



HAL
open science

Distribution multi-utilisateur de paires de photons intriqués aux longueurs d'onde des télécommunications

Joe Ghalbouni

► **To cite this version:**

Joe Ghalbouni. Distribution multi-utilisateur de paires de photons intriqués aux longueurs d'onde des télécommunications. Optique / photonique. Télécom ParisTech, 2013. Français. NNT : 2013ENST0068 . tel-01308998

HAL Id: tel-01308998

<https://pastel.hal.science/tel-01308998>

Submitted on 28 Apr 2016

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

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



EDITE - ED 130

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

TELECOM ParisTech

Spécialité « Informatique et Réseaux »

présentée et soutenue publiquement par

Joe GHALBOUNI

le 15 Novembre 2013

Distribution multiutilisateur de paires de photons intriqués aux longueurs d'onde des télécommunications

Directeur de thèse : **Mme Isabelle ZAQUINE**

Co-encadrement de la thèse : **Mme Eleni DIAMANTI**

Jury

Mme Sara DUCCI, Professeur, LMPQ-CNRS, Université Paris Diderot-Paris7

M. Pascal BESNARD, Professeur, Foton - CNRS UMR 6082, Enssat Lannion

M. Fetah BENABID, Professeur, XLIM - UMR CNRS 7252, Université de Limoges

M. Rob THEW, Directeur de recherche, GAP-Optique, Université de Genève

M. Cyril DRAG, Maître de conférences, LAC UPR 3321, Université Paris Sud

M. Gaétan MESSIN, Maître de conférences, Laboratoire Charles Fabry - CNRS, Institut d'Optique

Examinateur

Rapporteur

Rapporteur

Examinateur

Examinateur

Examinateur

TELECOM ParisTech

école de l'Institut Mines-Télécom - membre de ParisTech

46 rue Barrault 75013 Paris - (+33) 1 45 81 77 77 - www.telecom-paristech.fr

Table des matières

Table des matières	ii
Table des figures	v
Liste des tableaux	ix
Remerciements	1
Introduction	3
1 Notions de base	5
1.1 Introduction à l'optique non-linéaire	5
1.1.1 L'équation de propagation dans un milieu non-linéaire	5
1.1.2 La génération de fréquence somme	7
1.1.3 Quasi-accord de phase	10
1.2 La fluorescence paramétrique	11
1.3 Le mélange à 4 ondes	13
1.4 Intrication	14
1.4.1 Intrication en polarisation	17
1.4.2 Inégalités de Bell	17
1.4.3 Visibilité de la source	19
2 Démultiplexage en longueur d'onde	23
2.1 Principe du démultiplexage en longueur d'onde	23
2.2 Le démultiplexage pour les communications quantiques	24
2.2.1 Caractéristiques des démultiplexeurs	25
2.3 Types de démultiplexeurs	28
2.3.1 Film diélectriques à couches minces (Dielectric Thin Film (DTF))	28
2.3.2 Réseaux de guides d'ondes (AWG)	30
2.3.3 Réseaux de diffraction (DG)	30
3 Etat de l'art	35
3.1 Les différentes architectures de sources de photons intriqués en polarisation	35
3.1.1 Les sources basées sur les cristaux massifs	36
3.1.2 Les sources fibrées	39
3.1.3 Les sources basées sur les guides d'ondes	42
3.1.4 Les sources sur puce	45

3.2	Les sources large bande	46
3.3	La distribution de photons intriqués par démultiplexage	54
4	Source de photons jumeaux large bande centrée à 1558 nm	63
4.1	Dispositif expérimental	63
4.2	Optimisation de la source	66
4.2.1	Température pour le quasi-accord de phase	66
4.2.2	Choix des optiques	66
4.2.3	Traitement des optiques	69
4.2.4	Position du cristal	69
4.3	Méthode de caractérisation de la source	70
4.3.1	Modèle	70
4.3.2	Utilisation des données expérimentales	73
4.3.3	Calcul des termes I_{1A} , I_{1B} et I_2	74
4.4	Résultats expérimentaux	75
4.4.1	Cas statistique	77
4.4.2	Cas déterministe	83
5	Distribution de photons intriqués en polarisation par démultiplexage en longueur d'onde	97
5.1	Dispositif Expérimental	97
5.1.1	Optimisation du retournement de polarisation	98
5.1.2	Optimisation de la répartition de polarisation	100
5.1.3	Mesure des coïncidences	101
5.2	Optimisation de la conception de la source	102
5.2.1	Optimisation des lentilles	102
5.2.2	Compensation de la phase	103
5.3	Optimisation de la détection	104
5.3.1	Cas déterministe	105
5.3.2	Cas statistique	111
5.4	Résultats expérimentaux	114
5.4.1	Séparation Déterministe	115
5.4.2	Séparation Statistique	119
5.4.3	Estimation des pertes et du couplage	123
5.4.4	Comparaison avec les prédictions du chapitre 4	123
	Conclusion	129
	A Grille ITU	133
	B Transmission des WDM	135
	C Diode Eagleyard	139
	D Données constructeur des démultiplexeurs DGG et DGFT	141
	E Circuit électronique de la boîte de coïncidences employée dans le chapitre 4	145

F	Influence de la PDL sur l'état intriqué et le paramètre de Bell S	147
G	Complément mathématique du modèle du chapitre 4	151
G.1	Calcul des probabilités	153
G.1.1	Cas Déterministe	154
G.1.2	Cas Statistique	155
	Bibliographie	157

