

Université du Québec  
Institut National de la Recherche Scientifique  
Centre Énergie Matériaux et Télécommunications

# DÉTECTION DE PHOTONS UNIQUES PAR GÉNÉRATION DE SOMME DE FRÉQUENCES

Par  
Nicolas Moreau

Mémoire présenté pour l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M. Sc.)  
en sciences de l'énergie et des matériaux

## Jury d'évaluation

Président du jury et examineur interne	Tsuneyuki Ozaki INRS-ÉMT
Examineur externe	Michel Piché Département de physique, de génie physique et d'optique Université Laval
Directeur de recherche	Jean-Claude Kieffer INRS-ÉMT
Codirecteur de recherche	Steve MacLean INRS-ÉMT University of Waterloo



# RÉSUMÉ

Certains phénomènes en électrodynamique quantique sont très difficile à étudier en laboratoire étant donné que l'amplitude des champs électriques nécessaires pour leur observation sont à la limite de ce que les meilleurs lasers peuvent atteindre. Le laser terawatt du laboratoire ALLS à l'INRS-ÉMT est l'un des rares lasers pouvant atteindre les amplitudes de champ électrique nécessaires à induire une polarisation du vide.

Notre groupe de recherche est en train de mettre en place une expérience avec ce laser dans laquelle nous utiliserons la polarisation du vide comme milieu non-linéaire afin d'observer l'interaction de couplage photon-photon via le processus de mélange à quatre ondes.

Nos calculs théoriques prédisent que les photons produits par mélange à quatre ondes dans notre configuration expérimentale seront émis dans un spectre plus large que celui du laser terawatt. La détection des photons se fera donc dans l'une de deux bandes de détection, dénommées bande rouge et bande bleue, chacune contenant de l'ordre de  $10^{-5}$  photons par impulsion laser. Ces photons doivent être discriminés parmi plus de  $10^{19}$  photons composant chaque impulsion laser.

Pour discriminer les photons signal de tous les autres photons, nous avons conçu un système de détection se basant sur la génération de somme de fréquences, un processus non-linéaire du deuxième ordre, qui permet d'isoler les photons du bruit laser dans l'une des deux bandes de détection à l'aide d'une porte temporelle, spatiale, spectrale et sensible en polarisation.

L'efficacité de détection du système est caractérisée avec un montage test opérant à plus petite échelle permettant de faciliter la prise de mesure expérimentale. Le niveau de bruit intrinsèque au système de détection est évalué et comparé dans les deux bandes de détection et des stratégies pour le réduire sont proposées.

Les résultats démontrent que le système de détection est plus performant dans la bande de détection bleue que dans la bande rouge. Les sources de bruit dominantes sont causées par l'émission Raman spontanée et la fluorescence paramétrique de la pompe. Les méthodes proposées pour réduire ces sources de bruit davantage et améliorer l'efficacité de détection devraient permettre d'atteindre les critères de performance requis pour la détection de photons produits par mélange à quatre ondes dans le vide.

Ce projet établit un premier système de détection qui est adapté aux difficultés liées à la détection de photons uniques dans le proche-infrarouge.

**Mots-clés** Laser haute puissance ; laser ultrarapide ; métrologie ultrarapide ; couplage photon-photon ; optique non-linéaire ; auto-corrélateur ; détection de photon unique ; informatique quantique.



# ABSTRACT

Certain quantum electrodynamics phenomena are extremely difficult to study in a laboratory setting because the required electric field amplitudes are at the upper limit of what current high-power lasers can achieve. The terawatt laser system at the ALLS laboratory of INRS-EMT is one of the few lasers which can achieve electric field amplitudes required to induce vacuum polarization.

Our research group is currently preparing an experiment with this laser in which we will use the vacuum polarization as a nonlinear medium to observe photon-photon scattering via four-wave-mixing.

Our theoretical calculations predict the four-wave-mixing photons emitted in our experimental setup will have a larger spectrum than the terawatt laser's spectrum. As such, the detection of these photons will take place in one of two detection bands, dubbed Red Band and Blue Band, each containing roughly  $10^{-5}$  photons per pulse. The photons must be isolated from the pump laser containing over  $10^{19}$  photons per pulse.

In order to isolate the signal photons from the strong pump laser, we have designed a frequency upconversion detection system based on sum-frequency generation. Sum-frequency generation is a second-order nonlinear process which can selectively upconvert photons of one of the two detection bands through an all-optical temporal gate, spatial gate and spectral gate with polarization dependence.

Characterisation of the system detection efficiency is done with a test bench operating with a low-power multi-kHz laser system which can produce a similar four-wave mixing spectrum. The intrinsic noise level of the detection system is measured for both detection bands and strategies to reduce the noise level further are discussed.

Results show the detection system performs better in the Blue Band than in the Red Band. Intrinsic noise is caused by cascaded processes involving spontaneous Raman scattering and parametric fluorescence of the pump beam. Additionally, by applying the methods discussed for further improvement, the detection system should achieve the performance requirements to successfully detect single photons resulting from four-wave-mixing in vacuum.

This project establishes the first frequency upconversion detection system adapted to the difficulties of single-photon detection in the near-IR spectrum.

**Keywords** High-power laser ; ultrafast laser ; ultrafast metrology ; photon-photon scattering ; nonlinear optics ; auto-correlator ; single-photon detection ; quantum computing.



# TABLE DES MATIÈRES

Résumé	iii
Abstract	v
Table des matières	vii
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xi
<b>1 INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>2 DÉTECTION DE PHOTONS UNIQUES PAR GÉNÉRATION DE SOMME DE FRÉQUENCES</b>	<b>5</b>
2.1 Impulsions cohérentes de faible puissance	5
2.2 Impulsion gaussienne Fourier-limitée	6
2.3 Dispersion d'impulsions gaussiennes	6
2.4 Génération de somme de fréquences	7
2.4.1 Biréfringence	7
2.4.2 Accord de phase	9
2.4.3 Intensité	11
2.4.4 Largeur de bande d'accord de phase	11
2.4.5 Walk-off Spatial	12
2.4.6 Génération de somme de fréquences de photons uniques	13
<b>3 MONTAGE EXPÉRIMENTAL</b>	<b>17</b>
3.1 Principe de fonctionnement du système de détection	18
3.2 Montage	19
3.2.1 Laser	20
3.2.2 Pompe	21
3.2.3 Signal	21
3.2.4 Boite d'interaction	23
3.2.5 Boite de détection	24
3.2.6 Bande bleue	26
3.3 Alignement	27
3.3.1 Pompe et signal	27
3.3.2 Rotation du BBO	27
3.3.3 Délai temporel	28
3.3.4 Photodiode avalanche	28
3.4 Efficacité de détection	28
3.4.1 Bande rouge	29
3.4.2 Bande bleue	31
3.5 Sensibilité spatiale	31
3.6 Sensibilité spectrale	32

3.7	Sensibilité temporelle . . . . .	33
<b>4</b>	<b>CARACTÉRISATION DU BRUIT</b>	<b>35</b>
4.1	Bande rouge . . . . .	35
4.1.1	Filtre spatial . . . . .	36
4.1.2	Variation de la puissance de pompe . . . . .	41
4.1.3	Polarisation du faisceau SFG . . . . .	44
4.1.4	Spectre du faisceau SFG . . . . .	47
4.1.5	Synthèse . . . . .	51
4.2	Bande bleue . . . . .	52
4.2.1	Puissance de pompe . . . . .	53
4.2.2	Polarisation du faisceau SFG . . . . .	55
4.2.3	Spectre du faisceau SFG . . . . .	56
4.2.4	Bruit de grenaille du bruit de pompe . . . . .	57
4.2.5	Synthèse . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Discussion</b>	<b>63</b>
5.1	Efficacité de détection . . . . .	63
5.1.1	Détection des photons de mélange à quatre ondes dans le vide . . . . .	64
5.2	Caractérisation du bruit . . . . .	66
5.2.1	Compression spectrale . . . . .	67
5.2.2	Fréquences de résonance Raman . . . . .	68
5.2.3	Refroidissement du BBO et effets thermiques . . . . .	68
<b>6</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>71</b>
	<b>Références</b>	<b>73</b>
<b>I</b>	<b>Tableau des mesures</b>	<b>77</b>
<b>II</b>	<b>Estimation de l'augmentation de la température dans le BBO</b>	<b>79</b>

# LISTE DES FIGURES

1.1	Élargissement du spectre laser causé par le mélange à quatre ondes. . . . .	2
2.1	Configuration géométrique de l'accord de phase non-colinéaire à l'interface air-BBO.	8
2.2	Angles d'incidence de la pompe et du signal pour avoir un accord de phase parfait. .	10
2.3	Conséquences du désaccord de phase sur l'efficacité du processus de génération de somme de fréquences. . . . .	12
2.4	Largeur de bande d'accord de phase. . . . .	13
2.5	Walk-off spatial de la pompe et du signal. . . . .	14
2.6	Efficacité de conversion du processus SFG pour des photons uniques. . . . .	16
3.1	Spectre théorique des photons générés par mélange à quatre ondes dans le vide. . . .	18
3.2	Montage expérimental du système de détection à photon unique. . . . .	20
3.3	Vue latérale du parcours optique à deux niveaux. . . . .	20
3.4	Spectre de la pompe avec et sans filtre passe-bande. . . . .	22
3.5	Signal de FWM simulé par le cristal de saphir. . . . .	23
3.6	Configuration géométrique des faisceaux sur le miroir concave pour la focalisation dans le BBO. . . . .	24
3.7	Tache focale du faisceau SFG focalisé dans le SPAD. . . . .	25
3.8	Efficacité de conversion du processus SFG. . . . .	30
3.9	Efficacité de conversion du processus SFG dans la bande bleue. . . . .	32
3.10	Tache focale du faisceau signal à 900 nm dans le cristal de BBO. . . . .	33
3.11	Porte temporelle du système de détection. . . . .	34
4.1	Halo de lumière interférant avec le faisceau SFG . . . . .	37
4.2	Montage expérimental du filtre spatial . . . . .	38
4.3	Effet du filtre spatial sur le bruit et les photons SFG. . . . .	40
4.4	Effet de la puissance de pompe sur le bruit de pompe et les photons SFG. . . . .	43
4.5	Montage expérimental du test de polarisation. . . . .	45
4.6	Montage expérimental du monochromateur à photon unique. . . . .	48
4.7	Spectre du bruit de pompe et des photons SFG en régime photon unique . . . . .	50
4.8	Effet de la puissance de pompe sur le bruit de pompe et les photons SFG dans la bande bleue. . . . .	54
4.9	Spectre du bruit de pompe et des photons SFG en régime photon unique dans la bande bleue. . . . .	58
4.10	Évolution temporelle du bruit de pompe dans la bande bleue. . . . .	60
5.1	Montage expérimental proposé pour l'intégration avec le laser terawatt. . . . .	65
5.2	Nombre de photons SFG estimé dans l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide. . . . .	66



# LISTE DES TABLEAUX

3.1	Paramètres du laser Ti :Saphir. . . . .	21
3.2	Paramètres pour l'accord de phase non-colinéaire dans le BBO. . . . .	25
3.3	Paramètres pour l'accord de phase non-colinéaire dans le BBO dans la bande bleue. . . . .	26
3.4	Paramètres expérimentaux pour la mesure de l'efficacité de détection . . . . .	29
3.5	Paramètres $p$ , $q$ et $T$ du modèle d'efficacité de conversion théorique pour le calcul de l'efficacité de conversion. . . . .	29
3.6	Paramètres du montage servant à calculer les paramètres $p$ , $q$ et $T$ . . . . .	31
3.7	Paramètres $p$ , $q$ et $T$ du modèle d'efficacité de conversion théorique pour la largeur de la porte temporelle. . . . .	34
4.1	Paramètres expérimentaux pour les mesures avec le filtre spatial. . . . .	38
4.2	Réduction du bruit et transmission du filtre spatial. . . . .	41
4.3	Paramètres expérimentaux pour les mesures en fonction de la puissance de pompe. . . . .	42
4.4	Paramètres expérimentaux pour les mesures de polarisation. . . . .	45
4.5	Caractérisation en polarisation du bruit de pompe et des photons SFG. . . . .	46
4.6	Paramètres expérimentaux pour les mesures avec le monochromateur. . . . .	49
4.7	Paramètres expérimentaux pour les mesures en fonction de la puissance de pompe. . . . .	53
4.8	Paramètres expérimentaux pour les mesures de polarisation. . . . .	55
4.9	Caractérisation en polarisation du bruit de pompe et des photons SFG dans la bande bleue. . . . .	56
4.10	Paramètres expérimentaux pour les mesures avec le monochromateur. . . . .	57
4.11	Paramètres expérimentaux pour la mesure du bruit de grenaille du bruit de pompe. . . . .	59



# 1 INTRODUCTION

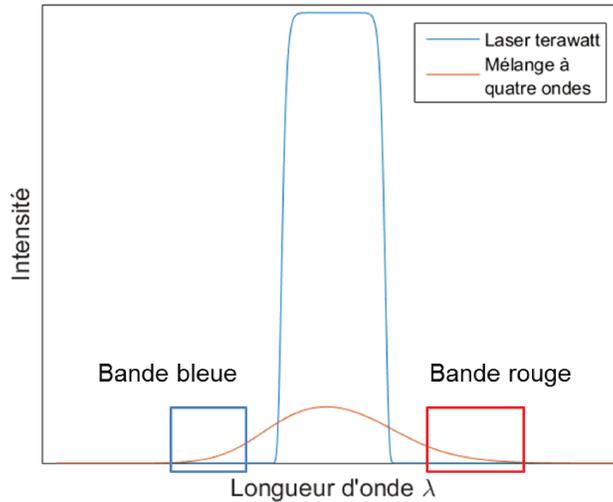
La théorie de l'électrodynamique quantique prédit qu'il est possible de polariser le vide lorsqu'il est sujet à des champs électriques extrêmes [1, 2]. On peut alors utiliser la polarisation du vide comme milieu non-linéaire afin d'explorer les effets sur la longueur d'onde, le vecteur d'onde et la polarisation des photons interagissant avec celui-ci. Tous ces effets sont regroupés sous le nom d'interaction de couplage photon-photon. L'un des effets possible est le mélange à quatre ondes, une interaction non-linéaire de troisième ordre dans laquelle deux photons réels incidents interagissent avec le milieu pour produire deux nouveaux photons réels à des longueurs d'onde différentes. Dans les vingt dernières années, deux groupes de recherche ont essayé de détecter cette interaction en laboratoire un utilisant une source laser, sans succès [3, 4]. Récemment, une interaction très similaire vient d'être observé expérimentalement par le détecteur ATLAS au LHC lors de collisions ultra-périphériques d'ions de plomb [5, 6], avec comme nuance que les photons incidents étaient des photons gamma quasi-virtuels au lieu d'être des photons réels. Ainsi, il existe toujours un intérêt pour l'observation de cette interaction avec un laser haute puissance qui permettrait d'avoir des photons incidents réels dans un régime de fréquences optiques ou proche-infrarouges.

Pour que les effets de la polarisation du vide soient non-négligeables et que l'on puisse observer le couplage photon-photon, il faut atteindre des intensités laser de l'ordre de  $10^{23}$  à  $10^{25}$  W/cm<sup>2</sup> [7]. Le laser terawatt du laboratoire ALLS à l'INRS-ÉMT a la capacité d'atteindre  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>. Ce laser Ti :saphir basé sur un système d'amplification OPCPA permet de générer des impulsions de 15 fs centrées à une longueur d'onde de 800 nm avec une énergie de 13,5 J à un taux de répétition de 2,5 Hz.

Ainsi, notre groupe de recherche est en train de mettre en place une expérience dans laquelle nous utiliserons le laser terawatt du ALLS pour induire une polarisation du vide et observer l'interaction de couplage photon-photons via le processus de mélange à quatre ondes [8].

Les défis principaux de cette expérience résident dans l'atteinte des conditions expérimentales extrêmes nécessaires à l'interaction de couplage photon-photons, c'est-à-dire une intensité laser de l'ordre de  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> et une zone d'interaction à ultra-haut vide de l'ordre de  $10^{-10}$  torr, ainsi que dans la détection des photons produits par le processus de mélange à quatre ondes.

Nos calculs théoriques [9, 10] prédisent que pour une impulsion laser initiale de 15 fs, 13,5 J, centrée à 800 nm avec une largeur de bande à mi-hauteur de 60 nm et focalisée dans une tache focale de 800 nm de diamètre, le spectre des photons générés par mélange à quatre ondes dans le vide s'étend de 680 nm à 960 nm. Il y a donc un élargissement du spectre laser tel que schématisé à la figure 1.1 (les intensités ne sont pas à l'échelle). Le nombre de photons générés par mélange à quatre ondes sur toute la bande est calculé à  $6,9 \times 10^{-3}$  photons par impulsion. Autrement dit, chaque impulsion laser a une chance sur 6900 de produire un seul photon par mélange à quatre ondes. De plus, nous devons discriminer ce photon parmi plus de  $10^{19}$  photons composant chaque impulsion laser.



**Figure 1.1:** Élargissement du spectre laser causé par le processus de mélange à quatre ondes dans le vide. La courbe bleue représente le spectre du laser terawatt et la courbe orange représente le spectre des photons produits par mélange à quatre ondes. Pour rejeter un maximum des photons du laser incident, le système de détection est conçu pour détecter les photons dans l'une de deux bandes de fréquences à l'extérieur de celle du laser, dénommées bande rouge et bande bleue. L'élargissement est légèrement asymétrique par rapport à la longueur d'onde centrale du laser terawatt. Cette asymétrie fait en sorte qu'il y a plus de photons dans la bande rouge que dans la bande bleue. L'intensité relative des deux courbes n'est pas à l'échelle.

Pour rejeter un maximum de photons du laser incident, le système de détection est conçu pour détecter les photons dans l'une de deux bandes de fréquences à l'extérieur de celle du laser, dénommées bande rouge et bande bleue. Le nombre de photons générés par mélange à quatre ondes dans ces deux bandes est de l'ordre de  $7,3 \times 10^{-5}$  et  $1,9 \times 10^{-5}$  photons par impulsion, respectivement. Cependant, le laser incident peut induire plusieurs sources de bruit secondaires qui émettent des photons dans ces deux bandes, tels que le mélange à quatre ondes sur les revêtements d'or de certaines composantes optiques et l'émission spontanée auto-amplifiée du laser (ASE).

Le système de détection doit donc avoir trois caractéristiques importantes. Premièrement, pour détecter un signal de si faible amplitude, il faut une bonne efficacité de détection. Ensuite, pour rejeter tous les photons provenant des autres interactions possibles dans la chambre d'expérience, il faut un excellent taux de rejet (*noise rejection ratio*). Le taux de rejet est le rapport entre le niveau de bruit à l'entrée et à la sortie du système de détection. Finalement, le bruit intrinsèque du système de détection doit être inférieur au nombre de photons signal que l'on cherche à détecter.

Les détecteurs à photon unique conventionnels tels que les photodiodes avalanche, les tubes photomultiplicateurs, les nanofils supraconducteurs, les jonctions tunnel supraconductrices et les *Transition Edge Sensor* (TES) possèdent une excellente efficacité quantique de détection et un très faible niveau de bruit intrinsèque dans une grande gamme de longueurs d'onde [11–13]. Par contre, leur lacune majeure est leur mauvais taux de rejet en raison de leur résolution temporelle (*timing jitter*) limitée à la centaine de picosecondes et leur incapacité à discriminer les photons selon leur différentes caractéristiques comme leur longueur d'onde, leur vecteur d'onde ou leur polarisation. Il

faut donc intégrer ces détecteurs dans un système de détection qui s’occupera de rejeter les photons indésirables avant qu’ils ne se rendent à ceux-ci.

Une méthode intéressante pour obtenir des hauts taux de rejet vient des auto-corrélateurs. Les auto-corrélateurs sont utilisés pour mesurer la durée d’impulsion et le contraste temporel des lasers femtosecondes à haute puissance [14, 15]. Le contraste temporel est le rapport entre l’intensité à un temps arbitraire avant ou après le maximum et l’intensité au maximum de l’impulsion. Ainsi, le contraste est aussi une mesure du taux de rejet. Les auto-corrélateurs commerciaux de type Séquoia de Amplitude Technologies peuvent mesurer des contrastes supérieurs à  $10^{13}$  [16, 17]. Le principe de fonctionnement est basé sur le processus de génération de somme de fréquences (SFG). La SFG est un processus optique non-linéaire de deuxième ordre ( $\chi^2$ ) lors duquel deux photons incidents, dénommés pompe et signal, interagissent dans un milieu non-linéaire pour produire un troisième photon avec une fréquence égale à la somme de celles des photons incidents. Ce troisième photon se nomme photon SFG. La corrélation entre les trois photons implique que la détection du photon SFG est équivalente à la détection d’un photon signal. De plus, ce processus non-linéaire se produit uniquement lorsque les photons incidents sont dans la même polarisation et qu’ils sont spatialement et temporellement superposés. La sensibilité du processus SFG aux caractéristiques spatiales, spectrales, temporelles et en polarisation des photons signal donnent un auto-corrélateur ayant un grand taux de rejet.

Notre système de détection combine ainsi le principe d’auto-corrélation par génération de somme de fréquences avec un détecteur à photon unique conventionnel afin d’obtenir un grand taux de rejet en plus d’une bonne efficacité de détection et un faible niveau de bruit intrinsèque. Le système est optimisé pour la génération de somme de fréquences avec une pompe centrée à 780 nm, dans deux configurations différentes selon la bande de détection choisie (rouge ou bleue).

Ce type de système de détection a déjà été utilisé avec succès dans plusieurs applications en informatique quantique, notamment pour la distribution de clés quantiques (QKD) [18–23], pour des mesures d’intrication quantique [24–26], pour la compression spectrale de photons uniques [27–29] et pour le stockage de qubits dans des mémoires quantiques [30]. Pour ces applications, des efficacités de conversion supérieures à 90% ont été atteintes pour le processus SFG [18, 20, 21]. Aussi, elles opèrent à des longueurs d’onde de pompe et de signal dans la bande des télécommunications, donc autour de 1,3  $\mu\text{m}$  et de 1,55  $\mu\text{m}$ , ce qui distingue notre système de détection de ces derniers.

Ce mémoire poursuit des travaux effectués précédemment, où un banc de test du système de détection basé sur la génération de somme de fréquences a été mis sur pied pour la bande de détection rouge [31–33]. Le but du banc de test est d’optimiser les performances du processus SFG dans un environnement plus facile à contrôler et à manipuler que sur le montage avec le laser terawatt. Les résultats obtenus précédemment par [33] ont donné une efficacité de conversion du processus SFG de 37%, une efficacité de détection globale de 5,2% et un niveau de bruit intrinsèque de  $3,1 \times 10^{-3}$  photons par impulsion laser pour la détection de photons dans la bande rouge.

Le but de ce mémoire est de comparer et d’améliorer la performance du banc de test dans la bande rouge et dans la bande bleue. Ceci permettra de déterminer les conditions expérimentales et

la bande de détection qui maximisent les performances du système dans le contexte d'une future expérience visant à générer et détecter des photons résultant du mélange à quatre ondes dans le vide. Ce but se divise en deux objectifs principaux.

Le premier objectif est d'améliorer l'efficacité de détection globale du système de détection dans la bande rouge et de la caractériser dans la bande bleue. Pour ce faire, chaque élément du montage est optimisé pour améliorer les performances de détection. En particulier, les éléments considérés sont l'efficacité de conversion du processus de génération de somme de fréquences, la transmission de la ligne de transport de l'entrée du système jusqu'au détecteur à photons unique conventionnel en fin de parcours et l'efficacité de détection quantique de ce dernier. Étant donné qu'il s'agit d'un banc de test, l'accent est mis sur l'efficacité de conversion du processus SFG.

Le deuxième objectif est de réduire le niveau de bruit intrinsèque dans les deux bandes de détection. Pour ce faire, la ou les causes du bruit sont identifiées en caractérisant les propriétés spectrales, la réponse en fonction de la puissance de pompe et la polarisation du bruit intrinsèque. Finalement, des méthodes pouvant s'attaquer à ces différents aspects du bruit sont proposées.

Le chapitre 2 explique les notions théoriques encadrant le processus de génération de somme de fréquences. Le chapitre 3 présente le montage expérimental du banc de test ainsi que les méthodes d'alignement employées. Ce chapitre présente aussi les améliorations apportées à l'efficacité de conversion et de détection globale du système. Le chapitre 4 fait état de la caractérisation du niveau de bruit intrinsèque. Les sources de bruit principales sont identifiées. Le chapitre 5 compare les performances du système pour la bande rouge et bleue, présente quelques méthodes possibles pour réduire les sources de bruit identifiées et discute des résultats dans le contexte de l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide. Le dernier chapitre fait un retour sur les objectifs et les résultats principaux du projet.

## 2 DÉTECTION DE PHOTONS UNIQUES PAR GÉNÉRATION DE SOMME DE FRÉQUENCES

Ce chapitre présente les concepts théoriques importants à la détection de photons uniques par génération de somme de fréquences. Ces concepts aident à comprendre l'interprétation des résultats présentés au chapitre 4. La première section traite des impulsions cohérentes de faible puissance, car le banc de test reproduit le signal de mélange à quatre ondes dans le vide avec une telle impulsion. La deuxième et la troisième section présente les notions d'impulsion gaussienne Fourier-limitée et de dispersion d'impulsions gaussiennes, car le contrôle des impulsions femtosecondes de la source laser est très sensible à la dispersion. La quatrième section discute de la biréfringence, un concept clé permettant de répondre aux conditions d'accord de phase nécessaires à la bonne performance du processus de génération de somme de fréquences détaillé dans la cinquième section.

### 2.1 Impulsions cohérentes de faible puissance

Afin de caractériser les performances du banc de test dans le même régime d'intensité que lors de l'interaction dans le vide, le signal test est atténué au point que le nombre moyen de photons par impulsion  $\mu$  soit inférieur à 1. Ces impulsions sont appelées des impulsions cohérentes de faible puissance, ou *weak coherent pulses*. Celles-ci ne sont pas de véritables sources à photon unique, car le nombre de photons par impulsion  $n$  suit une distribution de Poisson. La probabilité qu'une impulsion atténuée à une valeur moyenne  $\mu$  contienne  $n$  photons est

$$p(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}. \quad (2.1)$$

Le choix du nombre moyen de photons par impulsion est donc un compromis entre la probabilité d'avoir une impulsion vide et une impulsion avec plusieurs photons. La probabilité qu'elle contienne au moins un photon est

$$p(n > 0, \mu) = 1 - e^{-\mu}. \quad (2.2)$$

Avec un système de détection d'une efficacité globale  $\eta_D$ , la probabilité de détection devient [34]

$$p(n > 0, \mu) = 1 - e^{-\eta_D \mu}. \quad (2.3)$$

Pour obtenir une impulsion ayant un nombre moyen de photons  $\mu$  donné, l'atténuation  $A$  nécessaire est [35]

$$A = \frac{P}{\mu h \nu f}, \quad (2.4)$$

où  $P$  est la puissance du laser,  $h$  est la constante de Planck,  $\nu$  est la fréquence du photon et  $f$  est le taux de répétition du laser. L'équation (2.4) est utilisée pour déterminer le nombre moyen de photons dans l'impulsion signal du banc de test.

## 2.2 Impulsion gaussienne Fourier-limitée

La sensibilité temporelle du système de détection est reliée à la durée des impulsions de la pompe et du signal. Plus la durée d'impulsion est courte, plus la sensibilité temporelle est grande. La durée minimale d'une impulsion est limitée par sa largeur de bande spectrale. On dit d'une telle impulsion qu'elle est Fourier-limitée. Dans le cas où elle a une distribution spectrale gaussienne et une phase plane (aucun *chirp*), sa durée d'impulsion minimale  $\tau_0$  est

$$\tau_0 \simeq \frac{0.375}{\Delta\nu} = \frac{0.375\lambda_0^2}{c\Delta\lambda}, \quad (2.5)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière,  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale et  $\Delta\lambda$  est la largeur de bande spectrale de l'impulsion. Par exemple, la source laser du banc de test génère des impulsions avec une longueur d'onde centrale de 780 nm et une largeur de bande de 39 nm, ce qui donne une durée d'impulsion Fourier-limitée de 19,5 fs.

La durée d'impulsion à pleine largeur et mi-hauteur (FWHM) est

$$\tau = \sqrt{2\ln 2} \tau_0 \simeq 1.18\tau_0. \quad (2.6)$$

## 2.3 Dispersion d'impulsions gaussiennes

La durée d'impulsion peut changer lors de la propagation dans un milieu dispersif en raison de la dispersion de groupe. La dispersion de groupe, ou *group velocity dispersion* (GVD), est une caractéristique de tout milieu dispersif qui exprime la variation de la vitesse de groupe avec la fréquence de la lumière qui se propage dans le milieu. Elle est définie comme

$$\text{GVD} = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{v_g} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (2.7)$$

avec

$$\frac{1}{v_g} = \frac{n}{c} - \frac{\lambda}{c} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.8)$$

La dispersion de groupe a des unités de base en  $s^2/m$ , mais elle est le plus souvent exprimée en  $fs^2/mm$ . Elle est dite normale si la dispersion de groupe  $\text{GVD} > 0$ , c'est-à-dire que les hautes fréquences se propagent plus lentement que les basses fréquences. La dispersion est dite anormale dans le cas inverse.

Pour une propagation sur une distance  $z$ , le paramètre de dispersion, aussi appelé paramètre de chirp, est

$$A = \text{GVD} \cdot z + A_0 \quad (2.9)$$

où  $A_0$  est la dispersion initiale à  $z = 0$ . Une impulsion gaussienne s'étirera tel que [36]

$$\Delta t = \frac{\sqrt{\tau^4 + 16(\ln 2)^2 A^2}}{\tau}. \quad (2.10)$$

Pour une dispersion initiale  $A_0 = 0$ , l'impulsion est initialement Fourier-limitée et ne peut donc que s'élargir. Pour  $\text{GVD} \cdot A_0 > 0$ , l'impulsion est déjà élargie et s'élargira davantage. Pour  $\text{GVD} \cdot A_0 < 0$ , l'impulsion se comprime jusqu'à  $A = 0$ , puis s'élargit de nouveau. L'équation (2.10) permet donc de calculer la durée d'impulsion du laser après la propagation dans les lentilles, filtres et autres composants optiques du banc de test.

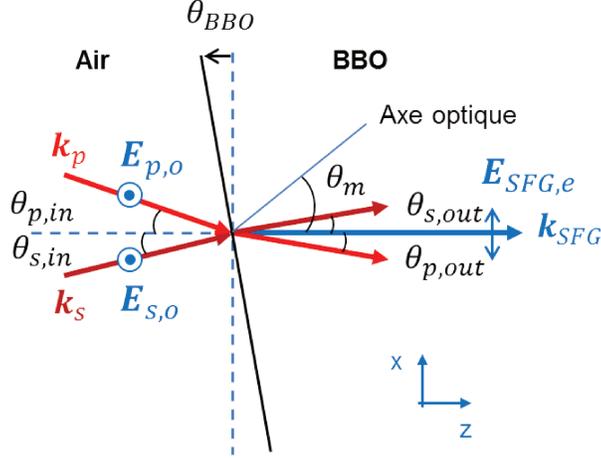
Il est à noter que la largeur de bande spectrale  $\Delta\nu$  de l'impulsion demeure inchangée avec la propagation de l'impulsion, bien que sa durée puisse augmenter dû à la dispersion. En effet, la compression du spectre due à l'élargissement temporel de l'impulsion (en raison des relations de Fourier) est entièrement compensée par l'élargissement du spectre dû au chirp.

## 2.4 Génération de somme de fréquences

Le système de détection est basé sur le principe d'auto-corrélation par génération de somme de fréquences (SFG). La SFG est un processus paramétrique de second ordre qui consiste en l'interaction d'un faisceau pompe de fréquence  $\omega_p$  de haute intensité avec un faisceau signal de fréquence  $\omega_s$  dans un cristal à haut coefficient non-linéaire  $\chi^2$  afin de générer un troisième faisceau de fréquence  $\omega_{\text{SFG}}$  égale à la somme des fréquences de pompe et de signal. Un schéma de l'interaction des trois faisceaux dans le cristal non-linéaire est présenté à la figure 2.1. Les sous-sections suivantes détaillent les concepts théoriques et paramètres clés gouvernant l'interaction de génération de somme de fréquences.

### 2.4.1 Biréfringence

Le processus de génération de somme de fréquences se produit dans un cristal de bêta-borate de baryum (BBO), un cristal biréfringent uniaxial négatif ayant un grand coefficient non-linéaire de deuxième ordre ( $\chi^2$ ). Un matériau biréfringent se caractérise par une propagation anisotrope de la lumière, plus précisément par une variation de l'indice de réfraction selon la polarisation de la lumière qui s'y propage. Le cas de biréfringence le plus commun est le type uniaxial pour lequel l'anisotropie du matériau est selon une seule direction appelée axe optique. De la lumière ayant une polarisation perpendiculaire à cet axe verra un indice de réfraction ordinaire, alors que toute polarisation ayant une composante parallèle à l'axe optique aura un indice de réfraction extraordinaire. Un cristal uniaxe est dit négatif lorsque l'indice extraordinaire est inférieur à l'indice ordinaire, et est dit positif dans le cas contraire.



**Figure 2.1:** Configuration géométrique de l'accord de phase non-colinéaire à l'interface air-BBO. Le faisceau pompe  $\mathbf{k}_p$  de haute intensité est superposé spatialement et temporellement avec le faisceau signal  $\mathbf{k}_s$  de faible intensité dans un cristal de BBO afin de générer le faisceau SFG  $\mathbf{k}_{SFG}$ . Les faisceaux incidents sont dans la polarisation ordinaire afin d'avoir un accord de phase de type I (ooe). La rotation  $\theta_{BBO}$  du cristal est nécessaire pour respecter la condition d'accord de phase. L'axe optique AO du cristal est à  $26,5^\circ + \theta_{BBO}$  de l'axe optique de propagation  $z$ . Le faisceau SFG se propage le long de l'axe  $z$  et les angles d'incidence  $\theta_{in}$  et de sortie  $\theta_{out}$  sont donnés par rapport à ce même axe.

Les équations de Sellmeier expriment l'indice de réfraction d'un matériau en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas d'un matériau biréfringent, il existe une équation pour chacun des indices ordinaires ( $n_o$ ) et extraordinaire ( $\bar{n}_e$ ). Celles du BBO sont [37]

$$n_o^2(\lambda) = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2, \quad (2.11)$$

$$\bar{n}_e^2(\lambda) = 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2, \quad (2.12)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde en microns.

Dans un cristal uniaxial négatif tel que le BBO, l'indice de réfraction extraordinaire effectif  $n_e(\theta)$  est donné par [38]

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2 \theta}{\bar{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2}, \quad (2.13)$$

$$n_e^2(\theta) = \frac{\bar{n}_e^2 n_o^2}{(n_o^2 - \bar{n}_e^2) \sin^2 \theta + \bar{n}_e^2}, \quad (2.14)$$

et l'angle correspondant est

$$\tan^2 \theta = \frac{\bar{n}_e^2}{n_o^2} \left( \frac{n_e^2 - n_o^2}{\bar{n}_e^2 - n_e^2} \right), \quad (2.15)$$

où  $\theta$  est l'angle entre l'axe optique du cristal et la propagation du faisceau.

Avec les équations (2.14) et (2.15), la rotation du BBO permet de contrôler avec précision l'indice de réfraction effectif d'un faisceau de polarisation extraordinaire. Cette propriété est exploitée

lors de la génération de somme de fréquences pour que tous les faisceaux aient le même indice de réfraction effectif, ce qui assure une efficacité de conversion maximale.

## 2.4.2 Accord de phase

Comme dans tout processus paramétrique non-linéaire, la génération de somme de fréquences doit respecter les conditions de conservation de l'énergie (équation (2.16)) et de conservation de la quantité de mouvement (équation (2.17)). Ces contraintes sont aussi appelées les conditions d'accord de phase.

$$\omega_{\text{SFG}} = \omega_s + \omega_p, \quad (2.16)$$

$$\Delta \mathbf{k} = 0 = \mathbf{k}_{\text{SFG}} - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_p. \quad (2.17)$$

Par défaut, la condition de conservation de l'énergie est toujours respectée. En connaissant le spectre des faisceaux pompe et signal, cette condition permet de calculer le spectre des fréquences générées. On limite ainsi la détection des photons à la largeur de bande du spectre, ce qui donne effectivement une sensibilité spectrale au processus SFG et contribue au taux de rejet du système de détection.

La seconde condition est respectée en exploitant la biréfringence des cristaux non-linéaires de sorte à ce que l'indice de réfraction effectif des trois faisceaux coïncide. Ainsi, pour le BBO, lorsque les faisceaux incidents ont une polarisation ordinaire, le faisceau SFG doit avoir une polarisation extraordinaire par rapport à l'axe optique. Cette configuration est appelée un accord de phase de type I (ooe). La biréfringence du cristal détermine donc la sensibilité en polarisation du processus de génération de somme de fréquences, ce qui contribue au taux de rejet du système de détection.

La seconde condition est plus difficile à respecter pour une grande plage de longueurs d'onde. En effet, dû à la dispersion chromatique du BBO, différentes longueurs d'ondes ont différents indices de réfraction, donc ont un vecteur d'onde différent. Les effets de la dispersion chromatique sont compensés en sélectionnant judicieusement le type de cristal, l'angle de coupe de son axe optique et son orientation spatiale.

Les faisceaux incidents peuvent être superposés spatialement dans le cristal selon une géométrie colinéaire ou non-colinéaire. L'avantage de la configuration non-colinéaire est qu'elle permet de séparer spatialement les faisceaux pompe et signal du faisceau SFG à la sortie du cristal. Cela permet d'isoler le faisceau SFG et ainsi de réduire considérablement le bruit intrinsèque du système de détection [15, 39, 40]. Pour déterminer l'angle d'incidence des faisceaux signal et pompe qui donnent un accord de phase parfait dans une configuration non-colinéaire, l'équation (2.17) se décompose en un système d'équations :

$$\Delta k_x = 0 = n_{e,\text{SFG}}(\theta_{\text{SFG,out}}) \sin(\phi_{\text{SFG,out}}) \sin(\theta_{\text{SFG,out}}) \omega_{\text{SFG}} - n_{o,s} \sin(\phi_{s,\text{out}}) \sin(\theta_{s,\text{out}}) \omega_s - n_{o,p} \sin(\phi_{p,\text{out}}) \sin(\theta_{p,\text{out}}) \omega_p \quad (2.18)$$

$$\Delta k_y = 0 = n_{e,\text{SFG}}(\theta_{\text{SFG,out}}) \cos(\phi_{\text{SFG,out}}) \omega_{\text{SFG}} - n_{o,s} \cos(\phi_{s,\text{out}}) \omega_s - n_{o,p} \cos(\phi_{p,\text{out}}) \omega_p \quad (2.19)$$

$$\Delta k_z = 0 = n_{e,\text{SFG}}(\theta_{\text{SFG,out}}) \sin(\phi_{\text{SFG,out}}) \cos(\theta_{\text{SFG,out}}) \omega_{\text{SFG}} - n_{o,s} \sin(\phi_{s,\text{out}}) \cos(\theta_{s,\text{out}}) \omega_s - n_{o,p} \sin(\phi_{p,\text{out}}) \cos(\theta_{p,\text{out}}) \omega_p \quad (2.20)$$

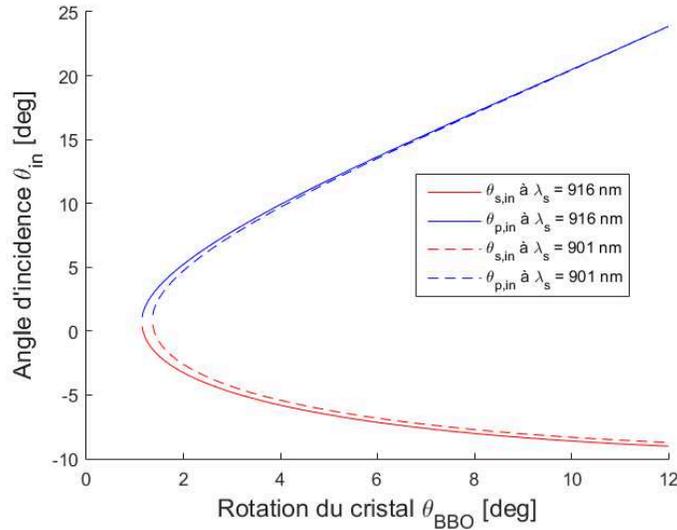
où  $\theta_{\text{out}}$  et  $\phi_{\text{out}}$  sont respectivement les angles polaire et azimutal dans le référentiel du laboratoire. Les angles  $\theta_{\text{in}}$  et  $\phi_{\text{in}}$  du faisceau à l'entrée du cristal sont calculés avec la loi de Snell-Descartes. L'axe optique est fixé dans le plan  $xz$  à un angle  $\theta_m$  arbitraire.

Le système d'équations est simplifié à un système à deux équations et deux inconnues en posant que tous les faisceaux se propagent uniquement dans le plan  $xz$  (donc  $\phi_{\text{out}} = \pi/2$ ) et que  $\mathbf{k}_{\text{SFG}}$  est toujours émis sur l'axe  $z$ . Le schéma de la configuration géométrique des faisceaux à l'interface air-BBO est présenté à la figure 2.1.

$$\Delta k_x = 0 = -n_{o,s} \sin(\theta_{s,\text{out}}) \omega_s - n_{o,p} \sin(\theta_{p,\text{out}}) \omega_p \quad (2.21)$$

$$\Delta k_z = 0 = n_{e,\text{SFG}}(\theta_m) \omega_{\text{SFG}} - n_{o,s} \cos(\theta_{s,\text{out}}) \omega_s - n_{o,p} \cos(\theta_{p,\text{out}}) \omega_p. \quad (2.22)$$

En résolvant les équations (2.21) et (2.22) en fonction de l'angle de rotation du cristal, on obtient à la figure 2.2 l'ensemble des angles d'incidence des faisceaux pompe et signal pour lesquels l'accord de phase est parfait.



**Figure 2.2:** Angles d'incidence de la pompe et du signal pour avoir un accord de phase parfait selon la configuration géométrique de la figure 2.1. La longueur d'onde de pompe est de 780 nm.

### 2.4.3 Intensité

Dans l'approximation de la pompe non-appauvrie, un signal de faible amplitude et d'un accord de phase imparfait ( $\Delta\mathbf{k} \neq 0$ ), l'amplitude du champ généré par SFG est donnée par [38]

$$E_{\text{SFG}}(z) = \frac{K_{\text{SFG}}}{g} E_s(0) \sin(gz) e^{\frac{1}{2} i \Delta k z} \quad (2.23)$$

avec les coefficients  $\kappa$ ,  $K_{\text{SFG}}$  et  $g$

$$\kappa = \frac{8\pi \omega_s \omega_{\text{SFG}} d_{\text{eff}} |E_p|}{(k_s k_{\text{SFG}})^{1/2} c^2}. \quad (2.24)$$

$$K_{\text{SFG}} = \frac{8\pi i \omega_{\text{SFG}}^2 d_{\text{eff}}}{k_{\text{SFG}} c^2} E_p \quad (2.25)$$

$$g = \sqrt{\kappa^2 + \frac{1}{4} \Delta k^2}. \quad (2.26)$$

En élevant l'équation (2.23) au carré, on obtient l'intensité  $I_{\text{SFG}}$  du faisceau généré à la sortie du cristal de longueur  $L$  [38]

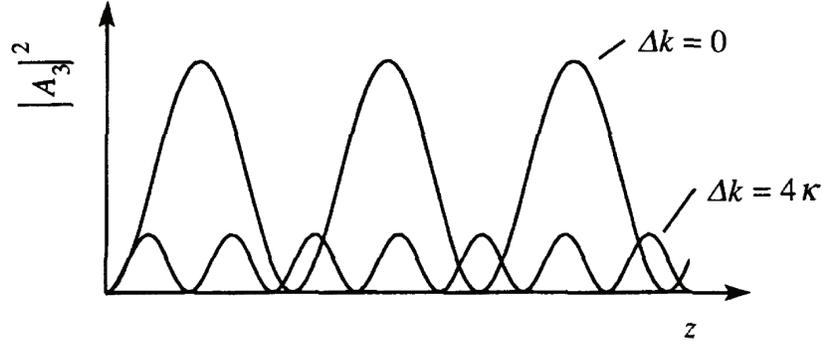
$$I_{\text{SFG}} = |E_{\text{SFG}}(L)|^2 = |E_s(0)|^2 \frac{|K_{\text{SFG}}|^2}{g^2} \sin^2(gL). \quad (2.27)$$

De l'équation (2.27) et (2.26), lorsque le désaccord de phase  $\Delta k$  augmente, la longueur caractéristique de l'interaction, c'est-à-dire la longueur du cristal pour laquelle l'intensité du faisceau SFG est maximale, diminue rapidement. Cela a pour conséquence de réduire considérablement l'intensité maximale que peut atteindre le faisceau SFG. En effet, l'intensité est inversement proportionnelle à  $g^2$ , qui elle dépend de  $\Delta k$ . Ces tendances sont illustrées à la figure 2.3. Elles s'expliquent par le déphasage entre les faisceaux incidents et SFG qui rend le transfert d'énergie du signal vers le faisceau SFG moins efficace. Il est donc très important que le terme de désaccord de phase soit le plus petit possible. Lorsque celui-ci devient difficile à éliminer complètement, par exemple à cause de la dispersion sur un spectre large bande, il est préférable d'utiliser un cristal plus court qui sera moins sensible au désaccord de phase. Dans notre cas, la bande de détection est très large, alors avons opté pour un cristal court d'une longueur de 100  $\mu\text{m}$ .

### 2.4.4 Largeur de bande d'accord de phase

Afin de maintenir une efficacité de conversion maximale, les conditions d'accord de phase doivent être respectées sur toute la distance de propagation dans le milieu non linéaire. Autrement dit, les faisceaux incidents doivent rester temporellement superposés avec le faisceau SFG et donc maintenir une relation de phase constante dans la direction du faisceau SFG.

Dû à la dispersion chromatique, l'accord de phase est seulement possible sur une largeur de bande qui est limitée par la différence de vitesse de groupe (*group velocity mismatch*, GVM) entre les faisceaux incidents et SFG. Lorsque la vitesse de groupe des faisceaux n'est pas identique, ils ne



**Figure 2.3:** Conséquences du désaccord de phase sur l'efficacité du processus de génération de somme de fréquences dans l'approximation de la pompe non-appauvrie [38]. Ici,  $|A_3|^2 \equiv I_{\text{SFG}}$  et  $z \equiv L$ . Lorsque  $|\Delta k|$  augmente, la période des oscillations et l'efficacité de conversion diminuent.

se déplacent pas à la même vitesse ce qui empêche un transfert d'énergie efficace. Ce phénomène porte aussi le nom de walk-off temporel.

Dans le cas où la fréquence du signal varie et que celle de la pompe demeure constante, la différence d'accord de phase est

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \Delta k \simeq \frac{\partial k_{\text{SFG}}}{\partial \omega_{\text{SFG}}} - \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} = \frac{1}{v_{g,\text{SFG}}} - \frac{1}{v_{g,s}} = \text{GVM} \quad (2.28)$$

avec la vitesse de groupe  $v_g$  donnée par l'équation (2.8).

La largeur de bande d'accord de phase est définie comme la largeur de bande spectrale pour laquelle le désaccord de phase ne varie pas plus que  $2.78312/L$ , ce qui correspond à la phase à mi-largeur de la courbe d'efficacité de conversion. Ainsi, pour un cristal de longueur  $L$ , la largeur de bande d'accord de phase est donnée par

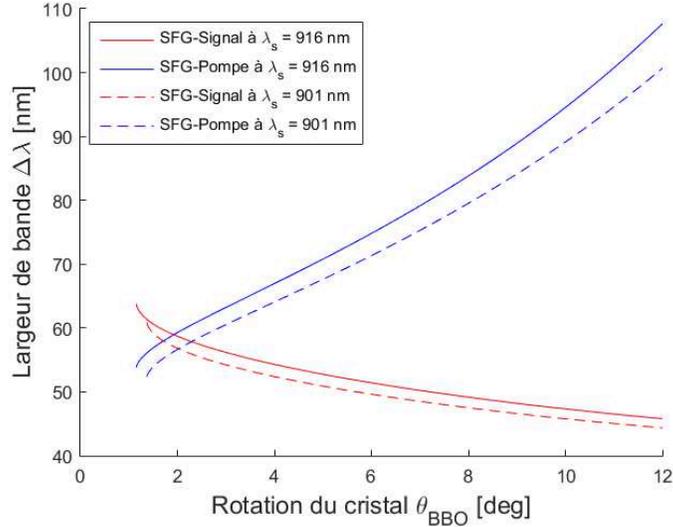
$$\Delta \omega = \frac{2.78312}{|\text{GVM}|L}. \quad (2.29)$$

La figure 2.4 présente la largeur de bande d'accord de phase pour un cristal de BBO de longueur  $L = 100 \mu\text{m}$ .

Par conséquent, un cristal court permet d'avoir une grande largeur de bande d'accord de phase et ainsi une meilleure efficacité de conversion globale lorsque le signal à convertir a un spectre très large. Il y a cependant un compromis à faire, car un cristal plus court réduit le gain sur le faisceau SFG et requiert donc une intensité de pompe plus élevée pour atteindre une efficacité de conversion maximale (voir l'équation (2.27)).

## 2.4.5 Walk-off Spatial

Afin de maintenir une efficacité de conversion maximale, tous les faisceaux de l'interaction non linéaire doivent être spatialement superposés sur toute la distance de propagation. Plus précisément, leurs vecteurs de Poynting, qui définissent la direction du transport d'énergie, doivent être



**Figure 2.4:** Largeur de bande d'accord de phase pour un cristal de BBO de longueur  $L = 100 \mu\text{m}$  dans la configuration géométrique de la figure 2.1. La largeur de bande efficace est donnée par la valeur minimale entre la pompe et le signal.

colinéaires. Le walk-off spatial  $\rho$  définit l'angle entre le vecteur de Poynting et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  tel que [41]

$$\rho = -\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial \theta}. \quad (2.30)$$

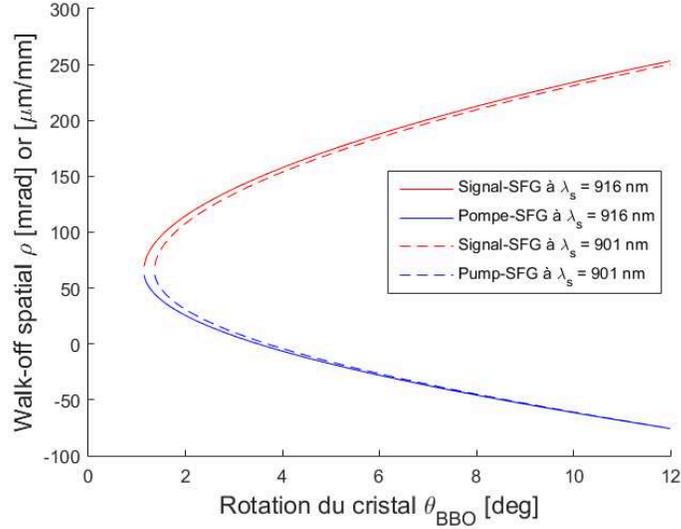
Un faisceau subit du walk-off spatial lorsqu'il se propage avec une polarisation extraordinaire dans un matériau biréfringent. En effet, le vecteur d'onde dépend de l'indice de réfraction extraordinaire effectif  $n_e$  et de l'angle de propagation  $\theta$  par rapport à l'axe optique du matériau, tandis que le vecteur de Poynting dépend de la direction du champ électrique. Un cristal court diminue les effets de walk-off spatial en réduisant la distance de propagation des faisceaux dans le milieu biréfringent.

Dans les processus paramétriques non-linéaires, un walk-off spatial trop grand réduit l'efficacité de conversion et cause un élargissement du profil spatial du faisceau généré. La figure 2.5 présente le walk-off spatial des faisceaux pompe et signal par rapport au faisceau SFG dans la configuration géométrique de la figure 2.1.

Il existe plusieurs méthodes pour diminuer la sensibilité du processus paramétrique au walk-off spatial. Premièrement, on peut diminuer la divergence des faisceaux incidents en diminuant la focalisation de ceux-ci. Deuxièmement, on peut augmenter le diamètre des faisceaux. Enfin, on peut réduire la distance de propagation dans le cristal. Dans les deuxième et troisième cas, la puissance des faisceaux doit être augmentée afin de conserver la même intensité et efficacité de conversion.

#### 2.4.6 Génération de somme de fréquences de photons uniques

Le traitement classique développé à la section 2.4 considère que les faisceaux sont monochromatiques et continus. Le traitement quantique du processus de génération de somme de fréquences



**Figure 2.5:** Walk-off spatial de la pompe et du signal par rapport au faisceau SFG selon la configuration géométrique de la figure 2.1.

élaboré par Donohue *et al.* [28] considère plutôt des photons avec une durée d'impulsion et une largeur de bande spectrale définies. La théorie de Donohue *et al.* suppose à priori que la largeur de bande d'accord de phase est supérieure ou égale à la largeur de bande de la pompe et du signal et que la superposition spatiale est parfaite sur toute distance de propagation (absence de walk-off spatial). Ainsi, le modèle classique demeure essentiel pour calculer les angles d'accord de phase, la largeur de bande d'accord de phase et le walk-off spatial et temporel qui rendent la théorie de Donohue valide expérimentalement.

Selon Donohue *et al.*, la probabilité  $n_{\text{SFG}}$  de convertir un photon signal en un photon SFG est donnée par

$$n_{\text{SFG}} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k-1} e^{-kT^2/(1+qk)}}{(2k)! \sqrt{1+qk}} p^{2k} \quad (2.31)$$

où les substitutions suivantes ont été faites :

$$p = 2(8\pi)^{1/4} \left( \frac{\sigma_p^2}{1 + 16A_p^2\sigma_p^4} \right)^{1/4} \gamma, \quad (2.32)$$

$$T = \frac{\sqrt{2}\sigma_p t}{\sqrt{1 + 16A_p^2\sigma_p^4}}, \quad (2.33)$$

$$q = \frac{\sigma_p^2}{\sigma_s^2} \left[ \left( 1 + \frac{\sigma_s}{S^2} + \frac{16A_s^2\sigma_s^4(S^2 + \sigma_h^2)}{S^2 + \sigma_s^2 + \sigma_h^2} \right) / (1 + 16A_p^2\sigma_p^4) \right], \quad (2.34)$$

avec

$$\gamma = \left( \frac{\hbar k_{0s} k_{0p} k_{0\text{SFG}}}{16\pi\epsilon_0 \mathcal{A}} \right)^{1/2} \frac{d_{\text{eff}} L \sqrt{N_e}}{3}. \quad (2.35)$$

$A_s$  et  $A_p$  sont les paramètres de dispersion du photon signal et de la pompe [s<sup>2</sup>],  $\sigma_s$  et  $\sigma_p$  sont les largeurs de bande du photon signal et de la pompe,  $\sigma_h$  est identique à  $\sigma_s$ ,  $t$  est le délai temporel entre la pompe et le signal et  $S$  est la largeur de bande du laser utilisé pour générer les photons signal. Les unités des largeurs de bandes sont en rad s<sup>-1</sup> et se calculent donc suivant

$$\sigma = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}. \quad (2.36)$$

Les  $k_{0i}$  sont les nombres d'onde correspondant à la fréquence centrale du photon signal, de la pompe et du photon SFG respectivement,  $\mathcal{A}$  est la surface active dans le milieu non-linéaire,  $\chi^{(2)}$  est la susceptibilité de deuxième ordre du milieu,  $L$  est la longueur du milieu non-linéaire et  $N_e$  est le nombre de photons dans l'impulsion de la pompe.

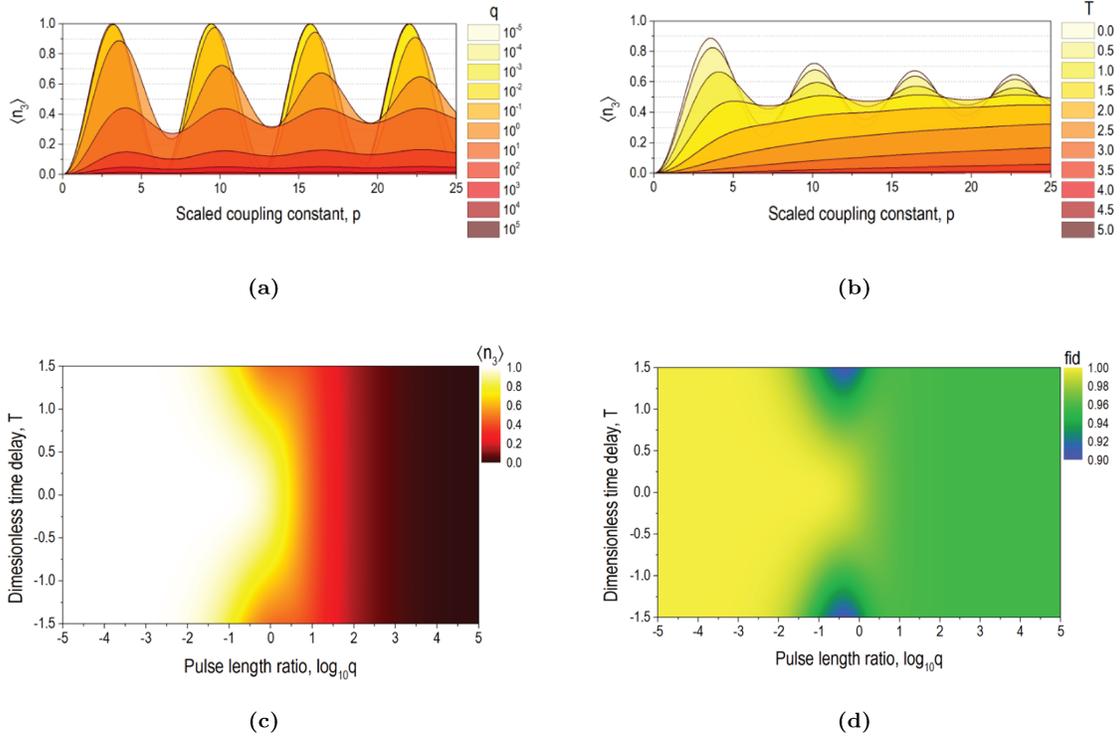
La constante de couplage  $p$  est définie de sorte que  $p^2$  est proportionnelle à la puissance de pompe crête. En effet,  $\gamma^2$  est proportionnel au nombre de photons dans l'impulsion de la pompe. La variable de temps adimensionnelle  $T$  représente le délai temporel relatif entre la pompe et le photon signal normalisé à la durée d'impulsion de la pompe. Le rapport des durées d'impulsion  $q$  est le quotient de la durée d'impulsion du photon signal sur la durée d'impulsion de la pompe. Une petite valeur de  $q$  implique donc que le photon signal a une durée d'impulsion beaucoup plus courte que la pompe. En particulier, lorsque  $q \ll 1$ , l'efficacité de conversion suit la tendance sinusoïdale

$$\lim_{q \rightarrow 0} n_{\text{SFG}} = \sin^2 \left( \frac{1}{2} e^{-T^2/2} p \right) \quad (2.37)$$

qui atteint une efficacité maximale unitaire à  $p = \pi$ . Cette tendance s'explique du fait qu'à haute puissance de pompe, la proportion de photons signal versus les photons SFG est inversée au point de saturer l'efficacité de conversion et que le processus inverse devient dominant : les photons SFG se reconvertissent en photons signal. L'efficacité de conversion du processus en fonction des constantes  $p$ ,  $q$  et  $T$  est présentée à la figure 2.6.

La figure 2.6a montre que lorsque  $q \ll 1$ , l'efficacité de conversion suit une tendance sinusoïdale et atteint une efficacité maximale unitaire à  $p = \pi$ . Une plus grande valeur de  $q$  diminue l'efficacité maximale et nécessite une constante de couplage plus grande pour l'atteindre. À la figure 2.6b, lorsque le délai temporel relatif augmente, les impulsions cessent d'être bien superposées et l'efficacité de conversion diminue. Notamment, l'efficacité de conversion maximale n'est plus bien définie passé  $|T| \approx 1,5$ , car à ce point le premier maximum local n'est plus le maximum global. La figure 2.6c montre que l'efficacité de conversion est robuste aux changements de délai temporel  $T$  lorsque  $q < 1$ . Enfin, la figure 2.6d démontre que le modèle théorique donne des résultats presque identiques à ceux obtenus en utilisant la théorie des perturbations au premier ordre.

D'un point de vue expérimental, la puissance de la pompe est ajustée de sorte à ce que la constante de couplage soit autour de  $p = \pi$ . Pour que la durée d'impulsion de la pompe soit supérieure à celle du signal, on peut modifier la largeur de bande et le chirp des faisceaux. Le délai temporel relatif nul est obtenu lors de l'alignement du montage.



**Figure 2.6:** Efficacité de conversion du processus SFG pour des photons uniques. Figure tirée de [28]. **a)** Probabilité de conversion  $\langle n_3 \rangle \equiv n_{SFG}$  en fonction de la constante de couplage  $p$  pour différents rapports de durée d'impulsion  $q$ , avec un délai temporel relatif constant  $T = 0$ . Lorsque  $q \ll 1$ , l'efficacité de conversion suit une tendance sinusoïdale qui atteint une efficacité maximale unitaire à  $p = \pi$ . **b)** Probabilité de conversion en fonction de la constante de couplage pour différents délais temporels relatifs  $T$ , avec  $q = 1$ . Lorsque le délai temporel relatif augmente, les impulsions cessent d'être bien superposées et l'efficacité de conversion diminue. Notamment, l'efficacité de conversion maximale n'est plus bien définie passé  $|T| \approx 1,5$ , car à ce point le premier maximum local n'est plus le maximum global. **c)** Probabilité de conversion en fonction de  $q$  et  $T$ , avec  $p$  fixé au premier maximum local. Lorsque  $q \ll 1$ , l'efficacité de conversion est robuste aux changements de délai temporel  $T$ . **d)** Fidélité du modèle théorique en le comparant aux résultats de la théorie des perturbations au premier ordre. La fidélité est excellente dans le régime  $q \lesssim 1$ .

### 3 MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Dans le contexte de développement du système de détection, le laser terawatt du laboratoire ALLS utilisé dans l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide possède plusieurs inconvénients. Notamment, la difficulté à manier des composantes optiques de grand diamètre et le faible taux de répétition de 2,5 Hz rend le temps d'accumulation de données très long. Pour cette raison, nous avons conçu un banc de test avec une source laser plus petite ayant des caractéristiques spectrales similaires sur lequel il est facile de tester et caractériser le système de détection indépendamment du montage avec le laser terawatt. Une fois la caractérisation complétée, le système de détection sera réintégré au montage avec le laser terawatt.