Table des figures

1.1	Schéma illustrant une génération de fréquence somme dans un milieu présentant une non-linéarité d'ordre 2. Schéma de génération de fréquence somme tiré de [Boy08]	7
1.2	Représentation dans le cas dégénéré de la fluorescence paramétrique de type I, cas d'un cristal uniaxe	13
1.3	Représentation dans le cas dégénéré de la fluorescence paramétrique de type II, cas d'un cristal uniaxe	13
1.4	Visibilité théorique normalisée pour les bases à 0 degrés et 45 degrés	19
2.1	Démultiplexeur à 8 canaux de sortie	24
2.2	Crosstalk entre deux canaux adjacents	26
2.3	Espacement irrégulier entre deux canaux adjacents	26
2.4	Comparaison entre deux formes de canaux de même largeur spectrale, Flat-Top à gauche et Gaussien à droite	27
2.5	Conséquence du jitter fréquentiel de pompe dans le cas a) de canaux de type Flat-Top et b) de canaux de type Gaussien	27
2.6	Pertes d'insertion d'un démultiplexeur	28
2.7	Schéma représentant la séparation d'une longueur d'onde λ_1 dans le cas d'un démultiplexeur à technologie DTF	29
2.8	Comparaison de la bande passante et de l'isolation de filtres à couche minces pour différent nombre de cavités. Graphe tiré de [DDF03]	29
2.9	Schéma représentant un AWG à 8 canaux	30
2.10	Schéma représentant un démultiplexeur à 8 canaux basé sur deux réseaux de diffraction	31
2.11	Schéma représentant la transmission linéaire des nos 4 démultiplexeurs	33
2.12	Schéma représentant la transmission logarithmique des nos 4 démultiplexeurs	34
3.1	Courbe de la phase en fonction de la longueur d'onde dégénérée de conversion de fluorescence paramétrique [KWW ⁺ 95]	37
3.2	Dispositif expérimental de double pompe contrapropageante dans un cristal de PPLN [KMWA05]	38
3.3	Tableau récapitulatif des mesures effectuées du paramètre S pour les 4 états de Bell [KMWZ95]	38
3.4	Dispositif expérimental de l'expérience de Liang et.al. [LLL ⁺ 06]	40
3.5	Dépendance spectrale des paires de photons générées en fonction de la fréquence de pompe [ZTQ ⁺ 12]	41

3.6	Dispositif expérimental de l'équipe de Zhu et.al. source totalement fibrée [ZTQ ⁺ 12]	42
3.7	Dispositif expérimental de la source de photons intriqués en guide d'onde de Takesue et.al.[TFT ⁺ 08]	43
3.8	Courbes de visibilité dans la base naturelle pour des valeurs d'angle du premier polariseur $\theta_s = 0$ $\theta_s = 45$ [TFT ⁺ 08]	43
3.9	Choix de la longueur d'onde d'onde de pompe optimale pour générer de l'intrication [HYT ⁺ 13]	44
3.10	Dispositif expérimental de l'équipe de Matsuda et.al. [MLJF ⁺ 12]	45
3.11	Bande passante des photons générés	48
3.12	Schéma représentant les visibilités obtenues pour trois couples différents de paires de photons signal et complémentaire [ZTQ ⁺ 12]	49
3.13	Mesure du paramètre de Bell S (brut et corrigé) sur une gamme de longueur d'onde de 60 nm. Graphe tiré de [ZJDS12]	49
3.14	Mesure du paramètre antidiagonal $\Delta\Lambda_-$ dans le cas d'un angle de tilt ξ_p nul (a) et dans le cas d'un angle de tilt ξ_p égal à 38 degrés (b)(angle formé entre le front d'onde et la normale à la direction de propagation). Graphe tiré de [HSVT09]	50
3.15	Mesure du nombre de coups en fonction de la longueur d'onde pour (a) un angle de tilt ξ_p nul et (b) égal à 38 degrés, ainsi que mesure de coïncidences en fonction de la l'écart de pompe Λ_- dans le cas d'un angle de tilt ξ_p nul (c) et dans le cas d'un angle de tilt ξ_p égal à 38 degrés (d). Graphe tiré de [HSVT09]	51
3.16	Schéma représentant trois cristaux de BBO tiltés respectivement de θ_a , θ_b et θ_c	51
3.17	Représentation de la contribution spectrale de chaque cristal	51
3.18	Dispositif expérimental de l'expérience de Liang et al.[LLCK06]	55
3.19	Dispositif expérimental de l'expérience de Sauge et al.[SSAS ⁺ 07]	55
3.20	Dispositif expérimental de Lim et al.[LYTK08]	56
3.21	Courbe de la fidélité de la source en fonction du numéro de canal (a) cercle vide cas continu (b) cercle rempli cas pulsé [LYTK08]	57
3.22	Courbes de visibilité en base à 0 et 45 degrés en fonction des paires de canaux [ZJD ⁺ 13]	57
3.23	Tableau récapitulatif des mesures effectuées par Herbauts et al. [HBP ⁺ 13]	58
3.24	Dispositif expérimental de switch optiques de Herbauts et al. [HBP ⁺ 13]	59
3.25	Tableau récapitulatif des mesures effectuées avec toutes les combinaisons de swtich par Herbauts et al. [HBP ⁺ 13]	59
3.26	Tableau récapitulatif des valeurs de visibilités pour toutes les paires de canaux de l'AWG [AM13]	60
3.27	Graphe récapitulatif des valeurs de brillance pour toutes les paires de canaux de l'AWG [AM13]	60
4.1	Dispositif expérimental adopté de la séparation de photons jumeaux par démultiplexage en longueur d'onde	67
4.2	Schéma descriptif des signaux de déclenchement de la boîte de coïncidence, des détecteurs A et B ainsi que de la fenêtre de coïncidence "ET"	68
4.3	Optimisation de la température du cristal pour le rendement de fluorescence paramétrique	68