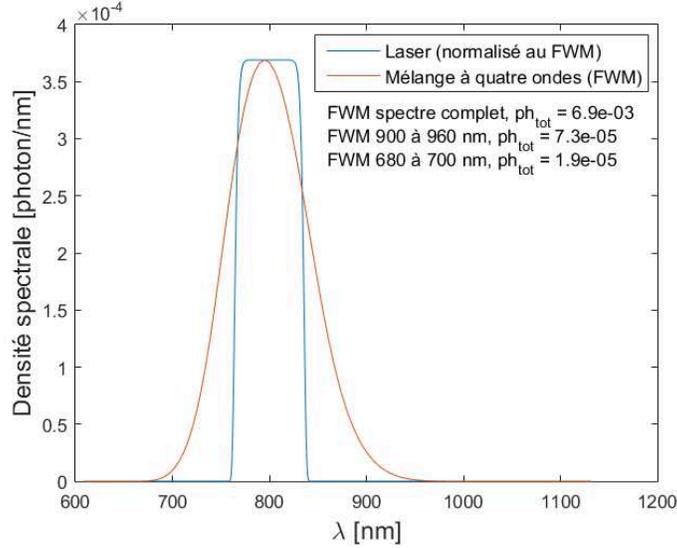
Lors de la conception du banc de test, l'accent a été mis sur la performance du processus de génération de somme de fréquences étant donné que c'est l'élément critique pour avoir un haut taux de rejet. L'efficacité de conversion du processus est aussi l'un des trois facteurs qui déterminent l'efficacité de détection globale du système, les deux autres étant l'efficacité de transmission de la ligne de transport et l'efficacité quantique du détecteur à photon unique.

Ce chapitre décrit les différents aspects liés à la conception du montage expérimental du banc de test dans deux configurations de détection différentes, soit de la bande rouge et de la bande bleue. Les différentes composantes du système sont passées en revue et sont accompagnées du raisonnement derrière les décisions de conception. Les méthodes d'alignement sont aussi abordées, puisqu'elles sont essentielles à la qualité du processus de génération de somme de fréquences. Ensuite, l'efficacité de conversion du processus SFG est mesurée dans le but de déterminer l'efficacité de détection globale du système. Enfin, la sensibilité du processus SFG aux caractéristiques spatiales, spectrales et temporelles sont évaluées en préparation à la mesure du taux de rejet qui sera faite lorsque le banc de test sera intégré au montage avec le laser terawatt.

Les simulations numériques effectuées par notre groupe [9, 10] ont calculé que pour une impulsion laser initiale de 15 fs, 13,5 J, centrée à 800 nm avec une largeur de bande à mi-hauteur de 60 nm et focalisée dans une tache focale de 800 nm de diamètre, le nombre de photons générés par mélange à quatre ondes est de l'ordre de  $6,9 \times 10^{-3}$  photons par impulsion laser dans une bande allant de 680 nm à 960 nm (figure 3.1). Pour éviter de détecter les photons du laser terawatt, le système de détection est conçu pour détecter seulement les photons produits dans l'une des deux bandes de fréquence à l'extérieur de celle du laser. La première bande de détection est la bande rouge, allant de 900 nm à 960 nm. Le nombre de photons présents dans cette bande est estimé à  $7,3 \times 10^{-5}$ . La deuxième bande de détection est la bande bleue, allant de 680 nm à 700 nm. Les simulations numériques prédisent qu'il y aurait  $1,9 \times 10^{-5}$  photons dans cette bande. Bien que la bande rouge contienne presque quatre fois plus de photons que la bande bleue, la caractérisation du banc de test dans les deux bandes est importante, car les performances de détection et le niveau de bruit intrinsèque ne sont pas identiques d'une bande à l'autre.

La bande bleue de détection du banc de test n'est pas la même que celle prévue avec les

simulations numériques dans l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide. Elle s'étend sur des longueurs d'onde plus proches de la pompe parce que le spectre de mélange à quatre ondes simulé dans le cristal de saphir est plus étroit que celui que l'on aura dans le vide à cause de la largeur de bande plus petite de la source laser (voir section 3.2.3).



**Figure 3.1:** Spectre théorique des photons générés par mélange à quatre ondes (FWM) dans le vide. La courbe bleue représente le spectre laser normalisé au maximum de la courbe orange, cette dernière correspondant au spectre des photons générés par FWM. Le nombre de photons FWM générés sur le spectre complet est de  $6,9 \times 10^{-3}$  photons. La bande de détection rouge va de 900 nm à 960 nm et contient  $7,3 \times 10^{-5}$  photons FWM. La bande de détection bleue va de 680 nm à 700 nm et contient  $1,9 \times 10^{-5}$  photons FWM.

Le chapitre suivant se divise en quatre sections. La première section explique le principe de fonctionnement du système de détection. La deuxième section décrit l'implémentation expérimentale du système de détection ainsi que ses composants clés. La troisième section détaille les différentes procédures d'alignement nécessaires pour que le système fonctionne à son meilleur. La quatrième section détermine l'efficacité de détection globale à partir de la mesure de l'efficacité de conversion du processus SFG. La dernière section discute de la sensibilité du processus SFG aux caractéristiques spatiales, spectrales et temporelles.

### 3.1 Principe de fonctionnement du système de détection

Le système de détection est basé sur le processus de génération de somme de fréquences décrit à la section 2.4. La génération de somme de fréquences se produit entre une pompe de forte intensité et un signal de très faible intensité ayant des caractéristiques similaires aux photons produits par mélange à quatre ondes dans le vide. L'interaction de la pompe et du signal dans un cristal de BBO produit des photons SFG qui sont alors détectés par un compteur de photons uniques. La corrélation entre les photons pompe, signal et SFG implique que la détection d'un photon SFG est équivalente à la détection d'un photon signal. Il existe quatre principaux avantages à détecter le

photon SFG plutôt que le photons signal directement.

Pour qu'il y ait une interaction entre les photons pompe et signal, il faut nécessairement que ceux-ci soient superposés, ou synchronisés, dans le temps et dans l'espace. Conséquemment, en utilisant des impulsions femtosecondes pour les photons pompe et signal, nous obtenons une porte temporelle optique femtoseconde sur le photon généré par somme de fréquences.

De la même manière, la taille du volume d'interaction où les photons sont spatialement superposés délimite la zone où il peut y avoir de la génération de somme de fréquences. En raison des conditions d'accord de phase, la direction de propagation des photons doit également se maintenir à l'intérieur des angles d'acceptance d'accord de phase. En focalisant les photons, on limite la taille de la section transverse du volume d'interaction à quelques dizaines de microns de diamètre.

Grâce à la conservation de l'énergie, le spectre du photon SFG est déterminé par les spectres des photons pompe et signal. On limite ainsi la détection des photons à la largeur de bande du spectre, ce qui en fait effectivement une porte spectrale. La largeur de la porte spectrale est déterminée par la largeur de bande d'accord de phase.

Avec un milieu non-linéaire biréfringent, la polarisation des photons pompe et signal doit être linéaire et à une orientation spécifique par rapport à l'axe optique du milieu non-linéaire de sorte à respecter les conditions d'accord de phase. La génération de somme de fréquences est donc un processus sensible à la polarisation des photons pompe et signal. Un photon n'ayant pas la même polarisation que les photons pompe et signal ne sera pas en accord de phase et sera donc rejeté.

En somme, en utilisant le processus de génération de somme de fréquences, nous détectons uniquement des photons SFG qui sont corrélés avec des photons signal ayant des caractéristiques spectrales, temporelles, spatiales et de polarisation très spécifiques. Ces caractéristiques sont choisies de manière à sélectionner seulement les photons issus du mélange à quatre ondes et à rejeter tous les autres photons.

## 3.2 Montage

Le banc de test du système de détection de photons uniques par génération de somme de fréquences est présenté à la figure 3.2. Le système est composé de deux parcours optiques distincts. Le premier parcours est pour le faisceau signal de la bande de détection rouge ou bleue, tandis que le deuxième est pour la pompe à une longueur d'onde de 780 nm. Ce dernier contient la ligne à délai permettant la superposition temporelle de la pompe et du signal, ainsi que le trigger servant à synchroniser les deux photodiodes avalanches (SPAD : Single Photon Avalanche Diode). Les deux boîtes servent à isoler le système du bruit externe. La boîte d'interaction contient un cristal de bêta-borate de baryum (BBO), un cristal uniaxial négatif, qui agit comme milieu non-linéaire de deuxième ordre ( $\chi^2$ ) dans lequel se produit la génération de somme de fréquences. Dans cette boîte, les faisceaux suivent un parcours optique à deux niveaux tel qu'illustré à la figure 3.3. Enfin, la boîte de détection sert à isoler le faisceau SFG de la pompe et du signal.

Le montage est d'abord présenté pour la bande rouge. La sous-section 3.2.6 traite des modifi-

cations nécessaires pour adapter le montage à la détection de la bande bleue.

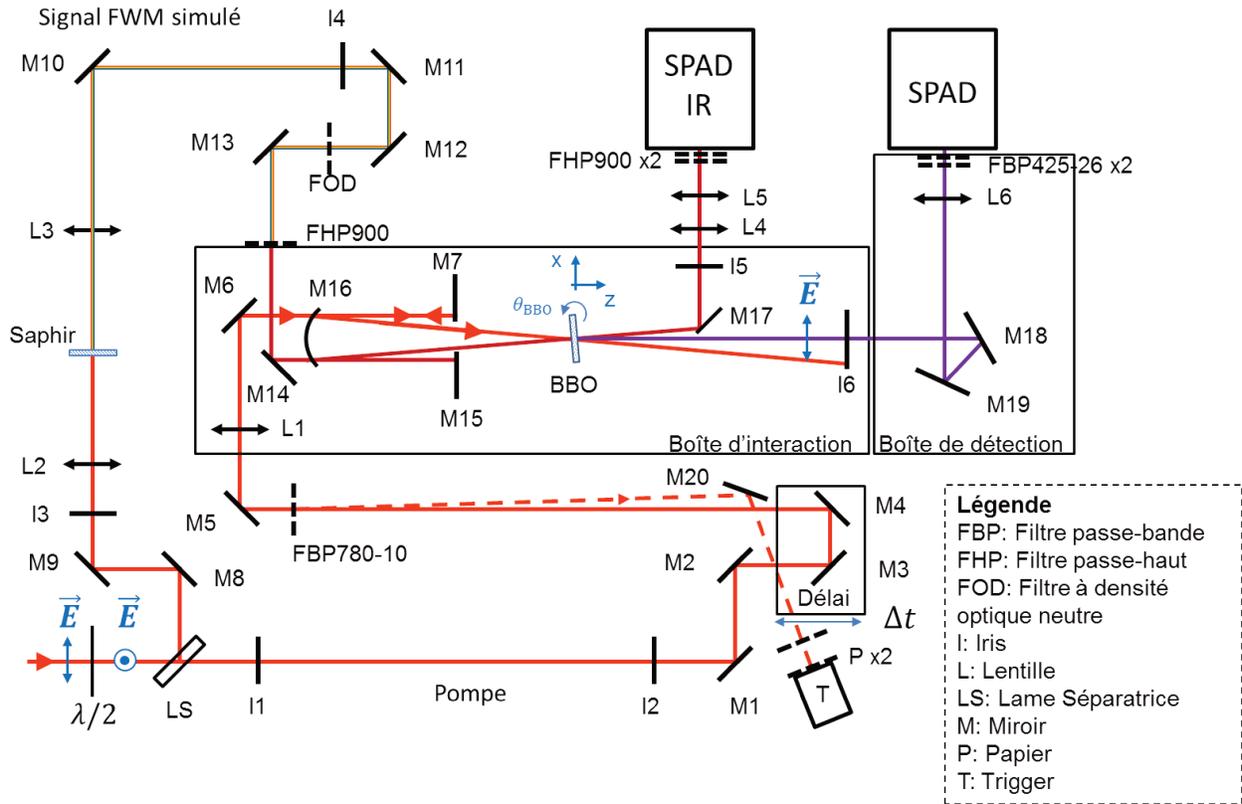


Figure 3.2: Montage expérimental du système de détection à photon unique.

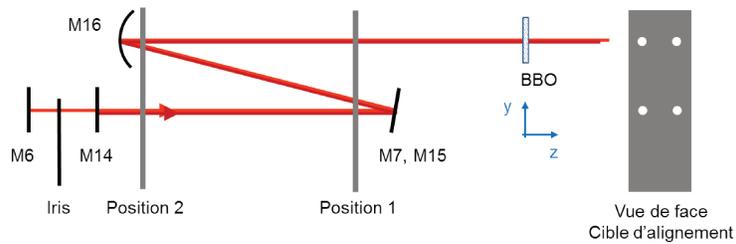


Figure 3.3: Vue latérale du parcours optique à deux niveaux dans la Boîte d'interaction avec la cible d'alignement. Il y a une cale dans la boîte d'interaction pour placer l'iris amovible et la cible d'alignement à la position 1. La position 2 est le plus proche possible du miroir M16. La cible d'alignement est faite d'aluminium bruni à chaud (*black oxide*) pour minimiser les réflexions spéculaires.

### 3.2.1 Laser

Les faisceaux pompe et signal du banc de test sont originaires d'une même source laser Ti :Saphir dont toutes les caractéristiques sont listées au tableau 3.1. La durée d'impulsion est de 65 fs et n'est pas Fourier-limitée. L'énergie par impulsion est contrôlée par une lame demi-onde et un cube polariseur placé avant le montage de la figure 3.2. Le laser est initialement de polarisation

P qui est ensuite changée en polarisation S à l'aide de la lame demi-onde à l'entrée du montage. La polarisation S permet d'effectuer la génération de somme de fréquences de type 1 (ooe) dans le cristal de BBO. Enfin, le laser est divisé entre les deux parcours optiques par la lame séparatrice selon un ratio de 75% pour la pompe et 25% pour la génération du signal simulé.

**Tableau 3.1:** Paramètres du laser Ti :Saphir. La durée d'impulsion n'est pas Fourier-limitée.

Paramètre	Valeur
Longueur d'onde centrale	780 nm
Largeur de bande à mi-hauteur (FWHM)	39 nm
Durée d'impulsion (FWHM)	65 fs
Taux de répétition	2,5 kHz
Énergie par impulsion	165 $\mu$ J
Polarisation	P

### 3.2.2 Pompe

Le parcours optique de la pompe contient deux iris, I1 et I2, qui définissent l'axe optique d'entrée du système. L'iris I2 sert aussi à fixer le diamètre du faisceau de pompe à 3 mm.

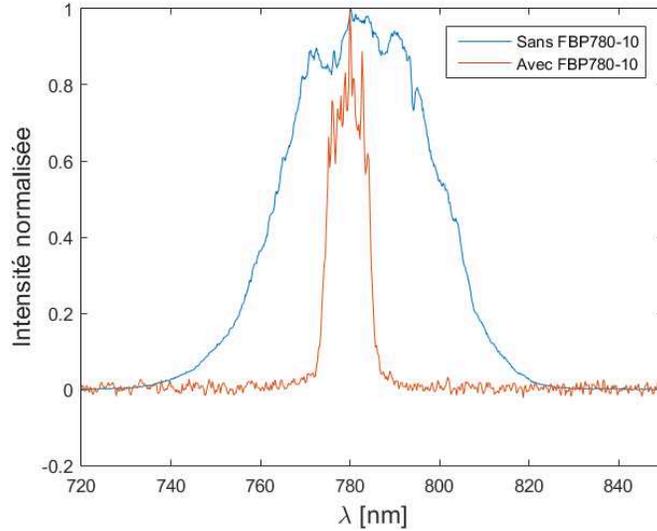
Ensuite, la ligne à délai est composée des miroirs M3 et M4 installés sur une platine de translation micrométrique. Elle sert à changer la longueur de parcours optique afin d'assurer la superposition temporelle de la pompe avec le signal.

À l'entrée de la boîte de détection, la pompe passe par un filtre passe-bande centré à 780 nm avec 10 nm de largeur de bande (Thorlabs FL780-10). La réduction de la largeur de bande allonge la durée d'impulsion à une valeur estimée de 98 fs. La largeur de bande et la longueur d'onde centrale du filtre ont été choisies pour limiter la largeur de bande d'accord de phase aux longueurs d'onde du signal et éviter ainsi qu'un accord de phase se produise pour des longueurs d'onde trop près de celles de la pompe. De plus, l'allongement de la durée d'impulsion assure un rapport des durées d'impulsion  $q$  (voir équation (2.34)) plus favorable à l'efficacité de la génération de somme de fréquences. L'énergie par impulsion mesurée après le filtre passe-bande est de 15  $\mu$ J ce qui correspond à  $5,89 \times 10^{13}$  photons à 780 nm. Le spectre de la pompe avec et sans le filtre passe-bande est présenté à la figure 3.4.

### 3.2.3 Signal

Pour simuler le signal produit par mélange à quatre ondes (FWM) dans le vide, le signal est généré dans un cristal de saphir de 3 mm d'épaisseur. Le saphir permet de générer un spectre de signal comparable à celui attendu dans l'expérience sur la polarisation du vide en utilisant une intensité laser nettement plus faible.

Le laser entrant dans le parcours optique du signal est d'abord réduit à un diamètre de 2 mm avec l'iris I3 afin de limiter l'énergie par impulsion à 2,2  $\mu$ J. Il est alors focalisé dans le cristal de



**Figure 3.4:** Spectre de la pompe avec (courbe orange) et sans (courbe bleue) filtre passe-bande centré à 780 nm. La largeur de bande à mi-hauteur avec et sans filtre est de 39 nm et 9,5 nm, respectivement.

saphir avec la lentille L2 de 100 mm de focale. Dans cette configuration, l'intensité est suffisamment élevée pour causer de la filamentation dans le cristal et élargir le spectre du laser grâce à l'auto-modulation de phase (SPM) et le mélange à quatre ondes (FWM) des différentes composantes spectrales du laser [42, 43]. La longueur du cristal demeure volontairement courte afin d'éviter que le phénomène d'auto-redressement de l'impulsion (*self-steepening*) ne cause la génération de supercontinuum [44], car ce type de spectre ne ressemblerait pas à celui du mélange à quatre ondes dans le vide. La configuration de faible focalisation (focale  $f = 100$  mm) favorise légèrement l'élargissement du spectre vers le rouge [45].

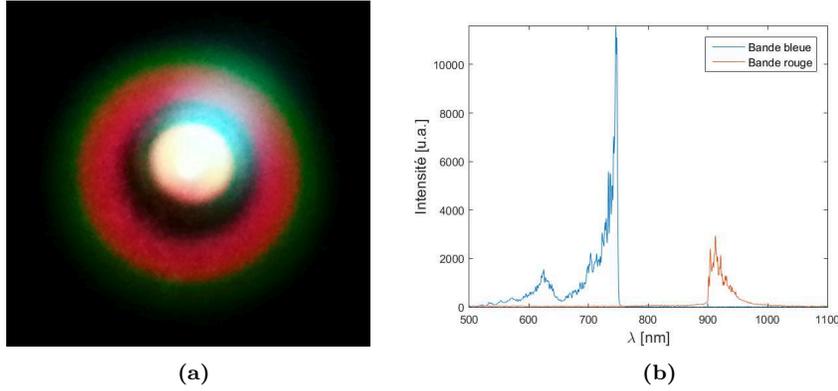
Le cristal est positionné de sorte à ce qu'un seul filament se forme tel qu'illustré à la figure 3.5a. Lorsqu'il y a un seul filament, le profil du faisceau signal reste homogène [46]. S'il y en a plus qu'un, on observe alors un patron d'interférence entre les différents filaments. L'intensité dans le saphir est contrôlée avec l'iris I3.

L'élargissement du spectre du laser suite à la filamentation dans le cristal de saphir est présenté à la figure 3.5b. Dans cette figure, la partie centrale du spectre a été éliminée à l'aide de filtres passe-haut et passe-bas pour former la bande rouge et la bande bleue, respectivement. La bande rouge est centrée à 916 nm et a une largeur de bande à mi-hauteur de 30 nm. Elle s'étend jusqu'à 970 nm en raison de sa forme asymétrique. La bande bleue est centrée à 736 nm avec une largeur de bande de 26 nm. La partie asymétrique s'étend jusqu'à 690 nm.

Après le cristal de saphir, la lentille L3 de 60 mm de focale collimate le signal FWM simulé. Ensuite, l'iris I4 sert à sélectionner la partie du signal FWM désirée, c'est-à-dire une section de 3 mm de diamètre au centre où elle est plus uniforme. Le signal est atténué à l'aide d'une série de filtres à densité optique neutre FOD calibrés [31] jusqu'à produire des impulsions cohérentes de faible puissance. L'atténuation nécessaire est calculée avec l'équation (2.4).

À l'entrée de la boîte d'interaction, le signal est filtré avec un filtre passe-haut à 900 nm (Thorlabs FELH0900) pour obtenir la bande de détection rouge.

Après son passage dans la boîte d'interaction, détaillé à la section suivante, le signal est réfléchi vers l'extérieur de la boîte par un morceau de gaufre de silicium recouverte d'or M17. À l'extérieur de la boîte, les lentilles L4 et L5 de 100 et 60 mm de focale respectivement focalisent le signal dans une photodiode avalanche infrarouge (SPAD IR). Le SPAD IR est protégé du bruit de pompe résiduel avec deux filtres passe-haut à 900 nm (Thorlabs FELH09000). Le SPAD IR utilisé est le COUNT<sup>®</sup> NIR de Laser Components qui a une efficacité quantique de détection  $\eta_D = 40\%$  à 900 nm et une surface de détection de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre.



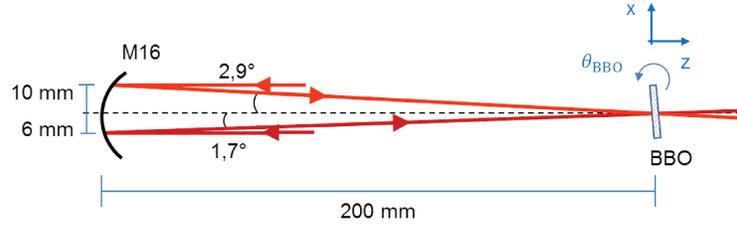
**Figure 3.5:** Signal de FWM simulé par filamentation du laser dans le cristal de saphir. profil homogène produit par un seul filament. **a)** Photo prise en laboratoire au niveau de la lentille L3 du profil homogène produit par un seul filament. **b)** Spectre généré dans la bande bleue (courbe bleue) et dans la bande rouge (courbe orange) avec un filtre passe-bas (courbe bleue) et passe-haut (courbe orange) pour couper la fréquence centrale du laser. Le spectre de la bande bleue du banc de test est centrée à 736 nm avec une largeur de bande de 26 nm. Il a été mesuré pour une impulsion laser de 4,1  $\mu\text{J}$  et 2,7 mm de diamètre. Le spectre de la bande rouge est centré à 916 nm et a une largeur de bande à mi-hauteur de 30 nm. Il a été mesuré pour une impulsion laser de 2,2  $\mu\text{J}$  et 2,0 mm de diamètre.

### 3.2.4 Boîte d'interaction

Dans la boîte d'interaction, les faisceaux pompe et signal se propagent sur deux niveaux et convergent dans le cristal de BBO pour produire la génération de somme de fréquences. Les faisceaux entrent dans la boîte au premier niveau à 50,8 mm de hauteur et sont réfléchis par les miroirs M6 et M14 de sorte qu'ils soient parallèles à l'axe optique  $z$  indiqué sur le schéma de montage (figure 3.2). Les miroirs en D, M7 et M15, sont orientés à  $5^\circ$  vers le haut pour élever les faisceaux au deuxième niveau à 62,5 mm de hauteur où se trouve le miroir concave M16 de 200 mm de focale. Celui-ci focalise les faisceaux dans le cristal de BBO.

Tel qu'illustré à la figure 3.6, les faisceaux sont alignés à quelques millimètres du centre du miroir ce qui les font converger avec des angles d'incidence différents dans le BBO. La longue focale du miroir permet d'avoir une précision de  $5 \text{ mrad mm}^{-1}$  sur l'angle d'incidence des faisceaux dans le cristal.

La génération de somme de fréquences se produit alors dans le BBO et le faisceau SFG résultant se propage le long de l'axe optique  $z$ . L'iris I6 sert à empêcher le faisceau pompe de se propager jusqu'à la boîte de détection tout en laissant entièrement passer le faisceau SFG.



**Figure 3.6:** Configuration géométrique des faisceaux sur le miroir concave pour la focalisation dans le BBO.

Enfin, la lentille L1 sert à changer la convergence du faisceau de pompe de sorte que le diamètre soit plus grand que celui du signal au point focal dans le BBO. Un diamètre plus grand réduit l'effet du walk-off spatial dans le cristal. En effet, les faisceaux doivent se propager sur une plus grande distance avant de perdre la superposition spatiale entre la pompe et le signal et entre la pompe et le faisceau SFG. De plus, un diamètre de pompe plus grand procure, dans le référentiel du faisceau signal, une intensité plus uniforme sur tout le faisceau signal et donc une efficacité de conversion plus uniforme.

Le cristal de BBO a  $100\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et un revêtement anti-reflet centré à  $420\ \text{nm}$  et  $900\ \text{nm}$  pour maximiser la transmission du signal et des photons SFG. L'axe optique du cristal est à  $26,5^\circ$  de la normale. La figure 2.1 illustre la configuration géométrique non-colinéaire des faisceaux entrants et sortants à l'interface air-BBO et le tableau 3.2 donne la valeur théorique de tous les paramètres. Ceux-ci sont calculés en utilisant les équations de la section 2.4.

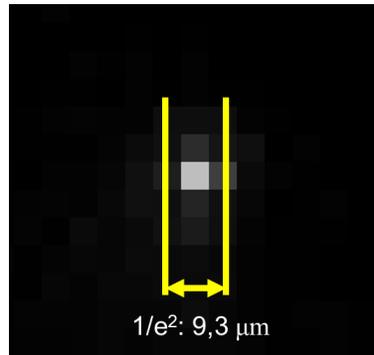
### 3.2.5 Boîte de détection

Une fois que le faisceau généré par somme de fréquences passe à travers l'iris I6 et entre dans la boîte de détection, il est réfléchi par les miroirs M18 et M19 à haute réflectivité UV. L'utilisation de deux miroirs facilite grandement l'alignement des composantes que l'on ajoute lors de la caractérisation du bruit (voir chapitre 4). Ensuite, le faisceau est focalisé dans le SPAD à l'extérieur de la boîte par la lentille L6 de  $60\ \text{mm}$  de focale. Le diamètre de la tache focale à  $1/e^2$  présenté à la figure 3.7 est de  $9,3\ \mu\text{m}$ . Le SPAD est isolé de tout bruit de pompe résiduel par deux filtres passe-bande de  $26\ \text{nm}$  centrés à  $425\ \text{nm}$  (Semrock FF01-425/26-25). Chaque filtre a une densité optique de 6 (atténuation de  $3,3 \times 10^6$ ) à  $780\ \text{nm}$  et inférieure ou égale à 7 à  $900\ \text{nm}$  (limite donnée par le fabriquant). L'efficacité de transmission de la ligne de transport du BBO jusqu'au SPAD est  $T_{SFG} = 0,66$  à cause de la réflectivité des miroirs M18-M19 à un angle d'incidence élevé (89%), la transmission des filtres passe-bande ( $\sim 93\%$ ), la lentille et les surfaces anti-reflet du BBO.

Le SPAD utilisé est le modèle SPCM50A de Thorlab qui a une efficacité quantique de détection  $\eta_D = 22\%$  à  $420\ \text{nm}$ . Le diamètre de la surface de détection est de  $50\ \mu\text{m}$ .

**Tableau 3.2:** Valeur théorique des paramètres pour l'accord de phase non-colinéaire dans le cristal de BBO dans la bande rouge.

Paramètre	Valeur théorique
Angle d'incidence de la pompe $\theta_{p,in}$	$3,2^\circ$
Angle d'incidence du signal $\theta_{s,in}$	$1,7^\circ$
Longueur d'onde de la pompe $\lambda_p$	780 nm
Longueur d'onde du signal $\lambda_s$	916 nm
Longueur d'onde du photon SFG $\lambda_{SFG}$	421 nm
Angle d'accord de phase $\theta_m$	$27,93^\circ$
Angle de sortie de la pompe $\theta_{p,out}$	$1,35^\circ$
Angle de sortie du signal $\theta_{s,out}$	$1,59^\circ$
Rotation du BBO $\theta_{BBO}$	$1,43^\circ$
Largeur de bande d'accord de phase $\Delta\lambda$	56 nm
Angle d'acceptance d'accord de phase de la pompe $\Delta\theta_{p,in}$	$\pm 1,1^\circ$
Angle d'acceptance d'accord de phase du signal $\Delta\theta_{s,in}$	$\pm 1,2^\circ$
Walk-off spatial entre la pompe et le faisceau SFG $\rho_p$	42 mrad (équiv. $\mu\text{m}/\text{mm}$ )
Walk-off spatial entre le signal et le faisceau SFG $\rho_s$	93 mrad (équiv. $\mu\text{m}/\text{mm}$ )



**Figure 3.7:** Tache focale du faisceau SFG focalisé dans une caméra à l'emplacement du SPAD. L'image est prise avec le faisceau signal non-atténué.

Le SPAD est relié à un oscilloscope (PicoScope 6402C) qui synchronise la prise de mesure avec chaque impulsion à l'aide d'un déclencheur (*trigger*). L'oscilloscope limite ainsi le temps d'ouverture de la photodiode avalanche à quelques dizaines de nanosecondes et réduit conséquemment le bruit au noir enregistré tout en donnant une résolution temporelle de 400 ps. À noter que la résolution temporelle du SPAD n'est pas la même que la résolution temporelle du système de détection entier. Cette dernière est définie comme la meilleure résolution entre celle du SPAD et la largeur de la porte temporelle du processus SFG. L'oscilloscope est programmé pour enregistrer les résultats d'une série d'acquisitions dans un histogramme illustrant le nombre de comptes enregistrés par le SPAD à chaque pas de temps de la période d'acquisition.

Le *trigger* est constitué d'une photodiode (Thorlabs DET10A) captant la réflexion de la pompe sur le filtre passe-bande à 780 nm dénoté par le parcours optique en pointillé sur la figure 3.2 du schéma de montage. La réflexion spéculaire est renvoyée vers le *trigger* avec le miroir M20 puis diffusée par deux feuilles de papier blanc P espacées de 4 cm.

### 3.2.6 Bande bleue

Le montage expérimental du banc de test pour la détection de la bande bleue demeure le même que celui présenté jusqu'à maintenant, à l'exception des filtres passe-haut et passe-bande qui sont remplacés par des filtres différents. La bande bleue du signal, qui est centrée à 736 nm avec une largeur de bande de 26 nm, est créée en remplaçant le filtre FHP900 à l'entrée de la boîte d'interaction par un filtre passe-bas à 750 nm (Semrock FF01-758/SP-25). Les deux filtres FHP900 devant le SPAD IR sont remplacés par deux filtres passe-bas à 750 nm (Thorlabs FEL0750) pour le protéger du bruit diffus de la pompe. Les filtres FBP425-26 devant le SPAD de la boîte de détection sont remplacés par deux filtres passe-bande à  $357 \pm 24$  nm (Semrock FF01-357/44-25) et un filtre passe-bas à 424 nm (Semrock FF01-357/44-25). Les filtres à 357 nm servent à isoler les photons SFG de la seconde harmonique de la pompe tandis que le filtre à 424 nm sert à couper les longueurs d'onde supérieures à 800 nm. Le filtre passe-bande sur le bras pompe reste inchangé.

Étant donné que la longueur d'onde du signal est différente, les conditions d'accord de phase le sont aussi. La configuration géométrique des faisceaux pompe et signal dans le cristal de BBO et la rotation du BBO sont réalignées de sorte à respecter les paramètres du tableau 3.3.

**Tableau 3.3:** Valeur théorique des paramètres pour l'accord de phase non-colinéaire dans le cristal de BBO dans la bande bleue.

Paramètre	Valeur théorique
Angle d'incidence de la pompe $\theta_{p,in}$	3,4°
Angle d'incidence du signal $\theta_{s,in}$	2,1°
Longueur d'onde de la pompe $\lambda_p$	780 nm
Longueur d'onde du signal $\lambda_s$	750 nm
Longueur d'onde du photon SFG $\lambda_{SFG}$	382 nm
Angle d'accord de phase $\theta_m$	30,58°
Angle de sortie de la pompe $\theta_{p,out}$	0,38°
Angle de sortie du signal $\theta_{s,out}$	0,40°
Rotation du BBO $\theta_{BBO}$	4,08°
Largeur de bande d'accord de phase $\Delta\lambda$	36 nm
Angle d'acceptance d'accord de phase de la pompe $\Delta\theta_{p,in}$	$\pm 0,9^\circ$
Angle d'acceptance d'accord de phase du signal $\Delta\theta_{s,in}$	$\pm 0,9^\circ$
Walk-off spatial entre la pompe et le faisceau SFG $\rho_p$	63 mrad (équiv. $\mu\text{m}/\text{mm}$ )
Walk-off spatial entre le signal et le faisceau SFG $\rho_s$	77 mrad (équiv. $\mu\text{m}/\text{mm}$ )

### 3.3 Alignement

Pour assurer une efficacité de conversion maximale du processus de génération de somme de fréquences, il est important d'aligner soigneusement le système de détection. Celui-ci requiert une grande précision quant à la superposition spatiale et temporelle des faisceaux de pompe et de signal pour respecter les conditions d'accord de phase et ainsi assurer une efficacité de conversion maximale du processus de génération de somme de fréquences. La superposition spatiale englobe l'alignement de la pompe, du signal et du BBO. Enfin, la superposition temporelle est déterminée par la longueur du parcours optique de chaque faisceau.

Cette section présente un survol des différentes méthodes d'alignement. Les procédures détaillées sont disponibles dans [32].

#### 3.3.1 Pompe et signal

La procédure d'alignement des faisceaux pompe et signal se découpe en cinq étapes principales :

1. Aligner le laser dans le système de détection avec les iris I1 et I2.
2. Assurer le parallélisme des faisceaux au niveau des miroirs M6-7-14-15.
3. Aligner les faisceaux sur le miroir concave M16.
4. Aligner le miroir concave parallèlement à la table optique.
5. Ajuster l'alignement dans le cristal de BBO avec les miroirs M7 et M15.

À la fin de la procédure d'alignement, au niveau du BBO, les faisceaux sont donc à la même hauteur (62,0 mm), parallèles à la table optique et se superposent spatialement à 200 mm du miroir concave avec les angles spécifiés à la section 3.2.4. À cet endroit le signal est dans son plan focal tandis que la pompe ne l'est pas, ce qui est normal en raison de la lentille convergente L1.

#### 3.3.2 Rotation du BBO

Le cristal de BBO est monté sur deux montures de rotation selon les axes  $\theta_{BBO}$  et  $\phi_{BBO}$ . La première étape est d'orienter la monture de rotation  $\phi_{BBO}$  de sorte que l'axe optique du cristal de BBO soit perpendiculaire à la polarisation ordinaire (polarisation  $s$  par rapport à la surface du cristal) des faisceaux de pompe et signal, donc dans le plan XZ. Ensuite, l'angle d'accord de phase  $\theta_{BBO}$  est optimisé avec la deuxième monture pour maximiser l'intensité du faisceau SFG.

L'alignement fin du BBO se fait en observant le signal résiduel et le faisceau généré par somme de fréquences. Pour ce faire, les SPAD sont remplacés par des caméras. Sur la caméra imageant le signal, on minimise le signal résiduel en ajustant les miroirs M7 et M15 ainsi que la rotation du BBO selon les deux axes. La caméra imageant le faisceau SFG a son plan image au niveau du BBO afin de voir la distribution spatiale d'intensité du faisceau. Lorsque celle-ci est homogène, l'intensité est maximale.

### 3.3.3 Délai temporel

Afin que les faisceaux pompe et signal se superposent temporellement parfaitement dans le cristal de BBO, le parcours optique de chacun des faisceaux a été mesuré et configuré de sorte que la différence entre les deux parcours soit de l'ordre 1 cm. Ce degré de précision est suffisant pour que la vis micrométrique de la ligne à délai, qui peut changer la distance de parcours sur 10 cm avec une précision de 10  $\mu\text{m}$ , puisse compenser la différence de parcours optique.

Pour trouver le bon délai, les faisceaux pompe et signal doivent d'abord être superposés spatialement dans le cristal. Ceci est vérifié visuellement avec un morceau de papier placé le plus près possible du BBO et ajusté avec le miroir M7 de la pompe. Ensuite, la ligne à délai est balayée sur un intervalle de  $-1$  cm à 1 cm. Lors du balayage, on observe un morceau de papier placé juste avant la gaufre de silicium M17 pour l'apparition d'un troisième faisceau entre la pompe et le signal.

### 3.3.4 Photodiode avalanche

L'alignement des photodiodes avalanche SPAD et SPAD IR est difficile en raison de la petite surface de détection (50 et 100  $\mu\text{m}$  pour la Thorlabs et la Laser Components respectivement) et de la très faible intensité du faisceau que l'on veut détecter qui le rend invisible à l'oeil nu. La première étape d'alignement est de centrer la photodiode le mieux possible à l'oeil et la placer environ 5 mm derrière le plan focal pour agrandir la taille du faisceau et ainsi augmenter les chances de détecter un signal. Ensuite, la photodiode est balayée selon l'axe vertical. Si aucun signal n'est détecté, la photodiode est translatée horizontalement de quelques centaines de microns, puis on effectue un nouveau balayage selon l'axe vertical. Ces deux dernières étapes sont répétées jusqu'à ce qu'un signal soit détecté. Elles sont alors répétées à nouveau plus finement jusqu'à ce que le signal soit maximisé. La photodiode est ensuite rapprochée du plan focal jusqu'à ce que l'intensité du signal cesse d'augmenter, puis les deux étapes de translation transverses sont réitérées pour maximiser le signal. Cette étape est répétée jusqu'à ce que la photodiode soit au plan focal, c'est-à-dire lorsque rapprocher celle-ci cause une baisse du signal au lieu d'une augmentation (même après avoir ajusté transversalement).

## 3.4 Efficacité de détection

L'efficacité de détection globale  $\eta_D$  du système de détection est définie comme la probabilité de détecter un photon SFG en tenant compte de toutes les pertes dans le système, c'est-à-dire

$$\eta_D = T_s T_{\text{SFG}} \eta_{\text{SFG}} \eta_{\text{det}}, \quad (3.1)$$

où  $T_s$  est la transmission de la ligne de transport après l'atténuation du signal jusqu'au BBO (miroirs M13 à M16),  $T_{\text{SFG}}$  est la transmission de la ligne de transport du bras SFG,  $\eta_{\text{SFG}}$  est l'efficacité de conversion du processus SFG et  $\eta_{\text{det}}$  est l'efficacité quantique du SPAD. L'efficacité de conversion du processus SFG est définie comme la fraction du faisceau signal qui est convertie en photons SFG à la sortie du cristal de BBO. Le signal non-converti qui est transmis à travers le BBO est mesuré

avec et sans la présence de la pompe. L'efficacité de conversion est alors déterminée par la perte d'intensité relative du signal en présence de la pompe :

$$\eta_{SFG} = \frac{S - S_p}{S}, \quad (3.2)$$

où  $S$  et  $S_p$  sont respectivement les signaux sans et avec la pompe.

### 3.4.1 Bande rouge

L'efficacité de conversion spectrale est calculée en appliquant l'équation (3.2) à chaque point du spectre. Pour faire cette mesure, la photodiode avalanche SPAD IR est remplacée par un spectromètre (Ocean Optics HR4C441 (custom)). Les paramètres expérimentaux sont listés dans le tableau 3.4. Les spectres acquis avec et sans présence de la pompe sont à la figure 3.8a. De ces mesures on obtient l'efficacité de conversion spectrale à la figure 3.8b.

**Tableau 3.4:** Paramètres expérimentaux pour la mesure de l'efficacité de détection des bandes rouge et bleue.

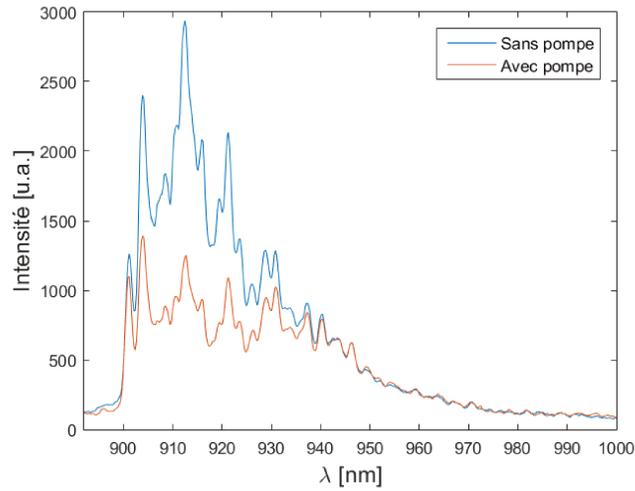
	Bande rouge	Bande bleue
Énergie de pompe par impulsion	15 $\mu$ J	15 $\mu$ J
Photons pompe par impulsion	$5,89 \times 10^{13}$ photons	$5,89 \times 10^{13}$ photons
Photons signal par impulsion	$7,4 \times 10^5$ photons	$7,4 \times 10^5$ photons
Durée d'impulsion du laser source	65 fs	65 fs
Temps d'intégration du spectromètre	2 s	0,1 s
$T_s$	0,86	0,93
$T_{SFG}$	0,66	0,58
$\eta_{det}$	0,22	0,13

L'efficacité de conversion maximale est de 60% à 912 nm. La largeur de bande d'accord de phase est de 27 nm, ce qui correspond à la moitié de la largeur de bande théorique du tableau 3.2, mais à la presque totalité de la largeur de bande du signal (30 nm). L'efficacité de conversion moyenne sur la bande du signal est de 46%.

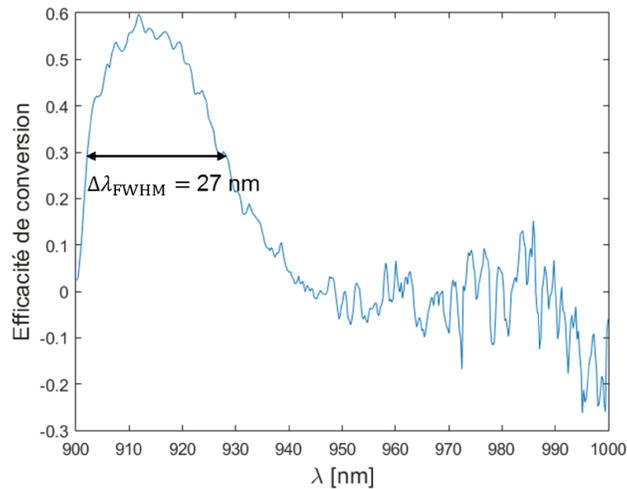
L'efficacité de conversion expérimentale est comparée à la valeur maximale prédite par la théorie de Donohue *et al.* [28] à l'aide des paramètres expérimentaux  $p$ ,  $q$  et  $T$  listés dans le tableau 3.5. Ces paramètres sont calculés à partir des équations (2.32), (2.34), (2.33) et (2.31) et des paramètres du montage au tableau 3.6.

**Tableau 3.5:** Paramètres  $p$ ,  $q$  et  $T$  du modèle d'efficacité de conversion théorique de Donohue *et al.* pour le calcul de l'efficacité de conversion.

Paramètre	Valeur expérimentale
$p$	10,7
$q$	1,32
$T$	0
Efficacité maximale théorique	67%



(a)



(b)

**Figure 3.8:** a) Spectre du signal avec (courbe orange) et sans (courbe bleue) la présence de la pompe. Lorsque la pompe est présente, on voit la déplétion du signal causée par la conversion des photons signal en photons SFG. b) Efficacité de conversion spectrale du processus SFG. Celle-ci atteint son maximum de 60% à 912 nm. L'efficacité moyenne sur la largeur de bande du signal est de 46%.

Avec une efficacité de conversion moyenne de 46%, on calcule une efficacité de détection globale de 5,8%. Ceci représente une amélioration de 12% de l'efficacité globale comparé aux travaux précédents de notre groupe de recherche (5,2%). Seule l'efficacité de conversion a été améliorée ; les deux autres aspects, l'efficacité de la ligne de transport et l'efficacité quantique du SPAD, sont demeurés inchangés.

**Tableau 3.6:** Paramètres du montage servant à calculer les paramètres  $p$ ,  $q$  et  $T$ .

Paramètre	Valeur expérimentale
Longueur d'onde de la pompe $\lambda_p$ [nm]	775 – 785
Longueur d'onde du signal $\lambda_s$ [nm]	901 – 931
Longueur d'onde du laser [nm]	760 – 799
$\sigma_p$ [rad s <sup>-1</sup> ]	$6,7349 \times 10^{13}$
$\sigma_s$ [rad s <sup>-1</sup> ]	$3,0961 \times 10^{13}$
S [rad s <sup>-1</sup> ]	$1,2090 \times 10^{14}$
$\sigma_h$ [rad s <sup>-1</sup> ]	$6,7349 \times 10^{13}$
$A_p$ [fs <sup>2</sup> ]	-209
$A_s$ [fs <sup>2</sup> ]	-566
$\gamma$	$6,6403 \times 10^{-7}$

### 3.4.2 Bande bleue

Dans la bande bleue, les changements apportés au montage modifient l'efficacité de transmission de la ligne de transport du signal jusqu'au BBO ainsi que celle du BBO jusqu'au SPAD. L'efficacité quantique du SPAD diminue parce que la longueur d'onde des photons SFG est plus basse. Les paramètres expérimentaux sont listés au tableau 3.4. Les spectres acquis avec et sans présence de la pompe sont à la figure 3.9a. De ces mesures on obtient l'efficacité de conversion spectrale à la figure 3.9b.

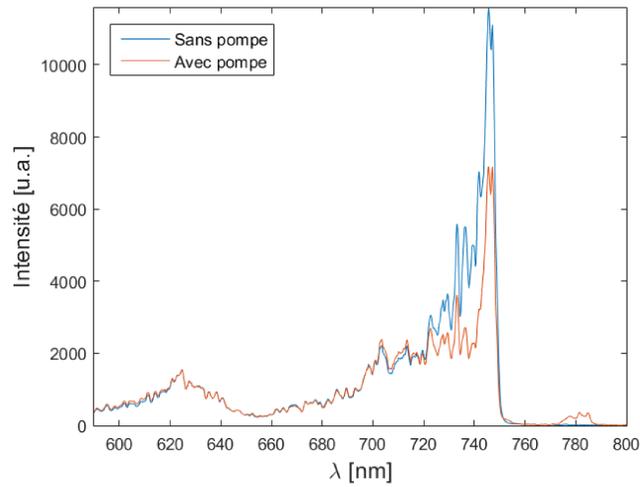
L'efficacité de conversion maximale est de 55% à 739 nm. La largeur de bande d'accord de phase est de 23 nm, ce qui correspond à la presque totalité de la largeur de bande du signal (26 nm). L'efficacité de conversion moyenne sur la bande du signal est de 38%.

On remarque à la figure 3.9a qu'en la présence de la pompe, il y a du bruit de pompe à 780 nm qui se rend au spectromètre. Ce bruit disparaît lorsque l'on met les filtres passe-bas à 750 nm.

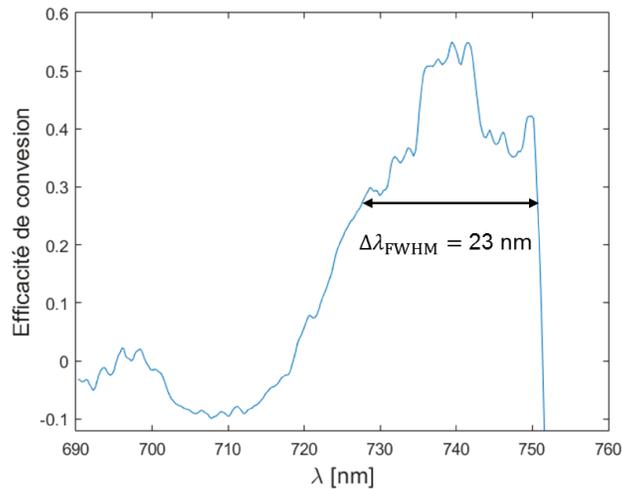
Avec une efficacité de conversion moyenne de 38%, on calcule une efficacité de détection globale de 2,7%. Cette efficacité est plus basse que dans la bande rouge principalement à cause de l'efficacité quantique du SPAD deux fois plus faible aux longueurs d'ondes de la bande bleue.

## 3.5 Sensibilité spatiale

L'aire de la section transverse où les faisceaux pompe et signal se superposent spatialement dans le BBO est déterminée par le diamètre le plus petit entre le faisceau pompe et signal. Le plus petit des deux est le faisceau signal, car celui-ci est à son point focal contrairement au faisceau pompe qui converge avant le BBO à cause de la lentille L1. Le diamètre du faisceau signal à  $1/e^2$  est de 42  $\mu\text{m}$  tel qu'illustré à la figure 3.10. L'aire de la section transverse est donc de 1385  $\mu\text{m}^2$ . Un photon arrivant à l'extérieur de cette zone, par exemple à cause d'une réflexion diffuse, sera exclu du processus SFG et ne sera pas détecté par le système de détection.



(a)

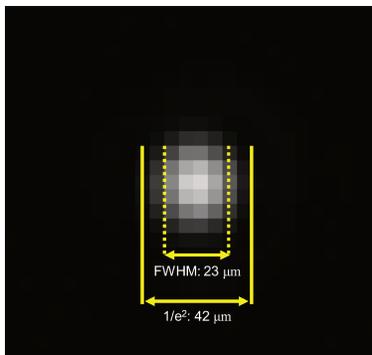


(b)

**Figure 3.9:** **a)** Spectre du signal avec (courbe orange) et sans (courbe bleue) la présence de la pompe. Lorsque la pompe est présente, on voit la déplétion du signal causée par la conversion des photons signal en photons SFG. **b)** Efficacité de conversion spectrale du processus SFG dans la bande bleue. Celle-ci atteint son maximum de 55% à 739 nm. L'efficacité moyenne sur la largeur de bande du signal est de 38%.

### 3.6 Sensibilité spectrale

Tel qu'expliqué précédemment à la section 3.4 et illustré à la figure 3.8b et 3.9b, la largeur de bande d'accord de phase est de 27 nm centrée à 915 nm dans la bande rouge et de 23 nm centrée à 739 nm dans la bande bleue. Cela correspond à la presque totalité de la largeur de bande du signal. Les parties asymétriques s'étendant jusqu'à 970 nm dans la bande rouge et 660 nm dans la bande bleue ne sont pas converties. Avec la pompe centrée à 780 nm avec une largeur de bande de 9,5 nm, le spectre des photons SFG émis va donc de 416,8 à 425,3 nm dans la bande rouge et de 375,3 nm à



**Figure 3.10:** Tache focale du faisceau signal à 900 nm dans le cristal de BBO.

383,6 nm dans la bande bleue. Un photon ayant une longueur d'onde différente de celle de la pompe ou du signal et à l'extérieur de la largeur de bande d'accord de phase sera exclu du processus SFG.

### 3.7 Sensibilité temporelle

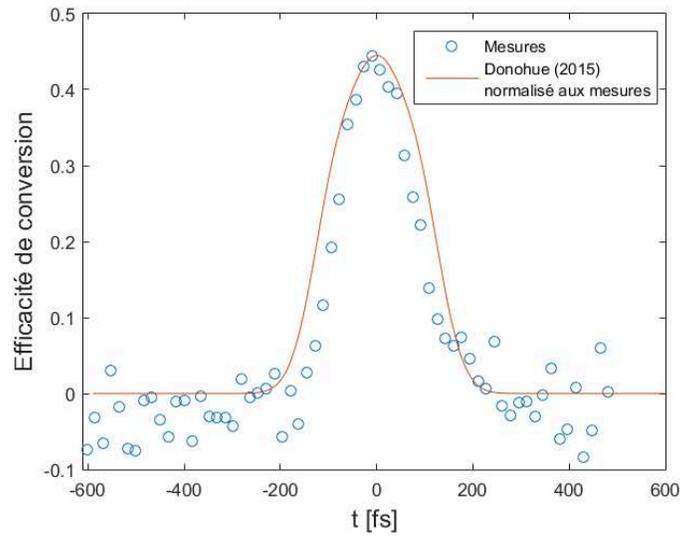
La largeur de la porte temporelle, c'est-à-dire la durée de la superposition temporelle des faisceaux, est déterminée par la largeur à mi-hauteur du signal d'auto-corrélation entre les faisceaux de pompe et de signal. Cela est équivalent à mesurer l'efficacité de conversion à différents délais temporels  $t$ .

Un photon arrivant dans le cristal de BBO avec un délai temporel à l'extérieur de la porte temporelle sera exclu du processus SFG.

La largeur de la porte temporelle a seulement été mesurée pour la bande de détection rouge. Le délai temporel est ajusté avec la ligne à délai sur le bras pompe. L'énergie de la pompe est d'environ 15  $\mu\text{J}$  par impulsion ce qui correspond à  $5,89 \times 10^{13}$  photons. Le signal est atténué à environ  $7,4 \times 10^5$  photons par impulsion. Les données expérimentales sont présentées à la figure 3.11. De cette figure, on mesure la largeur de la porte temporelle à mi-hauteur à 182 fs.

Les données expérimentales sont comparées au modèle théorique de Donohue *et al.* [28] à l'aide des paramètres expérimentaux  $p$ ,  $q$  et  $T$  listés dans le tableau 3.7. Ces paramètres sont calculés à partir des équations (2.32), (2.34), (2.33) et (2.31) et des paramètres du montage au tableau 3.6.

La concordance entre la forme des mesures expérimentales et la courbe théorique est assez bonne. La forme plus large de la courbe théorique est due à l'incertitude sur la valeur du chirp de la pompe et du signal. L'efficacité de conversion atteinte expérimentalement (46%) n'est pas celle prévue par la théorie (67%). Cela est dû au fait que le modèle théorique suppose qu'il n'y a aucun walk-off spatial et que la largeur de bande d'accord de phase est largement supérieure à la largeur de bande de la pompe et du signal. Ces deux conditions ne sont pas valides lors de la mesure expérimentale.



**Figure 3.11:** Porte temporelle du système de détection. La courbe suit le modèle théorique de Donohue *et al.* [28] et utilise les paramètres expérimentaux  $p$ ,  $q$  et  $T$ . La courbe est normalisée aux données expérimentales afin de comparer la forme de courbe avec celle des données.

**Tableau 3.7:** Paramètres  $p$ ,  $q$  et  $T$  du modèle d’efficacité de conversion théorique de Donohue *et al.* pour la largeur de la porte temporelle.

Paramètre	Valeur expérimentale
$p$	10,7
$q$	1,32
$T$	-11 – 11
Efficacité maximale théorique	67%

## 4 CARACTÉRISATION DU BRUIT

Le rapport signal-sur-bruit (SNR) du système de détection est un indicateur de la fiabilité de la mesure. Le niveau de bruit intrinsèque du système de détection doit être inférieur à cela pour avoir un bon rapport signal-sur-bruit. Un grand rapport signal-sur-bruit réduit le nombre d'acquisitions (ou tirs lasers) nécessaire pour obtenir une statistique significative. Dans le cadre de l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide, considérant que le taux de répétition du laser terawatt est de 2,5 Hz, un nombre d'acquisitions très grand peut devenir le facteur limitant de l'expérience.

Le bruit peut provenir de plusieurs endroits dans le système de détection, notamment le bruit intrinsèque au SPAD, les réflexions spéculaires et diffuses de la pompe et du signal non-converti sur les différentes composantes optiques et tous les autres processus non-linéaires qui sont possibles dans le cristal de BBO.

Le présent chapitre vise donc dans un premier temps à mesurer le niveau de bruit du système de détection dans les deux bandes de détection et dans un deuxième temps à identifier les différentes sources de bruit pour ensuite être en mesure de les enlever de manière efficace sans affecter la capacité de détection du système.

Le chapitre se divise en deux sections principales, la première pour la caractérisation du bruit dans la bande de détection rouge centrée à 916 nm et la deuxième pour la caractérisation du bruit dans la bande de détection bleue centrée à 736 nm. Les sections principales se subdivisent selon les différents tests de caractérisation effectués et se concluent par une synthèse des résultats de tous les tests. Chaque test décrit la méthodologie utilisée, puis présente les résultats qui y sont associés.

Tout au long du chapitre, les résultats font référence à l'Intervalle d'Intérêt (IOI). Cette région correspond à la résolution temporelle de 800 ps du SPAD dans laquelle tous les photons SFG sont détectés. En effet, bien que l'intervalle de temps réel sur lequel tous les photons SFG arrivent au SPAD est donné par la fenêtre temporelle du processus SFG (182 fs), le temps d'arrivée enregistré est limité par la résolution du SPAD. Toutefois, cela ne change en rien le taux de rejet du système de détection complet, car celui-ci est déterminé par la porte temporelle la plus courte, donc celle du processus SFG.

Finalement, l'ensemble des mesures du chapitre sont consignées dans un tableau de synthèse à l'annexe I.

### 4.1 Bande rouge

Les deux principales sources de bruit rapportées dans la littérature sont des processus non-linéaires en cascade induits par la pompe. Le premier processus en cascade est basé sur la fluorescence paramétrique [18, 20, 22, 23, 26], un processus de deuxième ordre analogue à la SFG dans lequel un photon de la pompe se décompose en deux photons de plus grande longueur d'onde. Le premier niveau de la cascade est la fluorescence paramétrique d'un photon pompe en deux photons de plus

grande longueur d'onde. Lorsque l'un de ces deux photons est émis à la même longueur d'onde qu'un photon signal, il peut interagir avec un autre photon pompe par génération de somme de fréquences et produire un photon identique à un photon SFG. Une variante de ce processus en cascade débute avec la génération de seconde harmonique de la pompe. Ensuite, le photon de seconde harmonique est décomposé en deux photons par fluorescence paramétrique. L'un de ces deux photons peut avoir la même longueur d'onde qu'un photon SFG et être émis dans la même direction. Il peut cependant être autant de polarisation ordinaire qu'extraordinaire. Cette variante est moins probable que la première, car les conditions d'accord de phase favorisent davantage la SFG que la génération de seconde harmonique.

Le deuxième processus en cascade est basé sur l'émission Raman spontanée [19, 22, 47, 48], qui est la collision inélastique d'un photon avec un phonon du cristal non-linéaire. Lors de la collision, le photon gagne ou perd de l'énergie, donc subit un décalage en longueur d'onde vers le bleu (anti-Stokes) ou vers le rouge (Stokes). Le processus en cascade débute avec l'émission Raman Stokes d'un photon pompe à la longueur d'onde du signal. Le photon Stokes est alors converti par génération de somme de fréquences en un photon identique à un photon SFG. Une variante de ce processus est également possible avec la génération de seconde harmonique de la pompe suivi de l'émission Raman Stokes d'un photon à la même longueur d'onde que les photons SFG.

La caractérisation du bruit dans la bande de détection rouge se fait selon quatre tests. Le premier test caractérise le niveau de bruit de référence du système de détection en régime photon unique et teste l'usage d'un filtre spatial pour réduire le bruit diffus provenant de la pompe. Le deuxième test étudie l'effet de la variation de la puissance de pompe sur le bruit et le nombre de photons SFG. Le troisième test analyse la polarisation du bruit et des photons SFG sur tout le spectre alors que le dernier test ajoute la dimension spectrale à l'analyse. La dernière sous-section fait une synthèse des résultats et liste les sources de bruit identifiées.

Afin de comparer les résultats des différents tests entre eux, toutes les mesures sont normalisées sur  $1 \times 10^6$  tirs, l'efficacité de conversion maximale mesurée sur toute la bande rouge de 46% et un nombre de photons moyen par tir  $\mu = 1$ . Tous les résultats présentés dans les figures et tableaux suivent aussi cette normalisation à moins d'indication contraire.

#### 4.1.1 Filtre spatial

À l'entrée du SPAD, il est important d'avoir un faisceau SFG spatialement propre et homogène, car toute imperfection peut potentiellement être une source de bruit. Or, en régime multiphotonique, c'est-à-dire lorsque le signal n'est pas atténué, on observe des fluctuations spatiales en intensité dans le faisceau SFG. Ces fluctuations spatiales se manifestent sous la forme d'un halo de faible intensité de forme circulaire visible à l'oeil. Ce halo est le plus intense sur sa bordure extérieure, là où il est superposé avec le faisceau SFG tel qu'illustré à la figure 4.1. Une cause probable du halo est discutée plus loin dans les résultats expérimentaux.

Dans une première tentative d'éliminer le halo du faisceau SFG, des tests ont été faits en réduisant le diamètre de l'iris I6 du montage de base (figure 3.2) de sorte à obstruer la bordure du



**Figure 4.1:** Halo de lumière interférant avec le faisceau SFG. De gauche à droite, les faisceaux signal, SFG et pompe.

faisceau SFG afin de filtrer spatialement le halo. Ces premiers tests étant prometteurs, nous avons tenté de pousser le filtrage spatial plus loin en combinant l’approche de l’iris I6 avec un autre filtre spatial plus performant.

Lorsque l’on focalise un laser à l’aide d’une lentille, la tache focale correspond à la transformée de Fourier du profil d’intensité transverse du faisceau [36]. Les composantes à basse fréquence spatiale se trouvent au centre de la tache focale, tandis que celles à haute fréquence se trouvent en bordure. En plaçant un masque dans le plan focal, on peut filtrer les fréquences spatiales de notre choix et modifier le profil d’intensité transverse du faisceau. Les fluctuations et perturbations spatiales causent des oscillations rapides (à haute fréquence) dans le profil d’intensité transverse. Conséquemment, celles-ci se retrouvent aux extrémités de la tache focale. La forme du masque nécessaire pour éliminer les fluctuations et perturbations spatiales est donc une ouverture circulaire, tel un pinhole. Un pinhole de diamètre

$$D = \frac{\lambda f}{r} \quad (4.1)$$

transmet 99% de l’énergie incidente du faisceau et bloque les fréquences spatiales inférieures à  $2r$ , où  $r$  est le rayon initial du faisceau,  $f$  est la longueur focale de la lentille et  $\lambda$  est la longueur d’onde du laser.

## Montage

Le filtre spatial est composé d’une lentille asphérique L7 de 11 mm de focale (Thorlabs A220-A), un pinhole PH (Thorlabs PH10, 15 ou 25) aligné avec le point focal et une lentille de collimation L8 de 35 mm de focale (Thorlabs LA1027-A). Ces composantes sont montées dans le système d’alignement en cage Thorlabs KT310. Le montage est illustré à la figure 4.2.

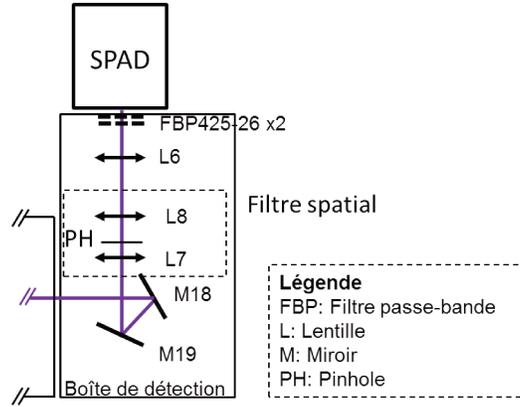
En raison de la courte focale de la lentille asphérique ainsi que du petit diamètre du pinhole, le filtre spatial est très sensible à l’alignement. Un ajustement à l’intensité du signal via l’iris I3 modifie la divergence du faisceau SFG ce qui désaligne le filtre spatial dans l’axe de propagation  $z$ . Comme il faut ajuster l’intensité du signal à chaque jour en raison des variations des conditions ambiantes du laboratoire, l’alignement du filtre spatial est vérifié au début de chaque journée après

avoir laissé thermaliser le laser et le cristal de saphir. De même, un micro-ajustement de la rotation du BBO ou de la superposition spatiale du signal avec la pompe entraîne un désalignement du filtre spatial dans le plan transverse.