4.4	Illustration d'un faisceau Gaussien tiré de [For]	68
4.5	Évolution du rendement de génération de seconde harmonique en fonction des paramètres physiques w_0 (waist du faisceau dans le cristal) et T (température du cristal) [Smi10]	69
4.6	Séparation statistique d'une paire de photons par démultiplexage. Cas a) fréquence moitié de pompe confondue avec la fréquence de centre du canal, cas b) fréquence moitié de pompe différente de la fréquence de centre du canal	76
4.7	Séparation déterministe d'une paire de photons par démultiplexage. Cas a) fréquence moitié de pompe confondue avec la fréquence centre entre les maxima des deux canaux, cas b) fréquence moitié différente de la fréquence centre entre les maxima des deux canaux	76
4.8	Filtre idéal : les canaux sont de forme spectrale rectangulaire et ont une transmission égale à l'unité. La fréquence centrale du filtre coïncide avec le point équidistant entre les maxima des deux canaux	77
4.9	Evolution des visibilités source et système en fonction de la probabilité de génération de SPDC dans le canal du démultiplexeur	79
4.10	Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les différents démultiplexeurs dans le cas d'une séparation statistique	80
4.11	Evolution de p_0 en fonction de la brillance pour chaque démultiplexeur .	82
4.12	Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les différents canaux d'un même démultiplexeur (DTF et AWG)	85
4.13	Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les différents canaux d'un même démultiplexeur (DGG et DGFT)	86
4.14	Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les mêmes canaux des différents démultiplexeurs testés ITU(23,25)	89
4.15	Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les mêmes canaux des différents démultiplexeurs testés ITU (22,26)	90
4.16	Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les mêmes canaux des différents démultiplexeurs testés ITU (21,27)	91
4.17	Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les mêmes canaux des deux démultiplexeurs à technologie identique mais forme spectrale différente (DGG et DGFT)	92
4.18	Evolution de p_0 en fonction de la brillance pour chaque couple ITU de chaque démultiplexeur	93
4.19	Dispositif expérimental permettant d'estimer le taux de couplage dans la fibre	94
4.20	Évolution du rapport α_{opt} en fonction du rapport ξ [SDF ⁺ 13]	95
5.1	Dispositif expérimental pour générer de l'intrication en polarisation par double passage	99
5.2	Configuration expérimentale de contrôle de polarisation pour des démultiplexeurs PM (DGG et DGFT)	101
5.3	Configuration expérimentale de contrôle de polarisation pour des démultiplexeurs non PM (DTF et AWG)	102
5.4	Évolution du nombre de coïncidences HH, VV, HV et VH en fonction de la position de translation du compensateur de Babinet-Soleil	104

5.5	Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation déterministe pour le couple ITU (23,25)	106
5.6	Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation déterministe pour le couple ITU (22,26)	107
5.7	Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation déterministe pour le couple ITU (21,27)	108
5.8	Coïncidences HH et VV en fonction du délai optique a) avec inversion du branchement des fibres b) sans inversion du branchement des fibres . . .	108
5.9	Influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur les corrélations HH et VV en séparation déterministe	109
5.10	Influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur les corrélations HV et VH en séparation déterministe	110
5.11	Correspondance entre retard optique et électronique a) Sans compensation de retard b) Avec compensation de retard	111
5.12	Évolution du nombre de coïncidences HH, VV, HV et VH en fonction du délai électronique pour 4 tailles de fenêtres de coïncidences	112
5.13	Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation statistique	113
5.14	Influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur les corrélations HH, VV, HV et VH en séparation statistique	114
5.15	Courbe de visibilité HH dans les deux bases pour les couples de canaux ITU du DTF	116
5.16	Courbe de visibilité VV dans les deux bases pour les couples de canaux ITU du DTF	117
5.17	S en fonction de la taille de la fenêtre de coïncidences	118
5.18	Courbes de visibilités pour les démultiplexeurs DTF et AWG [ITU (22,26)]	120
5.19	Courbes de visibilités pour les démultiplexeurs DGG et DGFT [ITU (22,26)]	121
A.1	Grille ITU pour des canaux de sortie de largeur fréquentielle égale à 100 GHz	134
B.1	Courbes de transmission linéaire des 4 démultiplexeurs testés	136
B.2	Courbes de transmission logarithmique des 4 démultiplexeurs testés . .	137
C.1	Correspondance entre longueur d'onde et résistance du laser de pompe Eagleyard	140
D.1	Données constructeur des caractéristiques du DGG	142
D.2	Données constructeur des caractéristiques du DGFT	143
E.1	Circuit électronique de la boîte de coïncidences	146
F.1	Dépendance du paramètre de Bell S en fonction de la PDL	149
G.1	Schéma du dispositif expérimental ; SPDC : Fluorescence paramétrique, BS : Beam Splitter 50-50, F_A et F_B : filtres, D_{A1} , D_{A2} , D_{B1} et D_{B2} : détecteurs de photons uniques	151
G.2	Spectre de transmission du filtre rectangulaire utilisé dans ce modèle, ν_I est la fréquence centrale, $\Delta\nu_I$ la largeur spectrale, X_I la transmission ($I = A, B$)	151

Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des conditions d'accord de phase pour cristaux uniaxes	10
2.1	Tableau comparatif des caractéristiques des différents démultiplexeurs à notre disposition (canaux de 100 GHz). Pour les valeurs de crosstalk, elles sont données pour une échelle maximale à 0 dB	32
3.1	Tableau récapitulatif des sources présentées, CW : faisceau de pompe continu, F : fidélité, SPDC : Fluorescence paramétrique, FWM : Mélange à 4 ondes, WaveG : Guide d'onde, Integ : Source intégrée, $\Delta\lambda$: largeur spectrale, les valeurs suivies d'un astérisque sont corrigées (ceci indique pour les visibilitées et pour le paramètre S que les coïncidences accidentelles ont été déduites)	47
3.2	Tableau récapitulatif des moyens d'obtenir des sources large bande, CW : faisceau de pompe continu, SP : Simple Passage, EPM : Extended Phase Matching, DA : Dispersion Angulaire, PC : Périodicité Croissante, CS : Cristaux en Série, SPDC : Fluorescence paramétrique	53
3.3	Tableau récapitulatif des sources utilisant du démultiplexage en longueur d'onde, CW : faisceau de pompe continu, la visibilité est donnée en % et F représente la fidélité	61
4.1	Tableau récapitulatif des caractéristiques I_1 , I_2 , X_A et X_B du canal ITU 24 pour les différents WDM testés	78
4.2	Tableau récapitulatif du facteur de qualité dans le cas du canal ITU 24 pour les différents WDM testés	82
4.3	Tableau récapitulatif des délais optimaux entre les différents couples de canaux testés	83
4.4	Tableau récapitulatif des valeurs de I_{1A} , I_{1B} , I_2 , X_A et X_B pour chaque couple de canaux ITU	87
4.5	Tableau récapitulatif des valeurs de facteur de qualité calculés pour chaque couple de canaux ITU	88
5.1	Tableau récapitulatif rapportant les différentes valeurs de α en fonction des lentilles d'injection testées	103
5.2	Délai optimal entre les voies de détection dans le cas d'une séparation déterministe	106
5.3	Vraies coïncidences, coïncidences accidentelles et contraste pour 4 tailles de fenêtres de coïncidences (DTF ITU (23,25))	111

5.4	Décal optimal entre les voies de détection dans le cas d'une séparation statistique	113
5.5	Tableau récapitulatif pour la séparation déterministe du DTF	118
5.6	Tableau récapitulatif de paramètre S pour trois tailles différentes de fenêtres de coïncidences	118
5.7	Tableau comparatif entre les 4 démultiplexeurs pour la séparation déterministe du couple ITU (22,26)	119
5.8	Tableau récapitulatif des données obtenues en séparation déterministe .	122
5.9	Tableau récapitulatif des données obtenues en séparation statistique . .	124
5.10	Tableau comparatif avec les prédictions des expériences en photons jumeaux. $X_i(0)$	125
5.11	Tableau du nombre de coïncidences en fonction de la position de la lame demi-onde devant le coupleur. Le facteur de perte est défini comme étant le rapport des coïncidences d'une même paire avant et après retournement. On prend ici la moyenne de la valeur obtenue pour le retournement de HH et de VV.	126

Remerciements

Je tiens premièrement à remercier mes directrices de thèse Mme Eleni Diamanti et Mme Zaquine, pour le travail de suivi et d'encadrement qu'elles ont fourni. Durant ces 3 années, elles ont toujours été disponibles pour répondre à toute question que j'avais, et j'ai vraiment ressenti un beau travail d'équipe qui m'a fait apprécier encore plus la recherche. Je remercie beaucoup Mr Robert Frey avec qui mon travail de stage et de début de thèse a été très agréable et très fructueux. Il m'a beaucoup formé et je lui en suis reconnaissant.

Je souhaite remercier mes rapporteurs de thèse Mme Sara Ducci et Mr Pascal Besnard pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de mon manuscrit et pour toutes les remarques pertinentes qu'ils m'ont fourni. Je leur suis très reconnaissant d'avoir accepté d'être dans mon jury de thèse. Je souhaite aussi remercier Mr Rob Thew, Mr Gaetan Messin, Mr Cyril Drag, et Mr Fetah Ben Abid pour avoir accepté d'être dans mon jury de thèse.

J'adresse un grand remerciement à Mr Imad Agha et Mr Pascal Desfonds qui m'ont encadré durant mes deux premières années de thèse et de qui j'ai beaucoup appris, surtout au niveau des compétences expérimentales. Je remercie aussi Mlle Meriem Stamboul et Mlle Ekatherina Boldyreva qui m'ont beaucoup aidé dans l'acquisition de mes données expérimentales. Je remercie Mr Gérard Mouret et Mr Patrick Bush qui ont fourni leur aide dans la partie électronique relative à mes expériences. Je n'oublie pas de remercier aussi Mr Alain Croullebois pour toutes les pièces mécaniques et je souligne que ça a toujours été un plaisir de travailler avec lui, en particulier grâce à sa rigueur et rapidité.

Je remercie Mr Jean-Loup Smirr et Mr Sylvain Guilbaud pour le travail qu'ils ont fourni et qui m'a été utile en complément de mon travail expérimental. Je les remercie aussi pour avoir été présents lorsque j'avais besoin de leur aide au laboratoire. Je remercie Mme Sophie Charlotte Barrière et Mr Gilbert Papalia pour leur assistance dans les problèmes informatiques rencontrés.

Je remercie aussi toutes les personnes qui m'ont encouragé, Mr Christian Darlot, mes amis et en particulier ma famille qui m'ont toujours fourni tout le soutien nécessaire à l'aboutissement de cette thèse.

Introduction

L'information quantique a connu depuis 30 ans un développement extraordinaire, grâce à une mobilisation très importante de la communauté internationale sur ce nouveau champ d'application de la physique quantique. Si l'ordinateur quantique reste une perspective de long terme, les communications et en particulier la cryptographie quantique, voient dès aujourd'hui se développer des produits commerciaux. En effet, dans un contexte où les quantités de données échangées par des interlocuteurs distants ne cessent d'augmenter et où la sécurisation des communications est devenue une préoccupation quotidienne, la promesse d'une sécurité non conditionnée à la puissance de calcul de l'éventuel espion constitue un enjeu majeur.