Le but des mesures est de tester la capacité du filtre spatial à réduire le bruit causé par le faisceau pompe et par la part du faisceau signal non-converti. En effet, bien qu'il existe un halo visible causé par la pompe, il est possible qu'un halo similaire soit causé par le signal, mais qu'il soit trop faible pour être visible à l'œil.

Pour ce faire, une première mesure de référence sans pinhole en place est prise avec les lentilles L7 et L8. Ensuite, le bruit au noir est mesuré en coupant le faisceau de pompe et le faisceau signal. Le bruit de signal est mesuré en laissant passer le faisceau signal et en bloquant la pompe. À l'inverse, le bruit de pompe est mesuré en laissant passer la pompe et en bloquant le signal. Finalement, une mesure est prise en laissant passer le signal et la pompe de sorte à générer les photons SFG et ainsi calculer, avec la mesure de référence, la transmission du filtre spatial.

Le bruit au noir est moyenné sur trois séries de mesures de  $1 \times 10^6$  tirs laser. Les mesures du bruit de signal et du bruit de pompe sont faites sans pinhole et avec trois pinholes de différents diamètres, soit 10, 15 et 25  $\mu\text{m}$ . Les paramètres expérimentaux sont listés dans le tableau 4.1.



**Figure 4.2:** Montage expérimental du filtre spatial. Le filtre spatial est composé d'une première lentille L7 focalisant les photons dans un pinhole PH placé au plan focal de L7 et d'une seconde lentille L8 pour collimater les photons de sortie. Les variations spatiales en intensité sont filtrées par le pinhole de sorte à émettre une intensité de photons avec une distribution spatiale uniforme.

**Tableau 4.1:** Paramètres expérimentaux pour les mesures avec le filtre spatial.

Paramètre	Sans pinhole et pinholes de 15 et 25 $\mu\text{m}$	Pinhole de 10 $\mu\text{m}$
Nombre de tirs laser	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^5$
Efficacité de conversion	42%	45%
Nombre moyen de photons signal $\mu$ estimé par tir	0,055	0,83

## Résultats expérimentaux

### Bruit au noir

Le bruit au noir est le bruit mesuré lorsque les faisceaux pompe et signal sont bloqués. Il s'agit donc du bruit provenant de trois sources différentes : le bruit de Johnson et le bruit de lecture du SPAD ainsi que le bruit de la lumière ambiante.

Le bruit au noir moyenné sur trois séries est de  $9 \times 10^{-6}$  comptes par tir sur une période d'acquisition de 200 ns et  $1 \times 10^6$  tirs (figure 4.3a). On observe que les comptes sont répartis de manière aléatoire sur toute la période d'acquisition, avec jamais plus d'un compte par pas de temps. Étant donné la nature aléatoire du bruit, le niveau de bruit mesuré est directement proportionnel à la durée d'acquisition. Conséquemment, le bruit au noir dans l'intervalle d'intérêt de 800 ps est de  $3,6 \times 10^{-8}$  comptes par tir.

### Bruit du signal

Le bruit du signal est le bruit résultant du faisceau signal uniquement, le faisceau pompe étant physiquement bloqué. Il s'agit donc de la portion du signal non-convertie par somme de fréquences, donc encore à 900 nm.

Le bruit est mesuré à  $1,1 \times 10^{-5}$  comptes par tir sur une période d'acquisition de 200 ns et  $1 \times 10^6$  tirs (figure 4.3b). Lorsque l'on soustrait le bruit au noir et que l'on regarde sur la durée de l'intervalle d'intérêt de 800 ps, cela donne un bruit de signal de  $8 \times 10^{-9}$  comptes par tir. Le bruit du signal est donc négligeable car il est inférieur au bruit au noir.

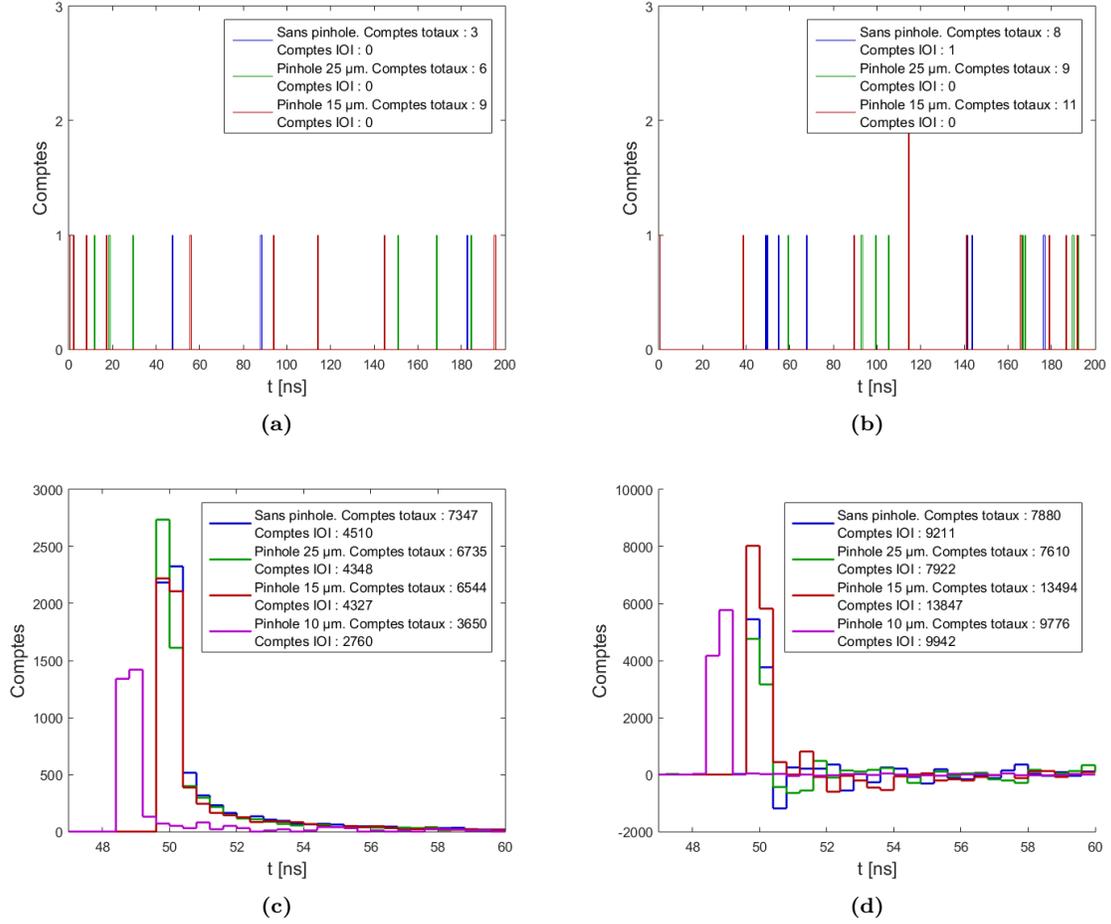
### Bruit de pompe

Le bruit de pompe est le bruit résultant du faisceau pompe uniquement, le faisceau signal étant physiquement bloqué. Comme il a été dit au début de la section 4.1.1, le bruit de pompe est causé en partie par un faible halo circulaire centré sur le faisceau pompe qui s'étend jusqu'au faisceau SFG.

L'efficacité des différents pinholes à réduire le bruit est calculée en divisant le bruit de la pompe avec le pinhole par le bruit de la mesure de référence sans pinhole à la figure 4.3c. La réduction du bruit est calculée sur la période d'acquisition complète et dans l'intervalle d'intérêt. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.2.

De ce tableau, on constate que les pinholes de 25  $\mu\text{m}$  et 15  $\mu\text{m}$  sont moins efficaces parce que leur diamètre est supérieur à celui de la tache focale dans le filtre spatial. Le pinhole de 10  $\mu\text{m}$  offre la meilleure réduction de bruit parmi les trois.

On remarque que tous les pinholes sont plus efficaces sur la période d'acquisition complète que dans l'intervalle d'intérêt et que le comportement du bruit y est différent. La majorité du bruit est concentré dans l'intervalle d'intérêt et il décroît rapidement à l'extérieur. Ainsi, le bruit à l'extérieur de l'intervalle d'intérêt comporterait plus de fluctuations spatiales qui sont mieux éliminées par le



**Figure 4.3:** Histogrammes démontrant l'effet du filtre spatial sur **a)** le bruit au noir, **b)** le bruit de signal, **c)** le bruit de pompe et **d)** le nombre de photons SFG. En **a)** et **b)**, les courbes bleues vertes et rouges correspondent à des séries de mesures indépendantes. En **c)** et **d)**, la courbe bleue représente la mesure de référence sans pinhole, vert pour le pinhole 25 μm, rouge pour le pinhole 15 μm et magenta pour le pinhole 10 μm. Les nombres de comptes sont normalisés pour  $1 \times 10^6$  tirs. Tous les photons SFG sont détectés dans une fenêtre temporelle de 800 ps (les deux barres les plus hautes). Cette fenêtre temporelle s'appelle l'intervalle d'intérêt (IOI).

filtre spatial, tandis que le bruit à l'intérieur de l'intervalle d'intérêt aurait une distribution spatiale plus uniforme et serait donc moins affecté par le filtre spatial.

La présence de fluctuations spatiales à l'extérieur de l'intervalle d'intérêt, jumelée au fait que ces photons ont une large distribution temporelle post-intervalle d'intérêt suggère que ce bruit est de nature diffuse. En effet, la diffusion entraîne une longueur de parcours optique plus grande et peut avoir une distribution spatiale non-homogène si les sources de diffusion sont elles aussi non-homogènes. Une possibilité est que le halo centré sur le faisceau pompe soit causé par de la diffusion sur des impuretés à la surface et à l'intérieur du volume du cristal de BBO [39].

**Tableau 4.2:** Réduction du bruit et transmission du filtre spatial.

	Sans pinhole	Pinhole 25 $\mu\text{m}$	Pinhole 15 $\mu\text{m}$	Pinhole 10 $\mu\text{m}$
Réduction du bruit acq. complète		8%	11%	50%
Réduction du bruit IOI		4%	4%	39%
Transmission		86%	N.D.	> 80%
SNR	2,0	1,8	N.D.	2,9

### Transmission du filtre spatial

La transmission du filtre spatial est calculée en faisant le rapport entre le nombre de photons SFG avec le pinhole et la mesure de référence (sans pinhole). Pour obtenir le nombre de photons SFG, on prend d’abord une mesure en laissant passer le signal et la pompe, puis on y soustrait le bruit de pompe (figure 4.3d). Les résultats sont présentés au tableau 4.2.

Pour le pinhole de 15  $\mu\text{m}$ , le nombre de photons SFG est significativement plus élevé que le nombre de référence. Ceci peut s’expliquer du fait que la puissance de signal était mal calibrée pendant cette mesure. La valeur peut donc être rejetée.

La transmission du filtre spatial dans le cas du pinhole de 25  $\mu\text{m}$  est de 86%. Bien que la transmission soit bonne, la réduction du bruit de pompe de 4% dans l’intervalle d’intérêt ne justifie pas l’utilisation de ce pinhole.

Dans le cas du pinhole de 10  $\mu\text{m}$ , la transmission est de 108%. Bien qu’une transmission supérieure à 100% soit impossible, ce résultat surprenant pourrait s’expliquer par une combinaison de facteurs tels que l’erreur sur l’estimé de  $\mu$ , des erreurs statistiques dû au nombre de tirs plus bas et un meilleur alignement du SPAD lors de la mesure avec le pinhole que lors de la mesure de référence. Pour ces raisons, l’incertitude sur le résultat est estimée à  $\pm 30\%$ . On en conclut néanmoins que la transmission demeure supérieure à 80%. Avec une transmission de 80%, le rapport signal-sur-bruit est de 2,9. En comparaison, le SNR de la mesure de référence est de 2,0.

En résumé, la source de bruit dominante du système de détection est le bruit de pompe évalué à  $4,5 \times 10^{-3}$  comptes par tir dans l’intervalle d’intérêt. En filtrant spatialement les photons générés par somme de fréquences avec un pinhole de 10  $\mu\text{m}$ , le bruit de pompe est réduit de 39% à  $2,8 \times 10^{-3}$  comptes/tir en maintenant une transmission supérieure à 80%. Le rapport signal-sur-bruit s’est donc amélioré de 0,9 en utilisant un tel filtre, passant de 2,0 à 2,9. Par ailleurs, une partie du bruit semble de nature diffuse, possiblement causée par le halo centré sur le faisceau pompe. Le bruit au noir et le bruit du signal sont négligeables par rapport au bruit de pompe. Pour cette raison ils ne seront pas mesurés dans le reste du chapitre.

#### 4.1.2 Variation de la puissance de pompe

L’objectif de ce test est d’exploiter la dépendance en intensité de la pompe sur le bruit de pompe afin d’identifier un sous-groupe dominant de processus à l’origine du bruit. En effet, les sources de

bruit potentielles détaillées au début du chapitre font référence à des processus proportionnels à l'intensité de la pompe au carré.

Ce test sert aussi à observer la variation du nombre de photons SFG en fonction de la puissance de pompe. Contrairement à la fluorescence paramétrique et l'émission Raman spontanée, l'efficacité du processus de génération de somme de fréquences est proportionnelle à l'intensité de la pompe. Par conséquent, il devient intéressant de comparer le rapport signal-sur-bruit pour différentes puissances de pompe. Effectivement, si le nombre de photons SFG varie moins rapidement avec l'intensité de la pompe que le bruit, alors le rapport signal-sur-bruit du système de détection devrait augmenter avec une diminution de la puissance de pompe.

## Montage

Pour effectuer cette série de mesures, la puissance de pompe est atténuée en plaçant un filtre réfléchissant à densité optique neutre (Thorlabs NDUV10A et NDUV01A à NDUV05A) entre les iris I1 et I2. La longueur de parcours optique supplémentaire engendrée par l'addition du filtre est compensée avec la ligne à délai. Les conditions expérimentales sont listées au tableau 4.3.

**Tableau 4.3:** Paramètres expérimentaux pour les mesures en fonction de la puissance de pompe.

Paramètre	OD 0	OD 0,1	OD 0,2	OD 0,3	OD 0,4	OD 0,5	OD 1,0
Nombre de tirs laser	$1 \times 10^6$						
Efficacité de conversion	46%						
Puissance pompe crête [MW]	155	133	98	81	54	42	13
Nbr. moy. photons signal $\mu$ estimé par tir	4,05	4,05	4,05	4,05	4,05	4,05	4,05

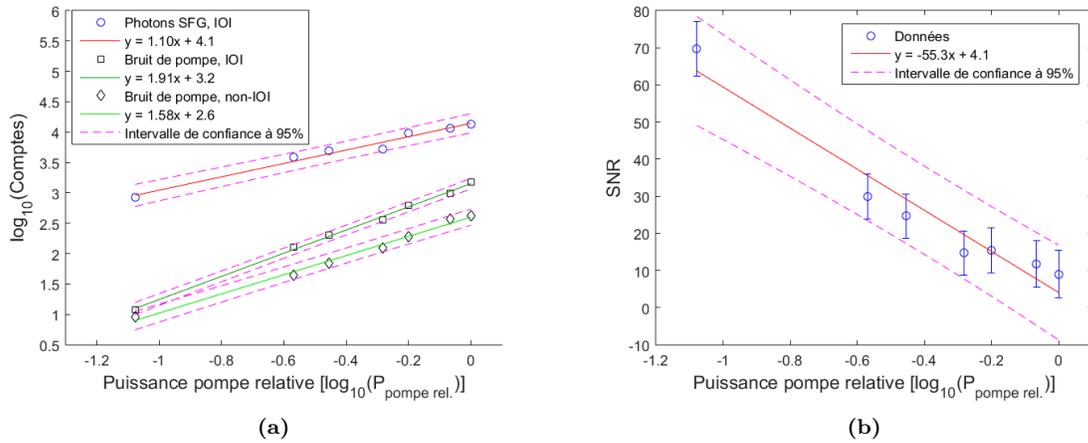
## Résultats expérimentaux

Pour déterminer la relation de proportionnalité entre la puissance de pompe et le nombre de comptes enregistré, une droite de régression linéaire est tracée pour chaque série de données. La pente de la droite donne la relation de proportionnalité. L'intervalle de confiance à 95% est donné sur deux fois l'erreur RMS de la mesure. Le rapport signal-sur-bruit est calculé en faisant le rapport entre le nombre de photons SFG et le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt. Les résultats sont présentés à la figure 4.4. Dans cette figure, le bruit de pompe a déjà été soustrait au nombre de comptes des photons SFG.

Lorsque l'on observe la figure 4.4a dans l'intervalle d'intérêt, la pente du bruit de pompe est de 1,91 [ $\log_{10}(\text{comptes})/\log_{10}(P_{\text{pompe rel.}})$ ] dans l'intervalle de confiance à 95% [1,73; 2,08], ce qui signifie que le bruit de pompe augmente de 1,91 ordres de grandeur pour une augmentation de la puissance de pompe d'un ordre de grandeur. Ceci concorde avec l'hypothèse avancée que l'origine du bruit de pompe est un processus non-linéaire de deuxième ordre, tel que la fluorescence paramétrique en cascade ou l'émission Raman spontanée.

À l'extérieur de l'intervalle d'intérêt, la pente du bruit de pompe est de 1,58 ordres de grandeur par ordre de grandeur de la puissance de pompe dans l'intervalle de confiance à 95% [1,31 ; 1,85]. Puisque la relation de proportionnalité n'est pas un entier, le bruit doit être causé par une combinaison de processus de différents ordres, le plus probable étant des processus de premier et de deuxième ordre. Une hypothèse est qu'il s'agisse de photons diffus à la longueur d'onde fondamentale (775 - 785 nm) et à la seconde harmonique (387,5 - 392,5 nm).

La pente des photons SFG (figure 4.4a) est de 1,10 ordres par ordre de grandeur de la puissance de pompe dans l'intervalle de confiance à 95% [0,79 ; 1,42]. Puisque le nombre de photons signal reste constant, la baisse du nombre de photons générés est causée par une baisse de l'efficacité de conversion du processus de génération de somme de fréquence, ce qui est le résultat attendu.



**Figure 4.4:** Effet de la puissance de pompe sur **a)** le bruit de pompe et photons SFG et **b)** le rapport signal-sur-bruit. En **a)**, les points bleus représentent le nombre de photons SFG dans l'intervalle d'intérêt (IOI). Les carrés noirs et losanges noirs représentent le bruit de pompe à l'intérieur (IOI) et à l'extérieur (non-IOI) de l'intervalle d'intérêt, respectivement. Les courbes représentent les droites de régression associées à chaque série de points. Les équations de ces courbes sont inscrites dans la légende. Les courbes pointillées en magenta sont l'intervalle de confiance à 95% de la droite de régression correspondante. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur RMS sur la mesure. Avec une diminution de la puissance de pompe relative, le bruit de pompe diminue à un taux plus élevé que les photons SFG ce qui se traduit par une augmentation du SNR.

À la figure 4.4b, selon la droite de régression le rapport signal-sur-bruit est passé de 59,4 à 4,1 dans l'intervalle de confiance à 95% [-29,9 ; -80,8] suivant une augmentation de la puissance de pompe d'un ordre de grandeur. Selon cette métrique, il est donc plus avantageux d'opérer le système de détection à plus basse puissance de pompe. Le meilleur SNR pour un nombre moyen de photons signal par tir  $\mu = 1$  a été mesuré à 69,7 après avoir atténué la puissance de pompe de 1,08 ordres de grandeur.

En somme, le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt est dominé par des processus non-linéaires de second ordre dans le cristal de BBO. À l'extérieur de l'intervalle d'intérêt, le bruit de pompe semble être un mélange de photons à la longueur d'onde fondamentale et à la seconde harmonique. De plus, la diminution de la puissance de pompe est un moyen très simple et efficace pour augmenter le rapport signal-sur-bruit, car le bruit croît avec la puissance de pompe au carré,

alors que le signal croît linéairement avec la puissance de pompe. Cependant, à une faible puissance de pompe, le nombre de tirs doit être suffisamment grand pour que le nombre de photons détectés soit statistiquement significatif.

### 4.1.3 Polarisation du faisceau SFG

Les résultats de la section précédente indiquent que le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt est dominé par des processus non-linéaires de second ordre. Tel qu'il a été énoncé au début du chapitre, les sources de bruit les plus souvent rapportées dans la littérature sont la fluorescence paramétrique en cascade et l'émission Raman spontanée. La fluorescence paramétrique en cascade peut générer des photons de polarisation ordinaire et extraordinaire, dépendamment du processus en cascade. L'émission Raman spontanée en cascade avec la SFG génère des photons de polarisation extraordinaire.

Ainsi, la caractérisation de la polarisation du faisceau SFG devrait aider à isoler les processus spécifiques à l'origine du bruit. De plus, le processus de génération de somme de fréquences génère des photons seulement dans la polarisation extraordinaire. Donc s'il existe du bruit selon la polarisation ordinaire, il sera possible de l'éliminer sans nuire à la transmission des photons SFG.

Le bruit de pompe peut être décomposé selon la polarisation de son champ électrique tel que

$$\mathbf{E}_{\text{bruit}} = \mathbf{E}_{\text{bruit},e} + \mathbf{E}_{\text{bruit},o} \quad (4.2)$$

où  $\mathbf{E}_{\text{bruit},e}$  est la composante de polarisation extraordinaire du bruit de pompe, donc de même polarisation que les photons SFG, et  $\mathbf{E}_{\text{bruit},o}$  est la composante de polarisation ordinaire du bruit de pompe. L'utilisation d'un polariseur viendra isoler l'une de ces deux composantes du champ électrique.

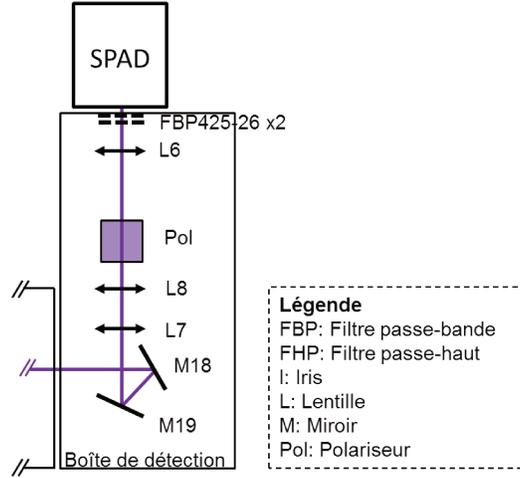
### Montage

Pour étudier la polarisation du faisceau SFG, le montage de base est modifié en ajoutant trois composantes dans la boîte de détection : un cube polariseur de type Glan-Taylor (Thorlabs GLB10-405) est placé avant la lentille L6 dans la boîte de détection et deux lentilles L7 et L8 (Thorlabs A220-A et LA1027-A) servent à collimater les photons SFG. Ceci assure une performance optimale du cube polariseur. Les modifications au montage sont présentées à la figure 4.5.

Pour étalonner le polariseur on détermine les angles de rotation correspondant à la polarisation extraordinaire et ordinaire. La polarisation extraordinaire est associée à l'angle pour lequel le signal de la caméra est maximal tandis que la polarisation ordinaire correspond à un signal minimal, voir une absence de signal. Lors de la calibration, la rotation du polariseur induit une translation du faisceau qui est compensée en translatant le SPAD.

Trois mesures sont nécessaires pour faire une caractérisation complète. La première est une mesure de référence sans polariseur et les deux autres mesures sont avec le polariseur orienté selon la polarisation extraordinaire et ordinaire respectivement. Ces trois mesures sont prises pour le bruit de pompe (le bras signal est coupé) et pour les photons SFG (bras pompe et signal non coupés).

Les mesures de polarisation pour le bruit de pompe et les photons SFG ont été prises avec les paramètres expérimentaux du tableau 4.4



**Figure 4.5:** Montage expérimental du test de polarisation. Le test de polarisation ajoute au montage de base le cube polariseur Pol et les lentilles L7 et L8 pour collimater les photons. La polarisation analysée est déterminée par la rotation du cube polariseur.

**Tableau 4.4:** Paramètres expérimentaux pour les mesures de polarisation.

Paramètre	Sans polariseur	Polarisation $e$ .	Polarisation $o$ .
Nombre de tirs laser	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^6$
Efficacité de conversion	43%	43%	43%
Nombre moyen de photons signal $\mu$ estimé par tir	4,05	4,05	4,05

## Résultats expérimentaux

Le tableau 4.5 présente les résultats de la caractérisation en polarisation du bruit de pompe et des photons SFG. Le bruit de pompe a déjà été soustrait au nombre de comptes affiché pour les mesures de photons SFG.

Sur la période d'acquisition complète, dans la polarisation extraordinaire, le polariseur bloque 26% du bruit causé par la pompe et transmet tous les photons SFG. Dans la polarisation ordinaire, le polariseur ne transmet presque aucun photon SFG (0,51%) mais transmet 27% du bruit causé par la pompe. Considérant que les fluctuations du laser causent une incertitude sur la quantité de bruit de pompe, il est raisonnable d'affirmer que le bruit de pompe qui est éliminé dans la polarisation extraordinaire est le même que celui transmis dans la polarisation ordinaire. Par conséquent, environ 26% du bruit de pompe est de polarisation ordinaire, ce qui est la polarisation opposée à celle des photons SFG. Autrement dit, le cube polariseur permet de réduire le bruit de pompe de 26%.

**Tableau 4.5:** Caractérisation en polarisation du bruit de pompe et des photons SFG. Le polariseur atténue le bruit de pompe sans affecter la transmission des photons SFG. La majorité du bruit de pompe se retrouve dans la même polarisation que les photons SFG.

	Bruit de pompe (comptes/tir)		Photons SFG (comptes/tir)	
	Acq. complète	IOI	Acq. complète	IOI
Sans polariseur	$3,366 \times 10^{-3}$	$2,307 \times 10^{-3}$	$9,189 \times 10^{-3}$	$9,112 \times 10^{-3}$
Polarisation $e$	$2,491 \times 10^{-3}$	$1,961 \times 10^{-3}$	$9,364 \times 10^{-3}$	$9,313 \times 10^{-3}$
Polarisation $o$	$8,970 \times 10^{-4}$	$4,08 \times 10^{-4}$	$4,7 \times 10^{-5}$	$3,4 \times 10^{-5}$

Lorsque l'on regarde dans l'intervalle d'intérêt, dans la polarisation extraordinaire, le polariseur bloque 15% du bruit causé par la pompe et transmet tous les photons SFG. Dans la polarisation ordinaire, le polariseur transmet 0,4% des photons SFG mais transmet 18% du bruit causé par la pompe. Par le même raisonnement, on conclut que le cube polariseur permet de réduire le bruit de pompe d'environ 16%. Il est donc moins efficace dans la région d'intérêt que sur la période d'acquisition complète. Néanmoins, le rapport signal-sur-bruit augmente de 3,9 sans polariseur à 4,7 avec le polariseur dans la polarisation extraordinaire.

Le bruit de pompe de référence à l'extérieur de la région d'intérêt est de  $3,366 \times 10^{-3} - 2,307 \times 10^{-3} = 1,059 \times 10^{-3}$  comptes/tir. Lorsqu'on met le polariseur selon la polarisation extraordinaire, ce bruit est de  $5,30 \times 10^{-4}$  comptes/tir, soit la moitié de celui de référence. Selon la polarisation ordinaire, il est de  $4,89 \times 10^{-4}$  comptes/tir, ce qui est également la moitié du bruit sans polariseur. Le fait que le polariseur bloque la moitié du bruit de pompe à l'extérieur de la région d'intérêt dans les deux polarisations, qui rappelons ne contient pas de photons SFG (voir section 4.1.1), implique que ce bruit est soit de polarisation circulaire, soit non-polarisé. Cette conclusion suggère que le bruit de pompe à l'intérieur de l'intervalle d'intérêt soit en partie du bruit de la même nature que celui à l'extérieur de l'intervalle d'intérêt, c'est-à-dire du bruit non-polarisé ou avec une polarisation circulaire. Autrement dit, le champ électrique du bruit de pompe à l'intérieur de la région d'intérêt  $\mathbf{E}_{\text{bruitIOI}}$  est exprimé tel que

$$\mathbf{E}_{\text{bruitIOI}} = \mathbf{E}_{\text{bruitIOI},e} + \mathbf{E}_{\text{bruitIOI},o} + \mathbf{E}_{(\text{non-pol./pol.circ.})}. \quad (4.3)$$

Par définition, le champ électrique non-polarisé ou polarisé circulairement a la même amplitude dans toutes les directions. Ainsi, l'ajout d'un polariseur modifie le champ électrique du bruit de pompe de la manière à ce que

$$\mathbf{E}_{\text{bruitIOI},e} = \mathbf{E}_{\text{bruit},e} + E_{(\text{non-pol./pol.circ.})} \hat{e} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{E}_{\text{bruitIOI},o} = \mathbf{E}_{\text{bruit},o} + E_{(\text{non-pol./pol.circ.})} \hat{o}, \quad (4.5)$$

où  $\hat{e}$  et  $\hat{o}$  sont les vecteurs unitaires dans la direction de la polarisation extraordinaire et ordinaire, respectivement. Le nombre de photons détectée par le SPAD est proportionnel à l'intensité du

champ électrique, donc

$$|\mathbf{E}_{\text{bruitIOI},e}|^2 = E_{\text{bruit},e}^2 + E_{(\text{non-pol.}/\text{pol.circ.})}^2 + 2E_{\text{bruit},e}E_{(\text{non-pol.}/\text{pol.circ.})} \quad (4.6)$$

$$|\mathbf{E}_{\text{bruitIOI},o}|^2 = E_{\text{bruit},o}^2 + E_{(\text{non-pol.}/\text{pol.circ.})}^2 + 2E_{\text{bruit},o}E_{(\text{non-pol.}/\text{pol.circ.})}. \quad (4.7)$$

Si on fait l'hypothèse que  $\mathbf{E}_{\text{bruit},o} = 0$ , alors l'intensité dans la polarisation ordinaire est  $|\mathbf{E}_{\text{bruitIOI},o}|^2 = E_{(\text{non-pol.}/\text{pol.circ.})}^2$ . Ainsi, le bruit bloqué dans la polarisation extraordinaire (15%) devrait être supérieur que celui transmis dans la polarisation ordinaire (18%) en raison du terme croisé. Comme ce n'est pas le cas, on conclut que  $\mathbf{E}_{\text{bruit},o} \neq 0$ . Le bruit dans l'intervalle d'intérêt contient donc en majorité du bruit de polarisation extraordinaire, puis un peu de bruit de polarisation ordinaire et non-polarisée ou polarisée circulairement. Par conséquent, il doit être causé par au moins deux sources de bruit différentes avec des polarisations différentes.

En résumé, le bruit de pompe éliminé par le polariseur est un mélange de bruit de polarisation linéaire et de polarisation circulaire ou non-polarisée. Le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt ne peut pas uniquement être causé par les processus de fluorescence paramétrique en cascade, car ceux-ci génèrent seulement des photons de polarisation linéaire. L'émission Raman spontanée émet généralement des photons de polarisation linéaire, mais peut, avec des combinaisons spécifiques de l'orientation d'un laser avec un cristal, émettre des photons partiellement dépolarisés [49, 50]. Le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt semble donc être causé par une combinaison de ces deux processus.

#### 4.1.4 Spectre du faisceau SFG

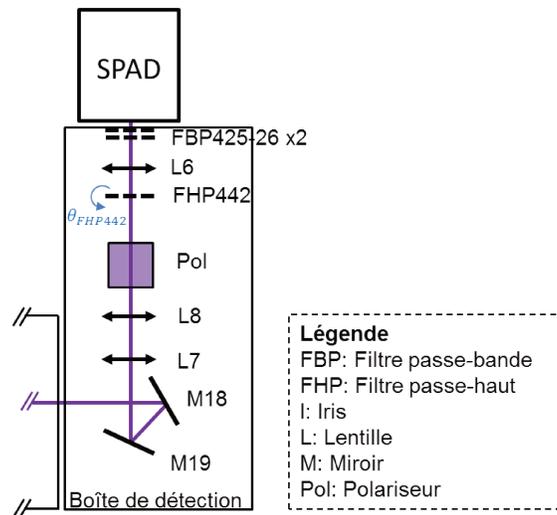
Jusqu'à maintenant, on sait que la source de bruit dominante provient du bruit de pompe. Celui-ci est composé majoritairement de bruit ayant la même polarisation et le même temps d'arrivée dans l'intervalle d'intérêt que les photons SFG que l'on souhaite détecter. Les deux causes de bruit suspectées sont la fluorescence paramétrique et l'émission Raman spontanée. Pour pouvoir faire la distinction entre ces deux sources de bruit, il faut caractériser leur spectre d'émission. Un spectre large bande et uniforme est un indicateur de fluorescence paramétrique, tandis qu'un spectre plus étroit présentant un ou des pics est un indicateur d'émission Raman spontanée. Toutefois, l'intensité du bruit est trop faible pour être mesurée à l'aide d'un spectromètre conventionnel. La solution à cette problématique a été de concevoir un monochromateur à photon unique accordable en longueur d'onde pour pouvoir reconstruire à posteriori le spectre d'émission.

#### Montage

Le monochromateur est composé d'un polariseur à 420 nm (Thorlabs GLB10-405) et d'un filtre passe-haut à 442 nm (Semrock RazorEdge LP02-442RU-25). La longueur d'onde de coupure est décalée vers les longueurs d'onde plus courtes en effectuant une rotation du filtre suivant [51]

$$\lambda(\theta) = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n_{\text{eff}}}\right)^2}, \quad (4.8)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du filtre à incidence normale et  $n_{\text{eff}}$  est l'indice de réfraction effectif du filtre. Pour les filtres Semrock de la série RazorEdge,  $n_{\text{eff}} = 2,08$  et  $1,62$  pour les polarisations  $s$  (ordinaire) et  $p$  (extraordinaire) respectivement [52]. La différence d'indice effectif du filtre selon la polarisation crée un décalage de la longueur d'onde de coupure entre les composantes  $s$  et  $p$ . Ce décalage correspond à la résolution minimale théorique du monochromateur. Afin d'améliorer la résolution, un polariseur à 420 nm (Thorlabs GLB10-405) est placé avant le filtre passe-haut de manière à isoler la composante de polarisation voulue et ainsi éliminer le décalage causé par la différence d'indice effectif. Enfin, pour obtenir les meilleures performances du polariseur et du filtre passe-haut, deux lentilles (Thorlabs A220-A et Thorlabs LA1027-A) sont placées avant le polariseur afin de collimater et agrandir d'un facteur 3 le diamètre du faisceau SFG. Le montage expérimental complet est présenté à la figure 4.6.



**Figure 4.6:** Montage expérimental du monochromateur à photon unique. Le contenu de la boîte de détection du système de détection est remplacé par ce montage. En effectuant un balayage en rotation du filtre passe-haut à 442 nm FHP442, on peut reconstruire le spectre des photons sur une large bande. Le polariseur Pol sert à isoler l'une des polarisations et à augmenter la résolution du monochromateur. Les lentilles L7 et L8 servent à collimater et agrandir d'un facteur 10 le diamètre du faisceau signal généré par somme de fréquence.

Par définition, utiliser un filtre passe-haut implique que la mesure obtenue représente l'intégrale de tous les photons ayant une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde de coupure du filtre. Conséquemment, pour reconstruire le spectre il faut calculer la dérivée de la mesure obtenue. Le calcul de la dérivée se fait en deux étapes. Premièrement on effectue deux mesures : (1) avec la longueur d'onde de coupure du filtre légèrement supérieure à celle du point étudié et (2) avec la longueur d'onde de coupure légèrement inférieure à celle du point étudié. Deuxièmement, on calcule la différence finie centrée des deux mesures.

Pour avoir un spectre sur une large bande il suffit de découper la bande en petits intervalles et répéter les deux étapes précédentes sur chacun des intervalles.

L'avantage de ce montage réside dans sa simplicité d'utilisation et d'alignement ainsi que sa flexibilité. En particulier, il est facile d'installer l'appareil de détection de son choix derrière le filtre,

tel qu'une caméra ou une photodiode avalanche au silicium pour compter des photons uniques. À noter que la rotation du filtre induit une translation du faisceau d'environ  $1,4 \mu\text{m}/\text{degré}$  dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation qu'il faut prendre en compte lors de l'alignement et la calibration de l'appareil de détection.

L'avantage d'utiliser un filtre passe-haut au lieu d'un filtre passe-bande est que l'on peut choisir une largeur de bande arbitraire, tandis que le filtre passe-bande opère avec une largeur de bande fixe. L'inconvénient est qu'il faut faire deux mesures au lieu d'une seule pour avoir un spectre. Cela implique donc un temps d'acquisition deux fois plus long et une erreur de mesure deux fois plus grande. Nous avons choisi un filtre passe-haut car Semrock n'offre pas de filtres passe-bande étroits (1-3 nm de bande) dans la région entre 410 nm et 440 nm.

Le monochromateur est utilisé avec la photodiode avalanche au silicium de Thorlabs afin d'étudier le spectre du bruit de pompe en régime photon unique. Le monochromateur est utilisable sur une largeur de bande limitée à une rotation d'environ  $40^\circ$  avant que le filtre passe-haut ne tronque le faisceau SFG. Cela correspond à une longueur d'onde de coupure minimale de 405 nm dans la polarisation extraordinaire et de 420 nm dans la polarisation ordinaire. Les mesures de spectre dans les deux polarisations ont été prises avec les paramètres expérimentaux du tableau 4.6.

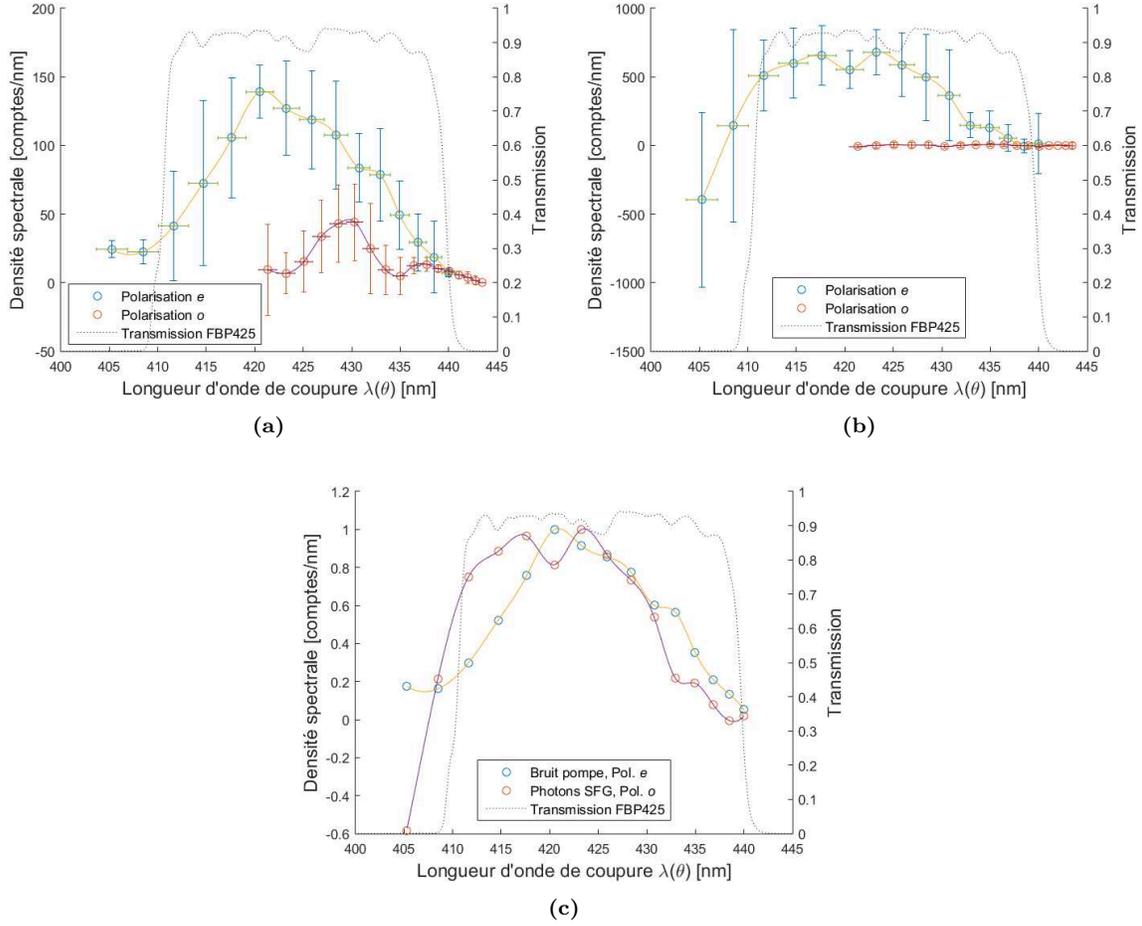
**Tableau 4.6:** Paramètres expérimentaux pour les mesures avec le monochromateur.

Paramètre	Polarisation $e$ .	Polarisation $o$ .
Nombre de tirs laser	$4 \times 10^5$	$8 \times 10^5$
Efficacité de conversion	27%	46%
Nbr. moy. photons signal $\mu$ estimé par tir	0,32	0,6
Intervalle de longueurs d'ondes balayées [nm]	405 – 442	420 – 442

## Résultats expérimentaux

Les spectres sont présentés à la figure 4.7. Pour obtenir chaque point  $x_i$  du spectre, on calcule la dérivée numériquement en effectuant une régression linéaire sur cinq points centrés sur le point  $x_i$ . La dérivée est égale à la pente de la droite de régression linéaire et correspond à la valeur du point  $x_i$ . La méthode de régression linéaire est utilisée parce qu'elle permet de calculer la dérivée tout en effectuant un « lissage » des mesures. Elle permet aussi de calculer l'incertitude sur la dérivée de manière purement statistique, ce qui a l'avantage de prendre en considération toutes les sources d'erreur et d'incertitude présentes dans le montage et la méthodologie de mesure. Ceci simplifie grandement le calcul car les sources d'erreur sur la mesure sont nombreuses et difficilement quantifiables.

L'incertitude sur  $x_i$  est représentée par les barres d'erreur verticales. Celle-ci est égale à deux fois l'erreur RMS de la mesure, ce qui est équivalent à l'intervalle de confiance à 95% de la pente. La courbe continue du spectre est interpolée à l'aide d'une spline cubique. Pour calculer la régression linéaire, seuls les comptes détectés dans l'intervalle d'intérêt sont retenus.



**Figure 4.7:** **a)** Spectre du bruit de pompe dans la polarisation extraordinaire (points bleus) et ordinaire (points rouges). **b)** Spectre des photons SFG en régime photon unique dans la polarisation extraordinaire (points bleus) et ordinaire (points rouges). **c)** Comparaison normalisée à 1 compte/nm entre le bruit de pompe (points bleus) et les photons SFG (points rouges). La courbe noire pointillée représente la transmission du filtre passe-bande à 425 nm devant le SPAD. Les mesures sont prises dans l'intervalle d'intérêt.

Le spectre du bruit de pompe à la figure 4.7a indique la présence de bruit selon les deux axes de polarisation. Le bruit dans la polarisation extraordinaire couvre toute la largeur de bande du filtre passe-bande placé devant le SPAD. La largeur de bande à mi-hauteur est de 21 nm et est centrée à 423 nm. Ce bruit doit provenir d'un processus large bande tel que la fluorescence paramétrique en cascade ou l'émission Raman spontanée de deuxième ordre [53]. Il pourrait y avoir une légère contribution autour de 415 nm à cause de la fréquence de résonance Raman à  $1559 \text{ cm}^{-1}$  [54]. Cette fréquence de résonance est assez étroite ; elle ne peut pas être la seule source de bruit.

Dans la polarisation ordinaire, le spectre du bruit est deux fois moins large et couvre seulement les longueurs d'onde plus élevées de la largeur de bande. La largeur de bande à mi-hauteur est de 10 nm et est centrée à 425 nm, ce qui est légèrement différent de celle anticipée (420 nm) par le spectre de l'efficacité de conversion de la figure 3.8b.

L'intégrale des spectres donne le nombre de photons détectés sur toute la bande, c'est-à-dire  $2,6 \times 10^{-3}$  photons par tir et  $3,8 \times 10^{-4}$  photons par tir pour les deux polarisations. Ces valeurs concordent avec les mesures de bruit de la section précédente.

Le spectre des photons SFG à la figure 4.7b indique la présence de photons uniquement dans la polarisation extraordinaire, le signal dans la polarisation ordinaire étant négligeable. Ce résultat correspond à ce qui était attendu, car le processus de génération de somme de fréquences génère seulement des photons de polarisation extraordinaire.

La largeur de bande à mi-hauteur est de 21 nm et est centrée à 421 nm. Les caractéristiques de ce spectre implique que des photons signal ayant initialement une longueur d'onde centrale à 916 nm avec une largeur de bande de  $94 \pm 26$  nm sont convertis. La longueur d'onde centrale correspond bien à celle du spectre signal incident mesuré à la figure 3.5b. Par contre, la largeur de bande est nettement plus large que celle du spectre signal incident et s'étend même au-delà de la longueur d'onde de coupure du filtre passe-haut à 900 nm. De plus, la largeur de bande du spectre pourrait être encore plus grande, car elle semble coupée dans les basses longueurs d'onde par la transmission du filtre passe-bande placée devant le SPAD. Ce résultat peut s'expliquer du fait que les photons signal et la pompe ont tous les deux un chirp du même signe. Cela cause un élargissement du spectre du photon SFG résultant [55].

La comparaison des spectres du bruit de pompe et des photons SFG à la figure 4.7c révèle qu'ils ont une forme et une largeur de bande comparables. Le spectre des photons SFG est légèrement décalé vers le bleu, mais pas de manière significative. Cette ressemblance entre les spectres est possible dans le cas où le bruit de pompe induit des processus de génération de somme de fréquences, comme dans le cas des procédés de fluorescence paramétrique en cascade et d'émission Raman spontanée en cascade. En effet, on a vu à la section 3.4 que la largeur de bande d'accord de phase du processus de génération de somme de fréquences limite la largeur du spectre des photons SFG. Ainsi, une source de bruit utilisant ce même processus est limitée par la même largeur de bande d'accord de phase et se retrouve donc avec un spectre de forme et de largeur de bande similaire.

#### 4.1.5 Synthèse

La source de bruit dominante est le bruit de pompe, les bruits au noir et de signal étant négligeables. Le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt est causé principalement par la fluorescence paramétrique en cascade et l'émission Raman spontanée en cascade, les mêmes processus que ceux rapportés dans la littérature. La diffusion de surface à l'interface air-BBO cause un halo de bruit diffus qui ajoute du bruit dépolarisé.

Pour une efficacité de conversion moyenne maximale de 46% sur toute la bande, le niveau de bruit intrinsèque minimal atteint a été de  $1,5 \times 10^{-3}$  comptes par tir.

L'intensité des processus en cascade est proportionnelle au carré de la puissance de pompe, tandis que l'intensité des photons SFG est directement proportionnelle à la puissance de pompe. Ainsi, la méthode la plus simple pour améliorer le rapport signal-sur-bruit est de diminuer la puissance de pompe. Pour un nombre moyen de photons signal par tir  $\mu = 1$ , un SNR de 69,7 a été mesuré

avec une atténuation de la puissance de pompe de 1,08 ordres de grandeur. Dans ces conditions, le bruit a été mesuré à  $1,2 \times 10^{-5}$  comptes par tir et l'efficacité de conversion estimée à 3%.

Le filtrage spatial du bruit de pompe avec un pinhole de  $10 \mu\text{m}$  et l'élimination du bruit de polarisation ordinaire avec un polariseur réduisent légèrement le bruit avec aucun impact sur l'efficacité de conversion et peu d'impact sur la transmission des photons SFG. Ces moyens permettent d'augmenter le SNR de 0,9 et 0,8, respectivement.

Finalement, l'analyse spectrale démontre que les spectres du bruit de pompe et des photons SFG ont les mêmes caractéristiques. Ils possèdent une forme et une largeur de bande similaires à celle imposée par les conditions d'accord de phase dans le BBO. Ceci supporte l'hypothèse du bruit causé par fluorescence paramétrique en cascade en raison de la largeur de bande d'accord de phase commune. L'analyse spectrale des photons SFG révèle aussi un élargissement spectral dû au chirp de la pompe qui est du même signe que celui du photon signal.

## 4.2 Bande bleue

Dans la bande bleue, le fait que le signal ait une longueur d'onde plus courte que celle de la pompe offre l'avantage d'éliminer les deux variantes du processus en cascade basé sur la fluorescence paramétrique. Effectivement, la fluorescence paramétrique de la pompe ne pourra pas générer des photons aux mêmes longueurs d'onde que le signal car ceux-ci sont toujours émis à une longueur d'onde supérieure à celle de la pompe. De même, la seconde harmonique de la pompe sera à une longueur d'onde plus grande que celle des photons SFG et par conséquent les photons issus de la fluorescence paramétrique le seront aussi.

Cependant, le processus d'émission Raman spontanée en cascade est encore possible avec l'émission des photons anti-Stokes. Lorsqu'un photon anti-Stokes de la pompe est émis à la même longueur d'onde que les photons signal et diffusé dans la bonne direction, celui-ci peut être converti par génération de somme de fréquences à la même longueur d'onde que les photons SFG et être compté par le détecteur à photon unique. Tout comme les photons Stokes, le nombre de photons émis par ce processus Raman en cascade est proportionnel au carré de la puissance de pompe. Cette relation a été vue expérimentalement dans [22]. Le ratio de l'intensité des photons Stokes et anti-Stokes est relié au facteur de Boltzmann en raison de la distribution thermique des phonons dans le matériau selon l'équation [56]

$$\frac{I_{\text{anti-Stokes}}}{I_{\text{Stokes}}} = \left( \frac{\tilde{\mu} + \tilde{\nu}}{\tilde{\mu} - \tilde{\nu}} \right)^4 \exp \left[ -\frac{hc\tilde{\nu}}{k_B T} \right], \quad (4.9)$$

où  $\tilde{\mu}$  est la fréquence de la pompe ( $\text{cm}^{-1}$ ),  $\tilde{\nu}$  est le décalage Raman ( $\text{cm}^{-1}$ ) et  $T$  est la température en kelvin.

La caractérisation du bruit dans la bande de détection bleue se fait selon quatre tests. Le premier test étudie l'effet de la variation de la puissance de pompe sur le bruit et le nombre de photons SFG. Le deuxième test analyse la polarisation du bruit et des photons SFG sur tout le spectre et troisième test ajoute la dimension spectrale à l'analyse. Le dernier test évalue le bruit de

grenaille de la pompe, ce qui permet de caractériser les fluctuations sur le bruit et de déterminer l'incertitude statistique sur le nombre de photons SFG. Ces mesures révèlent également la présence d'effets thermiques dans le BBO qui ont un impact négatif sur le bruit de pompe. La dernière sous-section fait une synthèse des résultats et liste les sources de bruit identifiées.

La caractérisation avec le filtre spatial n'a pas été jugée nécessaire, car dans la nouvelle configuration géométrique le halo provenant de la pompe n'est plus superposé avec le faisceau SFG. Cette observation est confirmée par l'absence de photons à l'extérieur de l'intervalle d'intérêt (voir section 4.2.2).

Afin de comparer les résultats des différents tests entre eux, toutes les mesures sont normalisées sur  $1 \times 10^6$  tirs, la plus haute efficacité de conversion moyenne mesurée sur toute la bande bleue de 43% et un nombre de photons moyen par tir  $\mu = 1$ .

### 4.2.1 Puissance de pompe

Nous avons mesuré la relation de proportionnalité entre la puissance de pompe et le nombre de photons SFG. Celle-ci ne devrait pas changer puisqu'elle est indépendante de la longueur d'onde du signal. Il s'agit donc d'une mesure pour s'assurer que la SFG se produit correctement dans le BBO.

La relation de proportionnalité entre la puissance de pompe et le bruit de pompe est une première étape dans l'identification de la source de bruit. Pour de l'émission de photons Raman anti-Stokes, nous nous attendons à ce que le bruit croisse avec le carré de la puissance de pompe.

### Montage

Pour effectuer ce test, la puissance de pompe est atténuée en plaçant des filtres réfléchissants à densité neutre (Thorlabs NDUV01A à NDUV05A) entre les iris I1 et I2. La longueur de parcours optique supplémentaire causée par l'ajout des filtres est compensée avec la ligne à délai. Les conditions expérimentales sont indiqués au tableau 4.7.

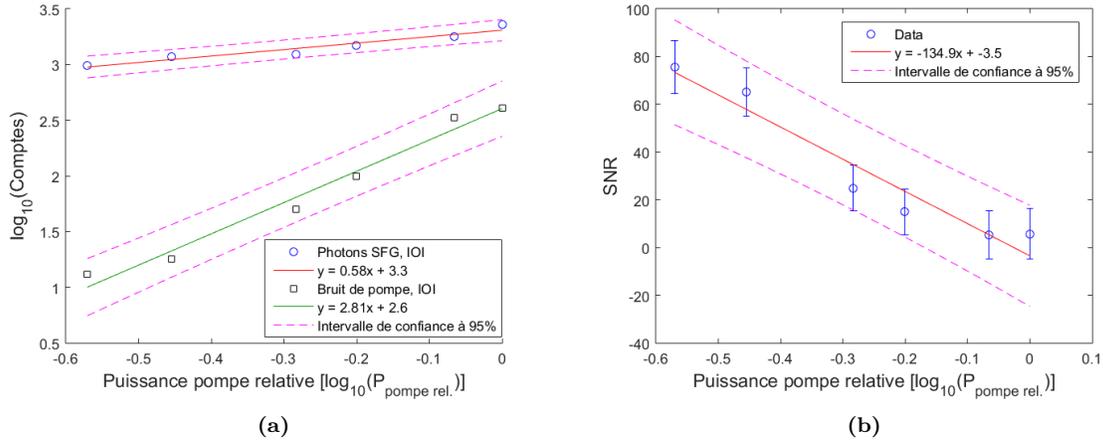
**Tableau 4.7:** Paramètres expérimentaux pour les mesures en fonction de la puissance de pompe. La puissance de pompe crête est plus faible que lors des mesures dans la bande rouge, mais l'intensité dans le BBO est comparable car le diamètre du faisceau pompe est plus petit.

Paramètre	OD 0	OD 0,1	OD 0,2	OD 0,3	OD 0,4	OD 0,5
Nombre de tirs laser	$1 \times 10^6$					
Efficacité de conversion	43%					
Puissance pompe crête [MW]	42	36	26	22	15	11
Nbr. moy. photons signal $\mu$ estimé par tir	4,12	4,12	4,12	4,12	4,12	4,12

### Résultats expérimentaux

La relation de proportionnalité entre la puissance de pompe et le bruit de pompe ou le nombre de photons SFG est déterminée en traçant une droite de régression linéaire pour chaque série de

données. La pente de la droite de régression donne la relation de proportionnalité. L'intervalle de confiance à 95% correspond à deux fois l'erreur RMS de la mesure. Le rapport signal-sur-bruit est calculé en divisant le nombre de photons SFG par le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt. Les résultats sont présentés à la figure 4.8. Le bruit de pompe a déjà été soustrait au nombre de comptes des photons SFG.



**Figure 4.8:** Effet de la puissance de pompe sur **a)** le bruit de pompe et photons SFG et **b)** le rapport signal-sur-bruit dans la bande bleue. En **a)**, les points bleus représentent le nombre de photons SFG tandis que les carrés noirs représentent le bruit de pompe. Les courbes représentent les droites de régression associées à chaque série de points. Les équations de ces courbes sont inscrites dans la légende. Les courbes pointillées en magenta sont l'intervalle de confiance à 95% de la droite de régression correspondante. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur RMS sur la mesure. Seuls les comptes à l'intérieur de l'intervalle d'intérêt (IOI) ont été considérés. Le bruit de pompe diminue à un taux plus élevé que dans la bande rouge, tandis que pour les photons SFG diminuent à un taux moins élevé. Cela se traduit par une augmentation du SNR beaucoup plus prononcée que dans la bande rouge.

Avant de diminuer la puissance de pompe, le niveau de bruit de référence dans l'intervalle d'intérêt est mesuré à  $4,04 \times 10^{-4}$  comptes par tir. Ceci est un ordre de grandeur inférieur au niveau de bruit de référence dans la bande rouge.

À partir de la figure 4.8a, le nombre de photons SFG produit n'est pas tout à fait linéairement proportionnel à la puissance de pompe. Cela est dû au fait que le nombre moyen de photons par tir  $\mu$  est supérieur à 1. En effet, le nombre de comptes enregistré par le SPAD est plus bas qu'il ne devrait, car il ne peut pas faire la différence entre l'arrivée d'un photon ou plusieurs photons en même temps. Cela a pour effet d'atténuer la pente calculée. Considérant cette incertitude, il est raisonnable d'affirmer que le nombre de photons SFG produits est proportionnel à la puissance de pompe.

Le bruit de pompe est proportionnel au cube de la puissance de pompe. Ceci porte à croire que les sources de bruit proportionnelles au carré de la puissance que l'on voyait dans la bande rouge sont éliminées avec cette nouvelle configuration. Par conséquent, le bruit ne semble pas être causé par la fluorescence paramétrique de la pompe ni par l'émission Raman anti-Stokes. Les sources de bruit semblent être maintenant des processus non-linéaires du troisième ordre.

Malgré l'élimination des sources de bruit dominantes de la bande rouge, le niveau de bruit a

seulement diminué d'un ordre de grandeur. Puisque le coefficient de non-linéarité  $\chi^3$  est beaucoup plus faible que le  $\chi^2$ , on se serait attendu à un niveau de bruit plus bas pour des processus de troisième ordre. Une explication possible serait qu'il s'agisse d'une combinaison de plusieurs processus non-linéaires d'ordre 2 et plus dont la somme est proportionnelle au cube de la puissance.

La conséquence d'un bruit de pompe proportionnel au cube de la puissance et d'un nombre de photons SFG linéairement proportionnel est que le rapport signal-sur-bruit augmente plus rapidement avec une diminution de la puissance de pompe que dans la bande rouge. Ce résultat est illustré à la figure 4.8b. Le rapport signal-sur-bruit diminue de 134,9 suivant une augmentation de la puissance de pompe d'un ordre de grandeur, ce qui est 2,4 fois plus que dans la bande rouge.

### 4.2.2 Polarisation du faisceau SFG

Dans le cas où le bruit de pompe est une combinaison de processus de différents ordres, il est pertinent d'étudier la polarisation du faisceau SFG. Notamment, si le faisceau est fortement dans la même polarisation que les faisceaux incident, donc de polarisation ordinaire, alors cela indique que les processus non-linéaires ne sont pas paramétriques, c'est-à-dire qu'ils ne dépendent pas des paramètres du cristal pour respecter les conditions d'accord de phase. Si le faisceau est fortement dans la polarisation extraordinaire comme les photons SFG, alors les processus sont paramétriques.

#### Montage

Le montage utilisé et le protocole de mesure sont les mêmes que ceux effectués dans la bande rouge à la section 4.1.3. Les mesures de polarisation ont été prises avec les paramètres expérimentaux du tableau 4.8.

**Tableau 4.8:** Paramètres expérimentaux pour les mesures de polarisation.

Paramètre	Sans polariseur	Polarisation <i>e.</i>	Polarisation <i>o.</i>
Nombre de tirs laser	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^6$
Efficacité de conversion	43%	43%	43%
Nbr. moy. photons signal $\mu$ estimé par tir	4,12	4,12	4,12

### Résultats expérimentaux

Les résultats de la caractérisation en polarisation sont présentés au tableau 4.9. Le bruit de pompe a déjà été soustrait au nombre de comptes des mesures de photons SFG.

Le nombre de photons SFG mesuré sur la période d'acquisition complète et dans l'intervalle d'intérêt est identique, les petites variations sont attribuables à l'incertitude sur la mesure. On peut donc conclure qu'il n'y a aucun photon à l'extérieur de l'intervalle d'intérêt contrairement aux observations dans la bande rouge. Ce résultat élimine la possibilité de bruit diffus et confirme que le

halo provenant de la pompe n'est pas superposé avec le faisceau SFG. Du coup, le bruit de pompe doit assurément provenir d'un ou plusieurs processus non-linéaires.

**Tableau 4.9:** Caractérisation en polarisation du bruit de pompe et des photons SFG dans la bande bleue.

	Bruit de pompe (comptes/tir)		Photons SFG (comptes/tir)	
	Acq. complète	IOI	Acq. complète	IOI
Sans polariseur	$4,27 \times 10^{-4}$	$4,04 \times 10^{-4}$	$2,268 \times 10^{-3}$	$2,269 \times 10^{-3}$
Polarisation $e$	$3,57 \times 10^{-4}$	$3,50 \times 10^{-4}$	$1,996 \times 10^{-3}$	$1,996 \times 10^{-3}$
Polarisation $o$	$1,1 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-6}$	0	0

Par ailleurs, il n'y a aucun compte dans la polarisation ordinaire, autant dans le bruit de pompe que les photons SFG. Tous les comptes ont été enregistrés dans la polarisation extraordinaire. Pour les photons SFG, c'est le résultat attendu étant donné l'accord de phase de type I dans le BBO. Pour ce qui est du bruit de pompe, ce résultat confirme l'hypothèse initiale que la fluorescence paramétrique en cascade n'est plus une source de bruit.

Le nombre de comptes dans la polarisation extraordinaire est légèrement plus bas que lors de la mesure de référence à cause des pertes par transmission du cube polariseur et des lentilles additionnelles.

### 4.2.3 Spectre du faisceau SFG

La dernière étape de la caractérisation du bruit est la mesure du spectre à l'aide du monochromateur. Bien que la présence de bruit par émission Raman spontanée soit suspectée, ce processus ne suit pas la dépendance cubique observée avec la variation de la puissance de pompe. La caractérisation du spectre permettra de confirmer ou infirmer cette hypothèse.

### Montage

Le montage utilisé pour la mesure des spectres en régime photon unique est identique que celui présenté à la section 4.1.4 à l'exception du filtre passe-haut. Le filtre passe-haut FHP442 est remplacé par un filtre passe-haut FHP388 avec une longueur d'onde de coupure plus basse à 388 nm (Semrock FF01-380/LP-25). Celle-ci permet de balayer au complet la largeur de bande du spectre des photons SFG.

La méthode d'acquisition d'un spectre est la même que dans le cas de la bande rouge du signal. Le monochromateur est utilisable sur une largeur de bande limitée à une rotation d'environ  $38^\circ$  avant que le filtre passe-haut ne tronque le faisceau SFG. Cela correspond à une longueur d'onde de coupure minimale de 361 nm dans la polarisation extraordinaire. Étant donné l'absence de photons dans la polarisation ordinaire, la série de mesures a seulement été prise pour la polarisation extraordinaire.

Les mesures ont été prises avec les paramètres expérimentaux du tableau 4.10.