Malgré les récents progrès de la cryptographie à variables continues, basée sur l'utilisation d'états cohérents de la lumière et de moyens de détection classiques, la solution de choix pour les réseaux de communication à longue distance reste aujourd'hui celle des variables discrètes, pour laquelle l'information est encodée sur l'état quantique de photons uniques ou de paires de photons intriqués. Les performances de cette technique, sont déterminées par la qualité des sources et des détecteurs utilisés et de nombreux travaux ont été consacrés à ces composants au cours des dernières années. Par ailleurs, l'intrication est au cœur des protocoles de cryptographie et elle est une ressource de base pour le futur répéteur quantique, qui permettra de garantir la sécurité sur des distances de plusieurs centaines de kilomètres dans les années qui viennent.

Pour que l'utilisation de ces nouvelles techniques de sécurisation des communications se développe, il faut passer des liaisons point à point aux réseaux et la question du coût est cruciale. Il est indispensable d'optimiser la gestion des ressources, et en particulier de s'appuyer sur les infrastructures existantes, à chaque fois que cela sera possible. C'est dans le cadre de ces réseaux de communications quantiques que se situe notre travail, proposant d'utiliser, au lieu d'une source pour chaque couple d'utilisateurs, une source unique distribuant l'intrication à plusieurs dizaines de couples d'utilisateurs. La source étudiée est basée sur la large bande spectrale produite par la fluorescence paramétrique, sur la symétrie des fréquences signal et complémentaire des deux photons de chaque paire produite et finalement sur le démultiplexage en longueur d'onde. Cette étude expérimentale a pour but de vérifier la compatibilité du démultiplexage avec la préservation des corrélations quantiques et de définir les exigences que cela implique vis à vis des caractéristiques du démultiplexeur.

Les chapitres 1 et 2 donnent les définitions des notions de base nécessaires à la compréhension de ce manuscrit. Le chapitre 1 présente quelques rappels d'optique non-linéaire et de physique quantique permettant d'introduire respectivement le processus de fluorescence paramétrique et la notion d'intrication qui sous-tendent toute la problématique de ce travail. Le chapitre 2 définit le multiplexage en longueur

d’onde, utilisé dans le cadre des télécommunications optiques (multiplexage dense en longueur d’onde). On y introduit les différentes technologies utilisées pour le démultiplexage ainsi que la définition des paramètres qui caractérisent habituellement les composants utilisés pour réaliser cette fonction.

Dans le chapitre 3, j’aborde l’état de l’art, organisé en trois sous-parties : les différentes architectures de sources de photons intriqués en polarisation, les moyens d’obtenir des sources à large bande spectrale d’émission et finalement des travaux sur la distribution d’intrication par démultiplexage en longueur d’onde, dont les plus aboutis se sont déroulés en parallèle des miens, ce qui montrent l’intérêt accordé par la communauté de l’information quantique à ce sujet.

Dans le chapitre 4, je présente la première partie de mon étude, portant sur une source de paires de photons jumeaux, aux longueurs d’onde des télécommunications. Deux modes de séparation des deux photons de la paire sont étudiés : une séparation statistique basée sur une lame séparatrice et une séparation déterministe basée sur le démultiplexage en longueur d’onde. Un modèle mathématique développé dans le cadre de la thèse de Jean-Loup Smirr[Smi10] pour une source impulsionnelle en séparation statistique, qui permet à partir des données expérimentales de fournir de premières prédictions sur la qualité d’intrication qu’il sera possible d’obtenir, est adapté au cas des sources en régime temporel continu et en séparation déterministe. Des résultats expérimentaux sont présentés pour des démultiplexeurs commerciaux de diverses technologies, ainsi que pour plusieurs couples de canaux, et en fonction de la puissance de pompe. Les objectifs sont d’évaluer l’homogénéité de la distribution pour un démultiplexeur donné, de les comparer entre eux et de faire le lien entre les données constructeur et les performances en distribution de paires de photons.

Dans le chapitre 5, je présente la seconde partie de mon étude, sur la conception, la mise œuvre et la caractérisation d’une source de paires de photons intriqués en polarisation, basée sur le montage précédent mais avec un double passage dans le cristal pour générer l’intrication. Les spécificités de réglage sont détaillées, en particulier l’utilisation d’un interféromètre pour stabiliser la phase entre les deux composantes de l’état intriqué produit, ainsi que la compensation de cette phase. La qualité de l’intrication est caractérisée par des mesures de visibilité dans deux bases “à zéro degré” et “à quarante cinq degrés” ainsi que du paramètre de Bell S. L’importance de la largeur temporelle de la fenêtre de coïncidences est soulignée. Les résultats expérimentaux, visant à démontrer la distribution multi-utilisateurs de l’intrication, sont analysés et comparés aux prévisions données dans le chapitre précédent.

La conclusion reprend l’ensemble des résultats obtenus et différentes pistes d’amélioration de notre dispositif expérimental sont proposées pour la suite de ce travail.

Chapitre 1

Notions de base

Dans ce chapitre, je donne les notions de base qui vont être utiles à la compréhension globale de ce manuscrit. J'aborderai premièrement des notions d'optique non-linéaire en partant de l'équation de propagation, ce qui me permettra d'introduire la notion importante d'accord de phase, dans le cas simple de la génération de fréquence somme. Je décrirai deux processus permettant de générer des paires de photons corrélés. La fluorescence paramétrique, processus du second ordre et qui sera au cœur de mon travail expérimental présenté dans les chapitres 4 et 5 ainsi que le mélange à 4 ondes, processus d'ordre 3 que l'on peut en particulier observer dans les fibres optiques. Enfin j'aborderai l'intrication, phénomène quantique au cœur de cette thèse, dont la réalisation expérimentale est rapportée dans le chapitre 5.