**Tableau 4.10:** Paramètres expérimentaux pour les mesures avec le monochromateur.

Paramètre	Polarisation $e$ .
Nombre de tirs laser	$1 \times 10^6$
Efficacité de conversion	43%
Nbr. moy. photons signal $\mu$ estimé par tir	4,12

## Résultats expérimentaux

Pour obtenir chaque point  $x_i$  du spectre, une régression linéaire sur cinq points centrée sur le point  $x_i$  est effectuée. La pente de la droite de régression représente la valeur du point  $x_i$  et l'intervalle de confiance à 95% de la pente donne l'incertitude sur  $x_i$ , représentée par les barres d'erreur verticales dans les figures 4.9a, et 4.9b. La courbe continue du spectre est interpolée à l'aide d'une spline cubique d'Hermite. Pour calculer la régression linéaire, seuls les comptes détectés dans l'intervalle d'intérêt sont retenus. Les spectres sont présentés à la figure 4.9.

Le bruit de pompe (figure 4.9a) se caractérise par deux pics rapprochés, l'un centré à 379 nm et l'autre à 374 nm. Ces lobes correspondent bien avec les fréquences de résonance Raman à  $-787 \text{ cm}^{-1}$  et à  $-969 \text{ cm}^{-1}$  [57]. La présence d'émission Raman anti-Stokes est donc confirmée.

L'intégrale du spectre du bruit de pompe donne un niveau de bruit total de  $3,57 \times 10^{-4}$  comptes par tir. Ceci concorde avec les valeurs de la section précédente.

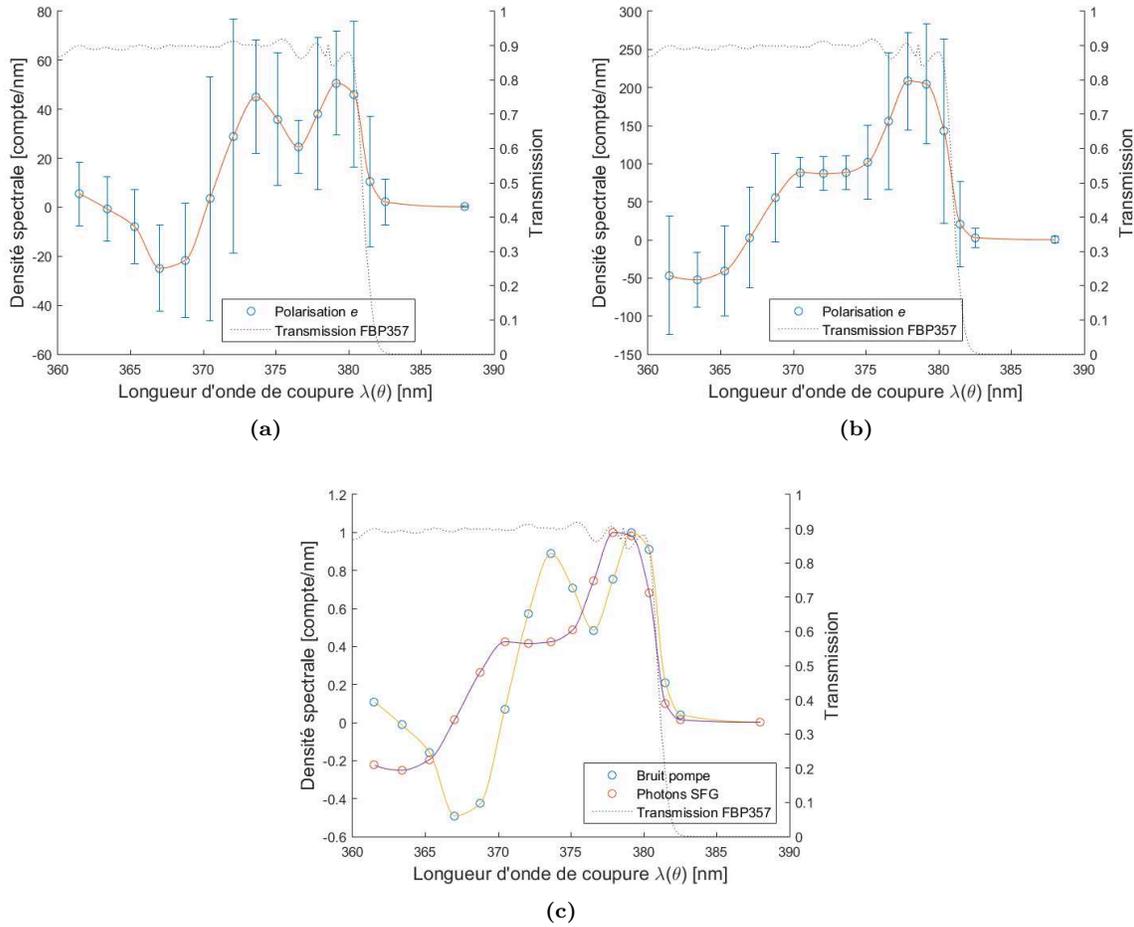
Les photons SFG (figure 4.9b) se caractérisent par un lobe principal centré à 379 nm suivi d'un plateau à mi-hauteur. La largeur de bande spectrale s'étale de 368 à 381 nm. Le spectre des photons SFG est donc légèrement plus large que celui du bruit de pompe qui va de 371 à 381 nm. La largeur de bande spectrale correspond à des photons signal dans l'intervalle [693 ; 749] nm, ce qui correspond assez bien aux longueurs d'onde de la bande bleue.

L'intégrale du spectre donne un nombre de photons SFG de  $1,589 \times 10^{-3}$  comptes par tir, ce qui est un peu plus faible que les valeurs de la section précédente. Ceci est expliqué par l'incertitude sur les mesures et les pertes de transmission du filtre du monochromateur.

À la figure 4.9c, on voit que les spectres du bruit de pompe et des photons SFG croissent exactement à la même longueur d'onde et au même taux que la coupure des filtres passe-bande à 357 nm placés devant le SPAD. Cela porte à croire que le filtre ait tronqué une partie du spectre. Le nombre de photons SFG mesuré dans ce chapitre est donc sous-estimé. Par contre elle ne sont probablement pas sous-estimées de beaucoup considérant que la largeur de bande du spectre est déjà comparable à celle anticipée. Le corollaire est qu'il y a, comme dans la bande rouge, un élargissement du spectre des photons SFG dû au chirp de même signe des faisceaux pompe et signal.

### 4.2.4 Bruit de grenaille du bruit de pompe

La mesure du bruit de pompe est entachée d'une erreur statistique liée aux fluctuations naturelles du bruit de pompe. Les fluctuations découlent de la nature discrète des photons. Cette erreur



**Figure 4.9:** Spectre du bruit de pompe et des photons SFG en régime photon unique dans la bande bleue. **a)** Bruit de pompe, **b)** photons SFG sans le bruit de pompe et **c)** comparaison normalisée à 1 compte/nm entre le bruit de pompe (points bleus) et les photons SFG (points rouges). La courbe noire pointillée représente la transmission du filtre passe-bande à 357 nm devant le SPAD. Mesures prises dans l'intervalle d'intérêt selon la polarisation extraordinaire.

statistique est le bruit de grenaille du bruit de pompe. C'est la seule source de bruit qui ne peut pas être soustraite à une mesure, car elle est par définition complètement aléatoire. Dans le cas d'une source qui suit une distribution de Poisson, le bruit de grenaille correspond à l'écart-type du niveau de bruit moyen.

Par conséquent, lorsque l'on calcule le nombre de photons SFG en y soustrayant le bruit de pompe, l'erreur statistique du bruit de pompe est propagée dans le résultat. La caractérisation du bruit de grenaille de la pompe permet ainsi de déterminer l'incertitude sur le nombre de photons SFG calculé.

## Montage

La mesure du bruit de grenaille de la pompe ne requiert aucune modification au montage de la section 3.2.6. Pour calculer le bruit de grenaille, le bruit de pompe est mesuré un nombre élevé

de fois pour pouvoir établir une statistique fiable sur les fluctuations du bruit.

Le nombre de tirs par mesure ne doit pas être trop bas, car le nombre de comptes que l'on détecte doit être supérieur à 10, idéalement une centaine et plus, de sorte que la distribution statistique soit gaussienne plutôt que Poissonnienne. Aussi, plus le nombre de comptes est élevé, plus les fluctuations seront faibles en comparaison au bruit moyen.

Ainsi, la première mesure a été une série de 120 mesures de  $2,5 \times 10^5$  tirs étalée sur une durée de 3h20. Après avoir coupé le bras de pompe pendant une quinzaine de minutes, une deuxième série de 30 mesures de  $2,5 \times 10^5$  tirs a été prise sur 50 minutes.

La troisième mesure a été une série de 120 mesures de  $2,5$  tirs étalé sur 3h20 avec une puissance de pompe à 65% de la première mesure en plaçant un filtre à densité optique neutre devant la pompe. Après avoir coupé le bras de pompe pendant 20 minutes, une quatrième série de 130 mesures de  $2,5 \times 10^5$  tirs a été prise sur 3h37. Tous les paramètres expérimentaux sont donnés dans le tableau 4.11.

**Tableau 4.11:** Paramètres expérimentaux pour la mesure du bruit de grenaille du bruit de pompe.

Paramètre	Série 1	Série 2	Série 3	Série 4
Nombre de mesures	120	30	120	130
Nombre de tirs laser par mesure	$2,5 \times 10^5$	$2,5 \times 10^5$	$2,5 \times 10^5$	$2,5 \times 10^5$
Temps d'acquisition total [hh :mm]	03 :20	00 :50	03 :20	03 :37
Puissance de pompe crête [MW]	51	51	33	33

Le délai entre les mesures donne le temps aux composantes de revenir à une température d'équilibre.

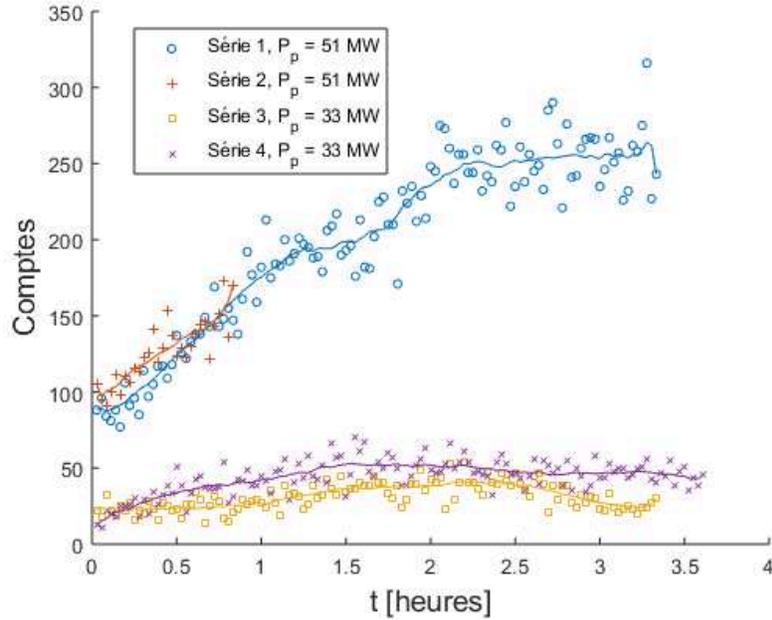
Chaque mesure de  $2,5 \times 10^5$  tirs prend un temps d'acquisition de 100 secondes. Ainsi, chaque série de mesures permet d'observer l'évolution temporelle du niveau de bruit moyen en plus de mesurer le bruit de grenaille.

## Résultats expérimentaux

La figure 4.10 présente les résultats de l'évolution temporelle du bruit de pompe. Puisque la dimension temporelle des mesures est étudiée, les données de la figure n'ont pas été normalisées sur  $1 \times 10^6$  tirs.

Pour chaque série de mesures, la courbe est tracée en prenant la moyenne flottante sur les 20 mesures voisines de manière à avoir le niveau de bruit moyen en fonction de la dérive de celui-ci dans le temps. Le bruit de grenaille est alors calculé en prenant l'écart-type des mesures individuelles avec le niveau de bruit moyen. On obtient de cette manière un bruit de grenaille de  $6,3 \times 10^{-5}$  comptes par tir pour une puissance de pompe crête de 51 MW et de  $2,6 \times 10^{-5}$  comptes par tir pour une puissance de pompe crête de 33 MW. Le bruit de grenaille est donc un ordre de grandeur en-dessous du niveau de bruit de pompe.

Comme mentionné plus tôt, on observe une dérive du bruit de pompe moyen. Pour la série 1, celui-ci passe de 88 à 250 comptes par mesure en 2,2 heures, c'est-à-dire le temps de 79 mesures



**Figure 4.10:** Évolution temporelle du bruit de pompe dans la bande bleue. Les points bleus et croix rouges correspondent aux deux premières séries de mesures prises à une puissance de pompe crête de 51 MW. Les carrés jaunes et  $x$  mauves correspondent aux séries de mesures 3 et 4 prises à une puissance de pompe crête de 33 MW. Chaque mesure de  $2,5 \times 10^5$  tirs prend un temps d'acquisition  $t$  de 100 secondes. Une pause de 20 minutes entre chaque série permet au cristal de BBO de revenir à température ambiante. Chaque courbe représente le niveau de bruit moyenné sur les 20 mesures au voisinage de chaque point de la courbe.

consécutives). Par la suite le niveau de bruit demeure constant. La série 2 démontre cette même dérive initiale. Pour les séries 3 et 4, la dérive est moins marquée, passant en 2,2 heures de 23 à 40 comptes par mesure et de 15 à 51 comptes par mesure respectivement. Ce comportement pourrait s'expliquer par des effets thermiques dans le cristal de BBO. En effet, par l'équation (4.9), une augmentation de la température entraîne une augmentation de la quantité de bruit émise par émission Raman spontanée. En supposant que la totalité du bruit est causée par de l'émission Raman spontanée, le changement de température  $\Delta T$  est estimé à 131 K ; le calcul est présenté à l'annexe II.

Pour les séries 3 et 4, une diminution de la puissance de pompe à 65% de la puissance initiale devrait se traduire par une réduction du bruit à 27% du niveau initial en raison de la relation de proportionnalité du bruit avec le cube de la puissance. Expérimentalement, le niveau de bruit est à  $\sim 26\%$  du bruit initial avant la dérive et à  $\sim 18\%$  après la dérive. Ainsi, le niveau de bruit initial correspond bien à celui attendu. La différence avec le niveau de bruit après la dérive pourrait s'expliquer par un changement dans la relation de proportionnalité entre le bruit et la puissance de pompe. En effet, les mesures pour la relation de proportionnalité du bruit ont été prises sur un laps de temps plus court que le temps de thermalisation.

### 4.2.5 Synthèse

La bande bleue de détection testée est centrée à 736 nm avec une largeur de bande de 26 nm. La source de bruit dominante est le bruit de pompe, les bruits au noir et de signal étant négligeables. Le bruit de pompe dans l'intervalle d'intérêt est causé principalement par l'émission Raman spontanée en cascade aux fréquences de résonance Raman de la pompe à  $-787\text{ cm}^{-1}$  et  $-969\text{ cm}^{-1}$ . L'identification de ces pics Ramans est supportée par la présence de deux pics, l'un centré à 379 nm et à l'autre à 374 nm, lors de la mesure du spectre du bruit de pompe. Le bruit causé par la fluorescence paramétrique en cascade et la diffusion de surface sur le BBO est éliminé. Il n'y a donc pas de bruit à l'extérieur de l'intervalle d'intérêt.

Pour une efficacité de conversion moyenne maximale de 43% sur toute la bande, le niveau de bruit intrinsèque minimal atteint a été de  $3,5 \times 10^{-4}$  comptes par tir.

L'intensité des processus en cascade est proportionnelle au cube de la puissance de pompe, tandis que l'intensité des photons SFG est directement proportionnelle à la puissance de pompe. Ainsi, comme dans le cas de la bande rouge, la méthode la plus simple pour améliorer le rapport signal-sur-bruit est de diminuer la puissance de pompe. Pour un nombre moyen de photons signal par tir  $\mu = 1$ , un SNR de 75,7 a été mesuré avec une atténuation de la puissance de pompe de 0,57 ordres de grandeur. Dans ces conditions, le bruit a été mesuré à  $1,3 \times 10^{-5}$  comptes par tir et l'efficacité de conversion estimée à 13%.

Contrairement à la bande rouge, le bruit de pompe se trouve entièrement dans la polarisation extraordinaire ; la même que celle des photons SFG. Conséquemment, l'utilisation d'un polariseur ne permet pas d'éliminer le bruit de pompe sans affecter la transmission des photons SFG.

L'analyse spectrale démontre que les spectres du bruit de pompe et des photons SFG ont des caractéristiques légèrement différentes. Le spectre du bruit de pompe a deux pics causés par les fréquences de résonance Raman du BBO, tandis que celui des photons SFG contient un seul pic suivi d'un plateau à mi-hauteur. La largeur de bande du spectre des photons SFG est légèrement plus grande que celle du bruit de pompe et correspond bien à la largeur de bande d'accord de phase attendue.

Finalement, le bruit de grenaille de la pompe est environ un ordre de grandeur en-dessous du niveau de bruit de pompe. Ainsi, en traitant le bruit de pompe comme une source de bruit systématique, et donc en le soustrayant aux mesures de photons SFG, l'incertitude restante sur le nombre de comptes de photons SFG est égale à 10% du bruit de pompe.

La mesure du bruit de grenaille révèle aussi la présence d'effets thermiques dans le BBO qui augmentent le niveau de bruit de la pompe de manière significative après plus d'une heure d'opération en continu et deviennent maximaux après 2,2 heures d'opération. L'impact de ces effets thermiques est discuté plus en détail dans le chapitre suivant.



## 5 DISCUSSION

La bande rouge contient plus de photons et ils sont plus faciles à convertir par SFG et à détecter. Par contre, le niveau de bruit intrinsèque est plus élevé à cause de la présence de bruit de diffusion et de fluorescence paramétrique en cascade. Il n'est pas possible d'éliminer le bruit de fluorescence paramétrique dans cette bande, car il est issu de la définition-même de la bande rouge, à savoir que la longueur d'onde de la pompe est inférieure à celle du signal.

La bande bleue contient quatre fois moins de photons et ils sont plus difficiles à convertir par SFG et à détecter. Par contre, le niveau de bruit intrinsèque est un ordre de grandeur plus petit que celui de la bande rouge, car il n'y a pas de fluorescence paramétrique ni de diffusion. Les sources de bruit dominantes sont les processus en cascade basés sur l'émission Raman spontanée. Sur de longues périodes de temps, le niveau de bruit augmente à cause des effets thermiques dans le BBO qui accentuent le taux d'émission Raman anti-Stokes. Malgré cela, le bruit de la bande bleue demeure presque un ordre de grandeur plus petit que celui de la bande rouge.

La performance globale du système de détection dans les deux bandes est évaluée à l'aide du rapport signal-sur-bruit, étant donné qu'il met directement en relation l'efficacité de détection avec le niveau de bruit intrinsèque du système. Dans la bande rouge, le meilleur SNR mesuré a été de 69,7 tandis que dans la bande bleue, le meilleur SNR mesuré a été de 75,7. De plus, le SNR de la bande bleue a été obtenu avec une puissance de pompe relative trois fois plus grande que lors de la mesure dans la bande rouge. En diminuant la puissance de pompe relative au niveau de la bande rouge, on pourrait s'attendre dans la bande bleue à un SNR de 142 en extrapolant avec la droite de régression de la figure 4.8b.

En somme, le système de détection offre de meilleures performances globales dans la bande bleue que dans la bande rouge. Il y a aussi un plus grand potentiel de réduction du niveau de bruit avec la bande bleue qu'avec la bande rouge. L'efficacité de détection peut être améliorée considérablement dans les deux bandes; la bande bleue a un plus grand potentiel d'amélioration que dans la bande rouge. Il est donc recommandé d'utiliser le système pour la détection des photons générés par mélange à quatre ondes dans le vide dans la bande bleue.

Les sections qui suivent discutent des améliorations possibles au niveau de l'efficacité de détection et de la caractérisation du niveau de bruit. Les méthodes proposées sont développées dans l'optique d'utiliser le système de détection pour son but premier, c'est-à-dire à détection de photons résultant du processus de mélange à quatre ondes dans le vide.

### 5.1 Efficacité de détection

Suite aux résultats de la section 3.4, le facteur limitant le plus l'efficacité de conversion est le walk-off spatial entre les faisceaux signal et SFG dans le cristal de BBO, avec un décalage de  $93 \mu\text{m mm}^{-1}$  dans la bande rouge et de  $77 \mu\text{m mm}^{-1}$  dans la bande bleue (voir tableaux 3.2 et 3.3).

Pour une distance de parcours dans le BBO de 100  $\mu\text{m}$ , cela donne pour la bande rouge un décalage de 9,3  $\mu\text{m}$ , ce qui est presque le quart du diamètre de la tache focale. Une solution possible est de réduire l'angle d'incidence du signal dans le BBO, mais cela risque d'augmenter le niveau de bruit dans le système. Une deuxième option est de changer l'angle du front d'onde du signal (*pulse front tilt*) de sorte à compenser les effets de la dispersion dans le BBO [58]. Le contrôle de la dispersion permet aussi de diminuer la différence de vitesse de groupe et donc d'augmenter la largeur de bande d'accord de phase [59]. Cependant, les méthodes standard de contrôle de la dispersion par réseau de diffraction ou transmission dans un milieu dispersif induisent des pertes non négligeables sur l'intensité du signal considérant qu'elle est initialement très faible.

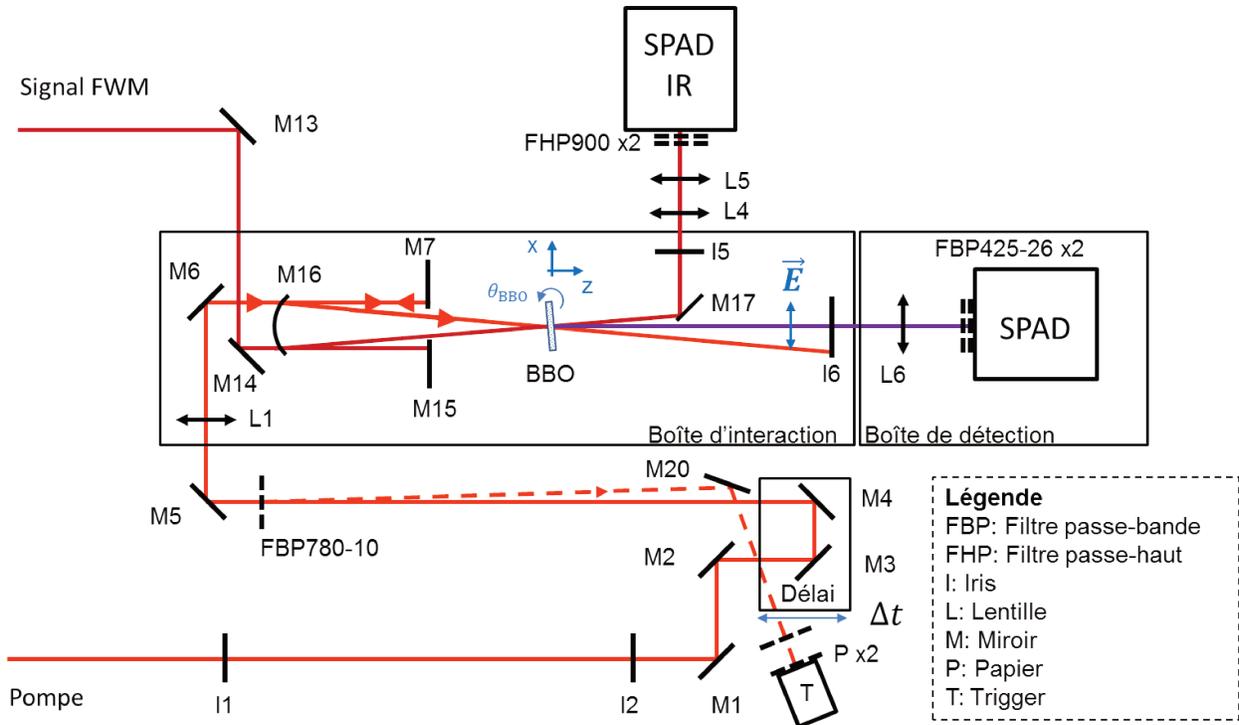
Le paramètre  $q$  calculé au tableau 3.5 est supérieur à 1, ce qui veut dire que la durée d'impulsion de la pompe est plus grande que celle du signal. Ceci est contraire à ce que la théorie de Donohue suggère pour maximiser l'efficacité de conversion et s'explique par le plus grand nombre de composants optiques ajoutant de la dispersion sur le bras signal que sur le bras pompe. Pour corriger cela, le système de détection pourrait être testé en ajoutant un élément dispersif supplémentaire sur le bras pompe et en réduisant la durée d'impulsion de la source laser afin de diminuer la durée du signal tout en maintenant la durée de pompe constante. Du coup la largeur de la porte temporelle serait plus petite, ce qui donnerait une meilleure sensibilité temporelle.

Par ailleurs, l'efficacité de détection globale serait améliorée davantage en travaillant sur la transmission des lignes de transport du signal et des photons SFG et en changeant le SPAD pour un détecteur à photons unique ayant une meilleure efficacité quantique. Certains éléments du montage sont seulement présents pour la création du signal de mélange à quatre ondes simulé ou encore en raison des contraintes d'espace en laboratoire. Lorsque le montage sera déplacé dans la chambre d'expérience du laser terawatt, plusieurs composantes pourront être retirées et ainsi augmenter la transmission des lignes de transport. Un schéma de montage du système de détection avec le laser terawatt est proposé à la figure 5.1. De plus, la réflectivité des miroirs sur le bras signal peut être améliorée en utilisant des miroirs diélectriques au lieu des miroirs avec un revêtement en argent. Avec ces changements, dans la bande rouge, la transmission de la ligne de transport du signal et des photons SFG sera  $T_s = 96\%$  et  $T_{\text{SFG}} = 84\%$  respectivement. Enfin, l'efficacité quantique du SPAD du bras SFG peut être meilleure en choisissant un détecteur à photons uniques plus performant. Par exemple, les SPAD de la série COUNT BLUE de Laser Components ont une efficacité quantique  $\eta_{\text{det}} = 0,6$  à 420 nm [60]. En conservant la même efficacité de conversion expérimentale de 46%, la somme de toutes ces modifications donnerait une efficacité de détection globale dans la bande rouge de 22%, une amélioration d'un facteur quatre.

Dans la bande bleue, ces mêmes changements de montage, de miroirs et de SPAD augmenteraient l'efficacité de détection globale à 16%, une amélioration d'un facteur six.

### 5.1.1 Détection des photons de mélange à quatre ondes dans le vide

Il est possible d'estimer le nombre de photons SFG produits dans l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide à partir du spectre d'émission théorique de la figure 3.1 et de l'efficacité



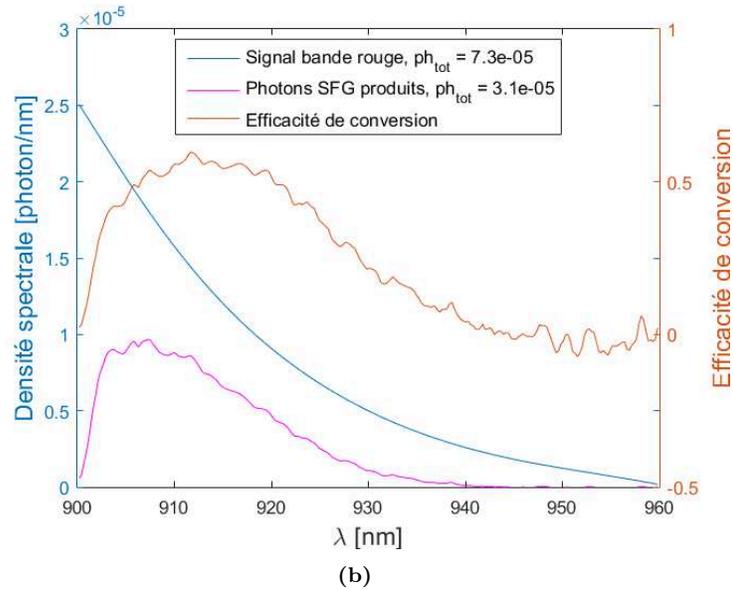
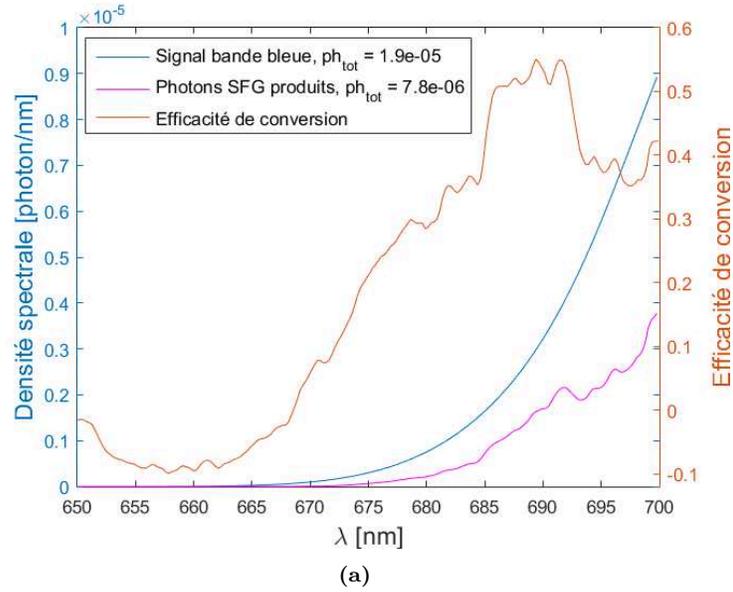
**Figure 5.1:** Montage expérimental proposé pour l'intégration avec le laser terawatt. Les composants servant à la génération du signal de FWM simulé ont été retirés. Les miroirs M18 et M19 sur le bras SFG ont aussi été enlevés, car il n'y aura plus de problème d'espace et leur réflectivité est faible. Les miroirs M13 à M16 sont remplacés par des miroirs diélectriques à haut réflectivité au lieu des miroirs avec un revêtement en argent.

de conversion spectrale expérimentale.

Dans la bande rouge, le nombre de photons SFG ainsi produits dans le BBO est calculé à  $3,1 \times 10^{-5}$  photons par impulsion. La figure 5.2b démontre ce résultat. Le nombre de photons SFG détecté serait alors de  $1,5 \times 10^{-5}$  photons par impulsion en tenant compte des améliorations proposées à la section précédente.

Pour ce qui est de la bande bleue, celle du banc de test n'est pas la même que celle pour l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide. Par conséquent, le nombre de photons SFG produits est approximé en transposant la courbe d'efficacité de conversion expérimentale vers la bande de détection de l'expérience dans le vide. On obtient à la figure 5.2a  $7,8 \times 10^{-6}$  photons SFG par impulsion. Le nombre de photons détectés serait de  $3,3 \times 10^{-6}$  photons par impulsion en tenant compte des améliorations proposées à la section précédente.

Le nombre de photons détectés dans les deux bandes de détection est inférieur au niveau de bruit intrinsèque du système de détection, ce qui rendrait une telle mesure expérimentale très difficile. Heureusement, certaines méthodes discutées dans la section suivante permettraient de diminuer le niveau de bruit suffisamment pour rendre cette mesure possible.



**Figure 5.2:** Nombre de photons SFG produits dans l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide (courbe magenta) estimé en fonction du spectre théorique (courbe bleue) et de l'efficacité de conversion spectrale expérimentale (courbe orange) **a)** dans la bande bleue théorique (680 à 700 nm) et **b)** dans la bande rouge.

## 5.2 Caractérisation du bruit

Certains des tests servant à la caractérisation du bruit ont contribué non seulement à identifier les sources de bruit, mais aussi à éliminer une partie du bruit. C'est le cas du filtrage spatial et de la mesure de polarisation qui fonctionnent relativement bien dans la bande rouge, mais pas dans la bande bleue car l'origine du bruit y est différente. Ces méthodes ne s'attaquent pas aux causes du bruit, mais plutôt à ses conséquences.