1.1 Introduction à l'optique non-linéaire

1.1.1 L'équation de propagation dans un milieu non-linéaire

Pour cette sous-section, je suivrai le développement mathématique employé par R. Boyd dans son ouvrage "Nonlinear Optics : Third Edition" [Boy08]. A partir des équations de Maxwell, on obtient la forme générale de l'équation d'onde donnée par :

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = \frac{-1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial t^2} \quad (1.1.1)$$

où \tilde{E} et \tilde{P} représentent respectivement le champ électrique et la polarisation, ε_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière dans le vide. La notation "tilde" caractérise les quantités qui varient rapidement avec le temps.

Le premier membre de gauche de (1.1.1) peut s'exprimer par $\nabla \times \nabla \times \tilde{E} = \nabla(\nabla \tilde{E}) - \nabla^2 \tilde{E}$. Le terme $\nabla(\nabla \tilde{E})$ peut-être omis du fait qu'il a une contribution négligeable. En effet, si le champ \tilde{E} a la forme d'une onde plane transverse, le terme $\nabla \tilde{E}$ devient nul. Plus généralement, $\nabla(\nabla \tilde{E})$ est petit lorsque l'approximation de l'enveloppe lentement variable est vérifiée [Boy08]. L'équation (1.1.1) devient alors :

$$\nabla^2 \tilde{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial t^2} \quad (1.1.2)$$

En optique non-linéaire, la polarisation peut-être développée en puissances croissantes du champ selon l'équation :

$$\begin{aligned}\tilde{P}(t) &= \varepsilon_0[\chi^{(1)}\tilde{E}(t) + \chi^{(2)}\tilde{E}^2(t) + \chi^{(3)}\tilde{E}^3(t) + \dots + \chi^{(n)}\tilde{E}^n(t)] \\ \tilde{P}(t) &= \tilde{P}^{(1)} + \tilde{P}^{(2)} + \tilde{P}^{(3)} + \dots\tilde{P}^{(n)}\end{aligned}\quad (1.1.3)$$

où $\chi^{(l)}$ représente la susceptibilité non-linéaire d'ordre l . Cette formulation suppose une réponse instantanée du milieu non-linéaire et n'est donc valable que s'il est sans pertes et non dispersif. Il est possible de décomposer la polarisation en partie linéaire et non-linéaire :

$$\begin{aligned}\tilde{P} &= \tilde{P}^{(1)} + \tilde{P}^{(NL)} \\ \tilde{P} &= \varepsilon_0[\chi^{(1)}\tilde{E}(t)] + \tilde{P}^{(NL)}\end{aligned}\quad (1.1.4)$$

Le champ de déplacement électrique \tilde{D} donné par $\tilde{D} = \varepsilon_0\tilde{E} + \tilde{P}$ s'exprime alors par :

$$\tilde{D} = \varepsilon_0\tilde{E} + \tilde{P}^{(1)} + \tilde{P}^{(NL)} = \tilde{D}^{(1)} + \tilde{P}^{(NL)}\quad (1.1.5)$$

Ce qui donne pour l'équation (1.1.2) :

$$\nabla^2\tilde{E} - \frac{1}{\varepsilon_0c^2}\frac{\partial^2\tilde{D}^{(1)}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0c^2}\frac{\partial^2\tilde{P}^{(NL)}}{\partial t^2}\quad (1.1.6)$$

Un milieu est dit dispersif lorsque les différentes composantes fréquentielles d'une onde électromagnétique qui le traversent, ne se propagent pas à la même vitesse.

Dans le cas d'un milieu sans pertes et non dispersif, la relation entre \tilde{D} et \tilde{E} devient $\tilde{D}^{(1)} = \varepsilon_0\varepsilon^{(1)}\tilde{E}$ où $\varepsilon^{(1)}$ représente le tenseur diélectrique indépendant de la fréquence. Dans le cas isotrope $\varepsilon^{(1)}$ devient une quantité scalaire et l'équation (1.1.6) devient :

$$-\nabla^2\tilde{E} + \frac{\varepsilon^{(1)}}{c^2}\frac{\partial^2\tilde{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0c^2}\frac{\partial^2\tilde{P}^{(NL)}}{\partial t^2}\quad (1.1.7)$$

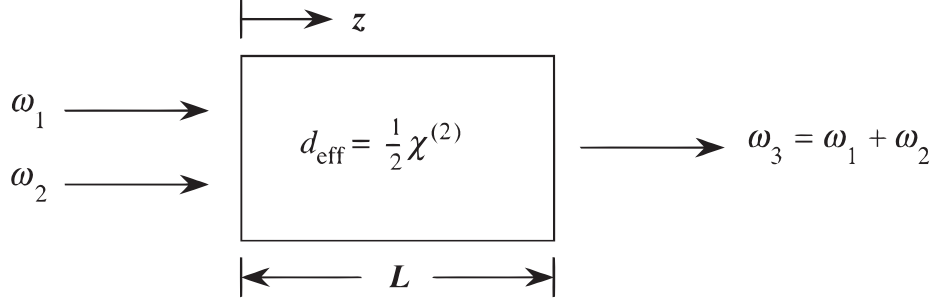
Pour la suite nous allons supposer que nous sommes dans un milieu dispersif et sans pertes et dans ce cas l'équation (1.1.7) n'est plus valable. Il est possible d'exprimer les déplacements linéaires, champs électriques ainsi que polarisation en une sommation sur les fréquences possibles. On obtient ainsi une décomposition en série de Fourier de ces trois champs :