Cette section discute de méthodes de réduction du bruit qui s'attaquent aux causes du bruit. Elles ont donc l'avantage d'être transférables pour différentes bandes de détection et différentes conditions expérimentales. La première méthode est la compression spectrale, la seconde est le déplacement des fréquences de résonance Raman à l'extérieur de la bande de détection et la dernière méthode est le refroidissement du BBO.

### 5.2.1 Compression spectrale

Dans la bande rouge comme dans la bande bleue, le chirp des faisceaux pompe et signal est de même signe, ce qui cause un élargissement spectral des photons SFG par rapport à la largeur de bande d'accord de phase du système.

L'effet inverse, la compression spectrale des photons SFG, serait une autre approche qui pourrait réduire le bruit. La compression spectrale est maximale lorsque les faisceaux incidents ont un chirp de même amplitude et de signe opposé.

Dans le cas de la bande rouge, le spectre des photons SFG serait ainsi plus étroit que le spectre de bruit causé par la fluorescence paramétrique, qui lui ne serait pas compressé car les photons impliqués ont tous le chirp du même signe que la pompe. Cela permettrait d'utiliser des filtres passe-bande plus étroits à l'entrée du SPAD et donc d'éliminer une partie du spectre du bruit de pompe.

Dans le cas de la bande bleue, la compression spectrale des photons SFG pourrait servir à compresser plus de photons SFG dans l'étroite fenêtre sans fréquence de résonance Raman.

L'idée est que le photon signal est chirpé de sorte que la fréquence centrée à  $\tilde{\mu}_p$  augmente linéairement dans le temps tandis que la pompe est anti-chirpée de sorte que la fréquence centrée à  $\tilde{\mu}_s$  diminue linéairement dans le temps. Lorsque le photon signal et la pompe se superposent dans le cristal, une composante décalée vers le rouge ( $\tilde{\mu}_p - \tilde{\nu}$ ) arrive en même temps qu'une composante décalée vers le bleu ( $\tilde{\mu}_s + \tilde{\nu}$ ) avec le même décalage  $\tilde{\nu}$  de sorte à ce que toutes les composantes donnent la même somme de fréquences centrée à  $\tilde{\mu}_{\text{SFG}} = \tilde{\mu}_p + \tilde{\mu}_s$ . Lorsque les impulsions sont chirpées plusieurs fois leur durée d'impulsion Fourier-limitée ( $A^2 \Delta\nu^4 \gg 1$ , où  $A$  est l'amplitude du chirp et  $\Delta\nu$  est la largeur de bande du spectre), la largeur de bande du spectre du photon SFG est [27]

$$\Delta\nu_{\text{SFG}} \approx \frac{\ln 4}{A} \sqrt{\frac{1}{\Delta\nu_p^2} + \frac{1}{\Delta\nu_s^2}}. \quad (5.1)$$

L'inconvénient de cette méthode est que pour atteindre une forte compression, on doit appliquer énormément de chirp à la pompe et au signal ce qui causerait un étirement de leur durée d'impulsion et donc de la largeur de la porte temporelle. On risquerait ainsi de compromettre la sensibilité temporelle et par conséquent le taux de rejet du système de détection. Cette méthode pourrait néanmoins être considérée si lors de l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide on se rend compte que la sensibilité temporelle n'est pas un facteur limitant du taux de rejet.

En somme, le chirp de la pompe doit être du signe opposé à celui du signal pour éviter d'avoir

un élargissement spectral des photons SFG, comme il a été vu expérimentalement aux sections 4.1.4 et 4.2.3.

## 5.2.2 Fréquences de résonance Raman

La bande bleue de détection suggérée par les simulations numériques présentées au début du chapitre 3, allant de 680 nm à 700 nm, serait également sujette au bruit de pompe par émission Raman spontanée à cause des multiples fréquences de résonance Raman entre  $-1400\text{ cm}^{-1}$ ,  $-1554\text{ cm}^{-1}$ . Il est donc raisonnable de supposer que le niveau de bruit dans cette bande de détection sera comparable au niveau de bruit mesuré au chapitre précédent, soit  $3,5 \times 10^{-4}$  comptes par tir pour l'efficacité de conversion moyenne maximale de 43%.

Pour réduire le bruit de pompe causé par l'émission Raman spontanée en cascade, la bande de détection doit être loin des fréquences de résonance Raman de la pompe. Deux stratégies sont possibles : déplacer la bande de détection du signal ou changer la longueur d'onde de la pompe. Il est plus avantageux de changer la longueur d'onde de la pompe parce que l'on conserve ainsi la bande de détection bleue qui isole spectralement les photons signal des photons du laser terawatt.

La seule bande sans fréquence de résonance dans le spectre Raman connu du BBO est pour un décalage Raman entre  $-969\text{ cm}^{-1}$  et  $-1200\text{ cm}^{-1}$  [57]. Avec la largeur de bande de la pompe de 10 nm et centrée à 756 nm, cela laisse seulement une fenêtre de détection de 697 à 700 nm ce qui est très étroit. On perdrait ainsi 59% des photons présents dans la bande bleue allant de 680 nm à 700 nm. Une alternative serait de caractériser le spectre Raman à de longs décalages inférieurs à  $-1600\text{ cm}^{-1}$  dans l'espoir de trouver une plus large fenêtre de détection sans fréquence de résonance, ce qui éliminerait complètement le bruit causé par l'émission Raman.

## 5.2.3 Refroidissement du BBO et effets thermiques

Par ailleurs, une solution possible pour réduire l'impact des effets thermiques sur la dérive temporelle du bruit ainsi que l'intensité de la résonance Raman anti-Stokes est le refroidissement du BBO (équation (4.9)). Le refroidissement ne déplace pas les fréquences de résonance Raman ; elles se déplacent seulement lorsque le BBO s'approche d'un changement de phase, donc avec une augmentation de la température au-delà de 1173 K [54]. Par exemple, avec un refroidissement à l'azote liquide (77 K), le bruit par émission Raman anti-Stokes diminuerait d'un facteur  $I_{T=77\text{K}}/I_{T=300\text{K}} = 1,8 \times 10^{-5}$ . Avec une telle réduction, le bruit de pompe par émission Raman ne serait plus la cause de bruit limitante du système de détection. Le bruit serait alors limité par le bruit au noir du SPAD de  $3,6 \times 10^{-8}$  comptes par impulsion, une amélioration de trois ordres de grandeurs. Un tel niveau de bruit serait suffisamment bas pour mesurer le nombre de photons SFG produits lors de l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide avec un SNR d'environ 100, si l'on se fie aux prédictions de la section 5.1.1.

De plus, l'indice de réfraction du BBO est très stable en température. La dépendance en température suit [61]

$$\frac{dn_o}{dT} = -16,6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}, \quad (5.2)$$

$$\frac{dn_e}{dT} = -9,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}. \quad (5.3)$$

Pour un refroidissement à l'azote liquide, les angles d'incidence de la pompe et du signal sur le cristal de BBO changent de  $\Delta\theta_{p,\text{in}} = 0,1^\circ$  et  $\Delta\theta_{s,\text{in}} = -0,1^\circ$ , respectivement. La qualité de l'accord de phase n'en sera pratiquement pas affectée.



## 6 CONCLUSION

Les travaux de ce mémoire s'inscrivent dans le contexte du développement d'une expérience visant à utiliser la polarisation du vide comme milieu non-linéaire pour observer l'interaction de couplage photon-photon via le processus mélange à quatre ondes. Les photons qui seraient produits par mélange à quatre ondes seront détectés dans l'une de deux bandes de détection, rouge et bleue, chacune contenant de l'ordre de  $10^{-5}$  photons signal par tir laser.

Pour ce faire, nous avons conçu un auto-corrélateur basé sur la génération de somme de fréquences qui permet de détecter des photons SFG corrélés avec les photons signal de l'une des deux bandes en rejetant les photons non-corrélés grâce à une porte temporelle femtoseconde.

Le but du projet était de comparer et améliorer la performance du détecteur dans la bande rouge et dans la bande bleue selon deux critères de performance. Le premier est l'efficacité de détection qui dépend de l'efficacité de conversion du processus SFG. Le deuxième critère est le niveau de bruit intrinsèque du détecteur. Ce bruit est causé par des processus non-linéaires parasites dans le BBO.

Nous avons obtenus une efficacité de conversion moyenne de 46% sur toute la bande rouge, ce qui mène à une efficacité de détection globale de 5,8%. Pour cette efficacité de conversion, le niveau de bruit intrinsèque minimal atteint a été de  $1,5 \times 10^{-3}$  comptes par tir. Le meilleur rapport signal-sur-bruit pour un nombre moyen de photons signal par tir normalisé à  $\mu = 1$  a été mesuré à 69,7 après avoir atténué la puissance de pompe de 1,08 ordres de grandeur. Dans ces conditions, le niveau de bruit était de  $1,2 \times 10^{-5}$  comptes par tir.

Pour réduire le bruit de pompe, nous avons exploré la bande de détection bleue. Dans cette bande, le niveau de bruit intrinsèque minimal atteint a été de  $3,5 \times 10^{-4}$  comptes par tir pour une efficacité de conversion moyenne de 43% sur toute la bande. Avec une telle efficacité de conversion, l'efficacité de détection globale est de 2,7%. Le meilleur rapport signal-sur-bruit pour un nombre moyen de photons signal par tir normalisé à  $\mu = 1$  a été mesuré à 75,7 après avoir atténué la puissance de pompe de 0,57 ordres de grandeur. Dans ces conditions, le niveau de bruit était de  $1,3 \times 10^{-5}$  comptes par tir.

La manière la plus simple et efficace d'augmenter le rapport signal-sur-bruit est en atténuant la puissance de pompe, à un taux de 55,3 par ordre de grandeur dans la bande rouge et à un taux de 134,9 par ordre de grandeur dans la bande bleue (pour un signal normalisé à  $\mu = 1$  photon par impulsion).

La caractérisation du bruit a révélé que le bruit de pompe dans la bande rouge est causé principalement par la fluorescence paramétrique en cascade de la pompe dans le BBO. Les sources de bruit secondaires sont l'émission Raman spontanée en cascade et la diffusion de la pompe dans le BBO. Ceci concorde avec les sources de bruit rapportées dans la littérature dans des configurations similaires. Une conséquence importante de la nature du bruit est qu'il est proportionnel au carré de la puissance de pompe, alors que le nombre de photons SFG est directement proportionnel à la puissance.

Du côté de la bande bleue, le bruit est dominé par l'émission Raman spontanée en cascade. Ce résultat est en accord avec la littérature. Il n'y a pas de bruit par fluorescence paramétrique ni de bruit de diffusion. Par contre, la dépendance cubique du bruit à la puissance de pompe n'est pas totalement comprise. Nous pensons qu'elle est reliée à des effets thermiques dans le BBO. Par ailleurs, les fluctuations statistiques à court terme sur le bruit de pompe sont de  $6,3 \times 10^{-5}$  comptes par tir, donc un ordre de grandeur en-dessous du niveau de bruit de pompe. Les observations à long terme révèlent une dérive du niveau de bruit moyen allant jusqu'à trois fois le niveau de bruit initial. Cette dérive semble être causée par des effets thermiques dans le cristal de BBO. Malgré cela, le bruit de la bande bleue demeure presque un ordre de grandeur inférieur à celui de la bande rouge.

Par conséquent, le système de détection offre la meilleure performance globale dans la bande bleue.

La bande bleue offre également de meilleures solutions pour réduire davantage le bruit et améliorer l'efficacité de détection dans le contexte de l'expérience de mélange à quatre ondes dans le vide. Le bruit d'émission Raman pourrait être éliminé en refroidissant le BBO à l'azote liquide ou en changeant la longueur d'onde de la pompe de sorte à déplacer les fréquences de résonance Raman à l'extérieur de la bande bleue. En effectuant des modifications simples au banc de test qui n'altèrent pas l'efficacité de conversion, il serait possible d'atteindre une efficacité de détection globale de 16%. Avec l'élimination du bruit Raman, ceci serait suffisant pour détecter des photons produits par mélange à quatre ondes dans le vide, au nombre de  $3,3 \times 10^{-6}$  photons SFG par impulsion.

Les modifications au banc de test permettraient d'atteindre une efficacité de détection globale de 22% dans la bande rouge, mais les méthodes de réduction de bruit ne sont présentement pas assez efficaces pour détecter des photons produits par mélange à quatre ondes dans le vide. La bande de détection bleue est donc à privilégier.

À la lumière de ces résultats, deux avenues de recherche future sont recommandées. La première est de tester le refroidissement à l'azote liquide du cristal de BBO afin de diminuer l'intensité de l'émission Raman anti-Stokes. Cela devrait réduire le bruit d'émission Raman en-dessous du niveau de bruit au noir du SPAD. Le bruit serait alors suffisamment bas pour détecter des photons produits par mélange à quatre ondes dans le vide avec un SNR d'environ 100. La deuxième recommandation est une étude plus approfondie du spectre d'émission Raman à de longs décalages ( $< -1600 \text{ cm}^{-1}$ ) dans le BBO pourrait révéler une large bande spectrale ne contenant aucune fréquence de résonance Raman. Cela ouvrirait la porte à une bande de détection avec un niveau de bruit intrinsèque plus faible que celui mesuré dans ce travail.

## RÉFÉRENCES

- [1] H. Euler and B. Kockel, “Über die streuung von licht an licht nach der diracschen theorie,” *Naturwissenschaften* **23**, 246–247 (1935).
- [2] W. Heisenberg and H. Euler, “Consequences of dirac theory of the positron,” arXiv :physics/0605038 (2006).
- [3] D. Bernard, F. Moulin, F. Amiranoff, A. Braun, J. Chambaret, G. Darpentigny, G. Grillon, S. Ranc, and F. Perrone, “Search for stimulated photon-photon scattering in vacuum,” *Eur. Phys. J. D* **10**, 141–145 (2000).
- [4] F. Della Valle, E. Milotti, A. Ejlli, G. Messineo, L. Piemontese, G. Zavattini, U. Gastaldi, R. Pengo, and G. Ruoso, “First results from the new PVLAS apparatus : A new limit on vacuum magnetic birefringence,” *Phys. Rev. D* **90**, 092003 (2014).
- [5] M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abidinov, B. Abeloos, S. Abidi, O. AbouZeid, N. Abraham, H. Abramowicz *et al.*, “Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC,” *Nat. Phys.* **13**, 852 (2017).
- [6] G. Aad, A. Kupco, S. Webb, T. Dreyer, Y. Wang, K. Jakobs, M. Spousta, M. Cobal, P. Wang, S. Schmitt *et al.*, “Observation of light-by-light scattering in ultraperipheral Pb+ Pb collisions with the ATLAS detector,” Tech. rep., ATLAS-HION-2018-19-003 (2019). ArXiv :1904.03536.
- [7] B. King and T. Heinzl, “Measuring vacuum polarization with high-power lasers,” *High Power Laser Sci. Eng.* **4** (2016).
- [8] F. Fillion-Gourdeau, C. Lefebvre, and S. MacLean, “Scheme for the detection of mixing processes in vacuum,” *Phys. Rev. A* **91**, 031801 (2015).
- [9] J. Dumont, F. Fillion-Gourdeau, C. Lefebvre, D. Gagnon, and S. MacLean, “Efficiently parallelized modeling of tightly focused, large bandwidth laser pulses,” *J. Opt.* **19**, 025604 (2017).
- [10] F. Fillion-Gourdeau and S. MacLean, communication privée (2019).
- [11] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, “Invited review article : Single-photon sources and detectors,” *Rev. Sci Instrum.* **82**, 071101 (2011).
- [12] R. H. Hadfield, “Single-photon detectors for optical quantum information applications,” *Nat. Photonics* **3**, 696 (2009).
- [13] G. S. Buller and R. J. Collins, “Single-photon generation and detection,” *Meas. Sci. Technol.* **21**, 012002 (2009).
- [14] P. Curley, G. Darpentigny, G. Cheriaux, J. Chambaret, and A. Antonetti, “High dynamic range autocorrelation studies of a femtosecond Ti : sapphire oscillator and its relevance to the optimisation of chirped pulse amplification systems,” *Opt. Commun.* **120**, 71–77 (1995).

- [15] V. Schanz, F. Wagner, M. Roth, and V. Bagnoud, “Noise reduction in third order cross-correlation by angle optimization of the interacting beams,” *Opt. Express* **25**, 9252–9261 (2017).
- [16] A. Thai, E. Gontier, C. Ferchaud, P. Paul, F. Falcoz, and N. Forget, “High contrast CEP-stable OPCPA front-end for PW-class Ti : Sapphire system,” in “Conference on Lasers and Electro-Optics,” (Optical Society of America, 2016), pp. SM1M–4.
- [17] A. Technologies, “Sequoia HD,” <https://amplitude-laser.com/module/sequoia-hd/>. (Consulté le 12 février 2019).
- [18] H. Dong, H. Pan, Y. Li, E. Wu, and H. Zeng, “Efficient single-photon frequency upconversion at 1.06  $\mu\text{m}$  with ultralow background counts,” *Appl. Phys. Lett.* **93**, 071101 (2008).
- [19] J. S. Pelc, L. Ma, C. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang, and M. Fejer, “Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm : performance and noise analysis,” *Opt. Express* **19**, 21445–21456 (2011).
- [20] M. A. Albota and F. N. Wong, “Efficient single-photon counting at 1.55  $\mu\text{m}$  by means of frequency upconversion,” *Opt. Lett.* **29**, 1449–1451 (2004).
- [21] W. H. Pernice, C. Schuck, O. Minaeva, M. Li, G. Goltsman, A. Sergienko, and H. Tang, “High-speed and high-efficiency travelling wave single-photon detectors embedded in nanophotonic circuits,” *Nat. Commun.* **3**, 1325 (2012).
- [22] C. Langrock, E. Diamanti, R. V. Roussev, Y. Yamamoto, M. M. Fejer, and H. Takesue, “Highly efficient single-photon detection at communication wavelengths by use of upconversion in reverse-proton-exchanged periodically poled LiNbO<sub>3</sub> waveguides,” *Opt. Lett.* **30**, 1725–1727 (2005).
- [23] A. P. Vandevender and P. G. Kwiat, “High efficiency single photon detection via frequency up-conversion,” *J. Mod. Optics* **51**, 1433–1445 (2004).
- [24] O. Kuzucu, F. N. Wong, S. Kurimura, and S. Tovstonog, “Time-resolved single-photon detection by femtosecond upconversion,” *Opt. Lett.* **33**, 2257–2259 (2008).
- [25] S. Ramelow, A. Fedrizzi, A. Poppe, N. K. Langford, and A. Zeilinger, “Polarization-entanglement-conserving frequency conversion of photons,” *Phys. Rev. A* **85**, 013845 (2012).
- [26] H. Rütz, K.-H. Luo, H. Suche, and C. Silberhorn, “Quantum frequency conversion between infrared and ultraviolet,” *Physical Review Applied* **7**, 024021 (2017).
- [27] J. Lavoie, J. M. Donohue, L. G. Wright, A. Fedrizzi, and K. J. Resch, “Spectral compression of single photons,” *Nat. Photonics* **7**, 363 (2013).
- [28] J. M. Donohue, M. D. Mazurek, and K. J. Resch, “Theory of high-efficiency sum-frequency generation for single-photon waveform conversion,” *Phys. Rev. A* **91**, 033809 (2015).
- [29] M. Allgaier, V. Ansari, L. Sansoni, C. Eigner, V. Quiring, R. Ricken, G. Harder, B. Brecht, and C. Silberhorn, “Highly efficient frequency conversion with bandwidth compression of quantum light,” *Nat. Commun.* **8**, 14288 (2017).

- [30] N. Maring, K. Kutluer, J. Cohen, M. Cristiani, M. Mazzera, P. M. Ledingham, and H. de Riedmatten, “Storage of up-converted telecom photons in a doped crystal,” *New J. Phys.* **16**, 113021 (2014).
- [31] P. Cusson, “Détection de photons uniques générés par mélange à quatre ondes dans un cristal de saphir,” rapport interne, INRS-ÉMT (2016).
- [32] A. Lachapelle, “Sum frequency single photon detector,” rapport interne, INRS-ÉMT (2017).
- [33] E. Doiron, “Détection de photons uniques,” rapport interne, INRS-ÉMT (2017).
- [34] C. J. Chunnillall, I. P. Degiovanni, S. Kück, I. Müller, and A. G. Sinclair, “Metrology of single-photon sources and detectors : a review,” *Opt. Eng.* **53**, 081910 (2014).
- [35] X. Gu, Y. Li, H. Pan, E. Wu, and H. Zeng, “High-speed single-photon frequency upconversion with synchronous pump pulses,” *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **15**, 1748–1752 (2009).
- [36] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics* (Wiley, New York, 2007), 2nd ed.
- [37] K. Kato, “Second-harmonic generation to 2048 Å in BBO,” *IEEE J. Quantum Elect.* **QE-22**, 1013–1014 (1986).
- [38] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Second Edition* (Academic Press, 2003), 2nd ed.
- [39] O. Konoplev, Y. Fisher, and D. Meyerhofer, “Ultra-high dynamic range measurement of high contrast pulses using a second order autocorrelator,” *LLE Review* **75**, 159–170 (1998).
- [40] J. Shah, “Ultrafast luminescence spectroscopy using sum frequency generation,” *IEEE J. Quantum Elect.* **24**, 276–288 (1988).
- [41] A. V. Smith, D. J. Armstrong, and W. J. Alford, “Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 122–141 (1998).
- [42] F. Théberge, P. Lassonde, S. Payeur, M. Châteauneuf, J. Dubois, and J.-C. Kieffer, “Efficient spectral-step expansion of a filamenting laser pulse,” *Opt. Lett.* **38**, 1576–1578 (2013).
- [43] S. Chin, F. Théberge, and W. Liu, “Filamentation nonlinear optics,” *Appl. Phys. B* **86**, 477–483 (2007).
- [44] A. L. Gaeta, “Catastrophic collapse of ultrashort pulses,” *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3582 (2000).
- [45] V. Jukna, J. Galinis, G. Tamosauskas, D. Majus, and A. Dubietis, “Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media,” *Appl. Phys. B* **116**, 477–483 (2014).
- [46] S. Chin, S. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V. Kandidov, O. Kosareva, and H. Schröder, “The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media : physics, applications, and new challenges,” *Can. J. Phys.* **83**, 863–905 (2005).
- [47] H. Kamada, M. Asobe, T. Honjo, H. Takesue, Y. Tokura, Y. Nishida, O. Tadanaga, and H. Miyazawa, “Efficient and low-noise single-photon detection in 1550 nm communication band by frequency upconversion in periodically poled LiNbO<sub>3</sub> waveguides,” *Opt. Lett.* **33**, 639–641 (2008).

- [48] H. Takesue, E. Diamanti, T. Honjo, C. Langrock, M. Fejer, K. Inoue, and Y. Yamamoto, “Differential phase shift quantum key distribution experiment over 105 km fibre,” *New J. Phys.* **7**, 232 (2005).
- [49] S. Porto, J. Giordmaine, and T. Damen, “Depolarization of raman scattering in calcite,” *Phys. Rev.* **147**, 608 (1966).
- [50] C. Asawa, R. Satten, and O. Stafsudd, “Depolarization of raman scattering in  $\text{LaCl}_3$ ,” *Phys. Rev.* **168**, 957 (1968).
- [51] T. Erdogan, “Optical filters : Non-normal angles of incidence,” Tech. rep., Semrock, <https://www.semrock.com/Data/Sites/1/semrockpdfs/nonnormalanglesofincidence.pdf> (2011).
- [52] Semrock, “Filter spectra at non-normal angles of incidence,” <https://www.semrock.com/filter-spectra-at-non-normal-angles-of-incidence.aspx>. (Consulté le 10 décembre 2018).
- [53] S. Solin and A. Ramdas, “Raman spectrum of diamond,” *Phys. Rev. B* **1**, 1687 (1970).
- [54] Y. Jing-Lin, J. Guo-Chang, H. Huai-Yu, W. Yong-Quan, C. Hui, and X. Kuang-Di, “Temperature-dependent raman spectra and microstructure of barium metaborate crystals and its melts,” *Chinese Phys. Lett.* **19**, 205 (2002).
- [55] I. Agha, S. Ates, L. Sapienza, and K. Srinivasan, “Spectral broadening and shaping of nanosecond pulses : toward shaping of single photons from quantum emitters,” *Opt. Lett.* **39**, 5677–5680 (2014).
- [56] M. Malyj and J. Griffiths, “Stokes/anti-Stokes Raman vibrational temperatures : reference materials, standard lamps, and spectrophotometric calibrations,” *Appl. Spectrosc.* **37**, 315–333 (1983).
- [57] P. Ney, M. Fontana, A. Maillard, and K. Polgar, “Assignment of the raman lines in single crystal barium metaborate,” *J. Phys.–Condens. Mat.* **10**, 673 (1998).
- [58] J. Hebling, “Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion,” *Opt. Quant. Electron.* **28**, 1759–1763 (1996).
- [59] H.-J. Liu, W. Zhao, Y.-l. Yang, H. Wang, Y. Wang, and G. Chen, “Matching of both group-velocity and pulse-front for ultrabroadband three-wave-mixing with noncollinear angularly dispersed geometry,” *Appl. Phys. B* **82**, 585–594 (2006).
- [60] Laser Components, “Single photon counting module COUNT<sup>®</sup> BLUE series,” [https://www.lasercomponents.com/fileadmin/user\\_upload/home/Datasheets/lc-photon-counter/count-blue-series.pdf](https://www.lasercomponents.com/fileadmin/user_upload/home/Datasheets/lc-photon-counter/count-blue-series.pdf) (2018).
- [61] D. N. Nikogosyan, “Beta barium borate (BBO),” *Appl. Phys. A* **52**, 359–368 (1991).

# I TABLEAU DES MESURES

Les données de la bande rouge sont normalisées sur  $1 \times 10^6$  tirs, l'efficacité de conversion maximale mesurée sur toute la bande rouge de 48% et un nombre de photons moyen par tir  $\mu = 1$ . Les données de la bande bleue sont normalisées sur  $1 \times 10^6$  tirs, l'efficacité de conversion maximale moyenne mesurée sur toute la bande bleue de 43% et un nombre de photons moyen par tir  $\mu = 1$ .

Expérience	Test	Nbr tirs laser	Eff. conv.	P_pompe [mW]	$\mu$	Bruit de pompe IOI [comptes/ $10^6$ tir]	Photons SFG IOI [comptes/ $10^6$ tir]	SNR
<b>Bande de détection rouge</b>								
Filtere spatial	Sans pinhole	1.00E+06	42%		0.055	4510	9211	2.0
	Pinhole 25 um	1.00E+06	42%		0.055	4348	7922	1.8
	Pinhole 15 um	1.00E+06	42%		0.055	4327	13847	3.2
	Pinhole 10 um	1.00E+05	45%		0.83	2760	9942	3.6
<b>Puissance de pompe</b>								
	OD 0	1.00E+06	48%	155	0.53	1486	13372	9.0
	OD 0.1r	1.00E+06		133	0.53	991	11721	11.8
	OD 0.2r	1.00E+06		98	0.53	621	9570	15.4
	OD 0.3r	1.00E+06		81	0.53	360	5279	14.7
	OD 0.4r	1.00E+06		54	0.53	200	4932	24.7
	OD 0.5r	1.00E+06		42	0.53	127	3811	30.0
	OD 1.0r	1.00E+06		13	0.53	12	836	69.7
<b>Polarisation</b>								
	Sans polariseur	1.00E+06	43%		4.05	2307	9112	3.9
	Polarisation e	1.00E+06	43%		4.05	1961	9313	4.7
	Polarisation o	1.00E+06	43%		4.05	408	34	0.1
<b>Spectre</b>								
	Polarisation e	4.00E+05	27%		0.32	2603	12881	4.9
	Polarisation o	8.00E+05	46%		0.6	383	24	0.1
<b>Bande de détection bleue</b>								
<b>Puissance de pompe</b>								
	OD 0	1.00E+06	43%		4.12	404	2269	5.6
	OD 0.1r	1.00E+06		36	4.12	335	1795	5.4
	OD 0.2r	1.00E+06		26	4.12	100	1486	14.9
	OD 0.3r	1.00E+06		22	4.12	50	1243	24.9
	OD 0.4r	1.00E+06		15	4.12	18	1170	65.0
	OD 0.5r	1.00E+06		11	4.12	13	983	75.7
<b>Polarisation</b>								
	Sans polariseur	1.00E+06	43%		4.12	404	2269	5.6
	Polarisation e	1.00E+06	43%		4.12	350	1996	5.7
	Polarisation o	1.00E+06	43%		4.12	1	0	0.5
<b>Spectre</b>								
	Polarisation e	1.00E+06	43%		4.12	357	1589	4.5
<b>Bruit de grenaille</b>								
	Série 1 et 2	2.50E+05		51		352		
	Série 3 et 4	2.50E+05		33		92		



## II ESTIMATION DE L'AUGMENTATION DE LA TEMPÉRATURE DANS LE BBO

En supposant que la totalité du bruit est causée par de l'émission Raman spontanée, le changement de température relié à l'augmentation du bruit de pompe peut être calculé en remaniant l'équation (4.9) :

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = \frac{k_B}{hc\tilde{\nu}} \ln\left(\frac{I_2}{I_1}\right). \quad (\text{II.1})$$

où  $T$  est la température en kelvin,  $\tilde{\nu}$  est le décalage Raman en  $\text{cm}^{-1}$ ,  $I$  correspond à l'intensité de l'émission anti-Stokes et les autres symboles représentent les constantes habituelles. Pour la série 1 de la figure 4.10, avec une température initiale  $T_1 = 300 \text{ K}$ , 96 comptes au temps initial et 257 comptes au temps  $t = 2,2$  heures, la température finale serait  $T_2 = 431 \text{ K}$  ce qui représente un écart  $\Delta T = 131 \text{ K}$ .

Pour vérifier si cet écart de température est réaliste, on peut estimer la quantité d'énergie nécessaire  $Q$  pour avoir un tel changement de température avec l'équation (II.2) et comparer cela à la quantité d'énergie absorbée dans le BBO  $E$  par la pompe avec l'équation (II.3) :

$$Q = cm\Delta T, \quad (\text{II.2})$$

$$E = \alpha t P_p. \quad (\text{II.3})$$

Ici,  $c = 2,05 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$  est la chaleur spécifique du BBO,  $m$  est la masse du BBO dans le volume étudié,  $\Delta T$  est l'écart de température,  $\alpha \simeq 0,5\%$  est l'absorption du BBO à  $780 \text{ nm}$ ,  $t$  est le temps et  $P_p$  est la puissance de pompe moyenne.

Une estimation rapide se fait en étudiant deux cas limite : 1) si l'on pose que seul le volume irradié par le faisceau pompe se réchauffe, donc que le BBO agit comme un isolant thermique idéal, alors l'énergie nécessaire  $Q$  est estimée à  $813 \mu\text{J}$ , et 2) si l'on pose que le cristal complet est à l'équilibre thermique au bout de  $3,5$  heures, alors l'énergie nécessaire est estimée à  $2,589 \text{ J}$ . Or, l'énergie absorbée dans le BBO par la pompe sur une période  $t = 3,1 \text{ h}$  est de  $126 \text{ mJ}$ . Considérant que l'énergie absorbée se situe entre les valeurs des deux cas limite, il est donc plausible que l'absorption du faisceau pompe par le BBO cause une augmentation de température du BBO de  $131 \text{ K}$ .

Pour faire un calcul plus précis, les effets de diffusion et dissipation de la chaleur devront être pris en compte en solutionnant l'équation de la diffusion de la chaleur.