$$\begin{aligned}\tilde{E}(r, t) &= \sum_n \tilde{E}_n(r, t) \\ \tilde{D}^{(1)}(r, t) &= \sum_n \tilde{D}_n^{(1)}(r, t) \\ \tilde{P}^{(NL)}(r, t) &= \sum_n \tilde{P}_n^{(NL)}(r, t)\end{aligned}\quad (1.1.8)$$

où la somme se fait uniquement sur les fréquences positives avec les variables r et t qui représentent respectivement les dépendances spatiales et temporelles, et où chaque composante fréquentielle est représentée par :

$$\begin{aligned}\tilde{E}_n(r, t) &= E_n(r)e^{-i\omega_n t} + CC \\ \tilde{D}_n^{(1)}(r, t) &= D_n^{(1)}(r)e^{-i\omega_n t} + CC \\ \tilde{P}_n^{(NL)}(r, t) &= P_n^{(NL)}(r)e^{-i\omega_n t} + CC\end{aligned}\quad (1.1.9)$$

FIGURE 1.1: Schéma illustrant une génération de fréquence somme dans un milieu présentant une non-linéarité d'ordre 2. Schéma de génération de fréquence somme tiré de [Boy08]



L'équation d'onde (1.1.6) devient pour chaque composante fréquentielle, dans un milieu considéré sans pertes :

$$\nabla^2 \tilde{E}_n - \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_n)}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_n}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}_n^{(NL)}}{\partial t^2} \quad (1.1.10)$$

1.1.2 La génération de fréquence somme

Après avoir développé les différentes formes de l'équation d'onde ainsi que des composantes du champ \tilde{E} et \tilde{P} , je peux maintenant passer à la présentation du phénomène non-linéaire de génération de fréquence somme. Nous considérerons toujours que le milieu dans lequel nous travaillons est sans pertes.

La génération de fréquence somme permet à partir de l'interaction de deux champs \tilde{E}_1 et \tilde{E}_2 (que nous considérons dans ce cas monochromatiques et continus) aux fréquences respectives ω_1 et ω_2 , la génération d'un troisième champ résultant \tilde{E}_3 à la fréquence $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. La figure 1.1 illustre un exemple de génération de fréquence somme dans un milieu présentant une non-linéarité d'ordre 2.

L'équation (1.1.10) doit être valide pour chaque composante fréquentielle du champ décrit et en particulier pour le champ A_3 résultant de la génération de fréquence somme. En l'absence de terme non-linéaire, l'équation (1.1.10) décrivant la propagation d'un champ \tilde{E}_3 à ω_3 suivant l'axe (Oz) a pour solution :

$$\tilde{E}_3(z, t) = A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + CC \quad (1.1.11)$$

avec $k_3 = \frac{n_3 \omega_3}{c}$, $n_3^2 = \varepsilon^{(1)}(\omega_3)$ et A_3 étant l'amplitude constante de l'onde (CC représente le complexe conjugué). La même expression est valable pour les champs A_1 et A_2 et il est possible de donner ainsi une forme générique de l'équation 1.1.11 avec un indice i où $i = 1, 2$ ou 3 :

$$\tilde{E}_i(z, t) = A_i e^{i(k_i z - \omega_i t)} + CC \quad (1.1.12)$$

Lorsque le terme non-linéaire dans l'équation (1.1.10) est non nul et petit, la solution de l'équation différentielle garde la même forme, mais A_3 devient fonction du paramètre z . Le terme non-linéaire est représenté par :

$$\tilde{P}_3(z, t) = P_3 e^{(-i\omega_3 t)} + CC \quad (1.1.13)$$

Son amplitude s'exprime par :

$$P_3 = 4\varepsilon_0 d_{eff} A_1 A_2 e^{i(k_1+k_2)z} \quad (1.1.14)$$

avec $d_{eff} = \frac{\chi^{(2)}}{2}$. En injectant les équations (1.1.11), (1.1.13) ainsi que (1.1.14) dans l'équation d'onde (1.1.10) on obtient une équation différentielle en A_3 de la forme suivante :

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} = \frac{-4d_{eff}\omega_3^2}{c^2} A_1 A_2 e^{i(k_1+k_2-k_3)z} \quad (1.1.15)$$

Le premier terme de l'équation (1.1.15) peut être négligé en adoptant l'approximation de l'enveloppe lentement variable qui implique l'inégalité suivante ($|\frac{d^2 A_3}{dz^2}| \ll |k_3 \frac{dA_3}{dz}|$) [Boy08]. Dans ce cas l'équation (1.1.15) devient :

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{2id_{eff}\omega_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2 e^{i\delta k z} \quad (1.1.16)$$

où $\delta k = k_1 + k_2 - k_3$ est appelé le désaccord de phase. A_3 s'exprime selon l'équation :

$$A_3(L) = \frac{2id_{eff}\omega_3^2 A_1 A_2}{k_3 c^2} \left(\frac{e^{i\delta k L} - 1}{i\delta k} \right) \quad (1.1.17)$$

Dans le cas où $\delta k = 0$, l'amplitude A_3 croît linéairement avec L et par conséquent son intensité croît quadratiquement selon L . Lorsque cette condition est satisfaite, l'onde générée maintient une relation de phase fixe avec la polarisation non-linéaire et on peut ainsi extraire l'énergie des ondes incidentes de la façon la plus efficace. En se plaçant dans les conditions de l'approximation paramétrique (qui consiste à considérer que les intensités des ondes à ω_1 et à ω_2 sont grandes et que l'on peut négliger la variation de leurs amplitudes due à l'interaction non-linéaire au cours de la propagation suivant z) l'expression de l'intensité de l'onde générée dans le processus de fréquence somme est donnée par [Boy08] :

$$I_3 = \frac{8d_{eff}^2 \omega_3^2 I_1 I_2}{n_1 n_2 n_3 \varepsilon_0 c^3} L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\delta k L}{2} \right) \quad (1.1.18)$$

Cette approximation n'est valable que dans la mesure où le rendement du processus non-linéaire de fréquence somme reste faible ($< 10\%$). Il est bon de noter que l'efficacité du processus décroît lorsque $|\delta k| L$ croît. Ceci s'explique par le fait que si L est supérieur à $\pi/\delta k$, l'onde résultante sera en déphasage avec la polarisation non-linéaire. On définit donc une longueur de cohérence $L_{coh} = \pi/\delta k$. L'équation (1.1.18) peut-être ramenée à une forme plus explicite et compacte, mettant en valeur l'importance de la condition d'accord de phase [Boy08] :

$$I_3 = I_3^{(max)} \left[\frac{\sin(\delta k L/2)}{(\delta k L/2)} \right]^2 \quad (1.1.19)$$

L'équation (1.1.19) prédit que tout désaccord de phase engendre une chute immédiate de l'efficacité du processus de génération de fréquence somme d'où l'importance

de maintenir $\delta k = 0$.

Afin de réaliser expérimentalement des conditions d'accord de phase dans un milieu non-linéaire comme un cristal, on exploite sa biréfringence. La biréfringence exprime la dépendance de l'indice de réfraction avec la direction de la polarisation de l'onde. Les cristaux qui ont une structure cristalline cubique sont isotropes et ne présentent donc pas de biréfringence (Il est impossible d'obtenir l'accord de phase dans ce cas là. On parle alors de quasi-accord de phase, que nous allons introduire dans la partie suivante). Par contre on a de la biréfringence dans le cas de cristaux dont la structure cristalline est trigonale, tétragonale ou hexagonale ainsi que pour les cristaux tricliniques, monocliniques ou orthorhombiques.

Dans le cas d'un cristal biaxe, les trois indices de réfraction sont différents selon l'axe cristallin, soit $n_z \neq n_x \neq n_y$. On qualifie d'uniaxe tout cristal ayant un axe cristallin différent des deux autres tel que $n_z \neq n_x = n_y$. Cet axe est appelé axe extraordinaire ou axe optique. Le faisceau lumineux polarisé perpendiculairement au plan contenant le vecteur de propagation \vec{k} et l'axe optique est appelé polarisation ordinaire et subit un indice de réfraction ordinaire n_o . Par conséquent dans le cas uniaxe $n_z = n_e$ et $n_x = n_y = n_o$ [Bru05]. Je m'intéresse par la suite aux cristaux uniaxes uniquement. Le faisceau lumineux polarisé selon le plan contenant le vecteur de propagation \vec{k} et l'axe optique a une polarisation extraordinaire et subit un indice de réfraction $n_e(\theta)$ qui dépend de θ , angle formé entre l'axe optique et le vecteur d'onde \vec{k} , donné par la relation :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2(\theta)}{\bar{n}_e^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} \quad (1.1.20)$$

où $\bar{n}_e = n_e(90)$ est l'indice d'une onde qui se propage perpendiculairement à l'axe optique. Dans cette situation, on définit la biréfringence par la relation suivante :

$$\delta n = n_e - n_o \quad (1.1.21)$$

On distingue deux cas, l'un où $\delta n > 0$ (uniaxial positif) et l'autre où $\delta n < 0$ (uniaxial négatif). Afin d'aboutir à l'accord de phase dans un cristal biréfringent, on fait en sorte que l'onde de fréquence la plus élevée, soit $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, soit polarisée selon la direction qui a le plus petit indice de réfraction. On peut montrer que c'est une condition nécessaire pour satisfaire la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ qui s'exprime selon l'équation 1.1.22 :

$$\begin{aligned} \Delta k &= 0 \\ k_3 - k_2 - k_1 &= 0 \\ n_3\omega_3 - n_2\omega_2 - n_1\omega_1 &= 0 \\ n_3\omega_3 &= n_2\omega_2 + n_1\omega_1 \end{aligned} \quad (1.1.22)$$

Dans le cas d'un cristal uniaxe négatif par exemple, ceci correspond à choisir le mode extraordinaire correspondant à une polarisation dans le plan défini par l'axe optique et la direction de propagation pour l'onde à la fréquence ω_3 . Les deux types d'accord de phase possibles sont le type I, où les deux ondes aux fréquences respectives ω_1 et ω_2 ont la même polarisation, et le type II, où leurs polarisations

TABLE 1.1: *Tableau récapitulatif des conditions d'accord de phase pour cristaux uniaxes*

	Uniaxe positif ($n_e > n_o$)	Uniaxe négatif ($n_o > n_e$)
Type I	$n_3^o \omega_3 = n_1^e \omega_1 + n_2^e \omega_2$	$n_3^e \omega_3 = n_1^o \omega_1 + n_2^o \omega_2$
Type II	$n_3^o \omega_3 = n_1^o \omega_1 + n_2^e \omega_2$	$n_3^e \omega_3 = n_1^e \omega_1 + n_2^o \omega_2$

sont orthogonales. Un récapitulatif de ces deux types d'accord de phase est donné dans le tableau 1.1 pour le cas d'un cristal uniaxe.

L'accord de phase est obtenu en ajustant l'angle θ , afin d'obtenir une valeur $n_e(\theta)$ pour laquelle $\delta k = 0$. Cependant un problème apparait dans le cas de l'accord de phase utilisant la biréfringence. En effet, pour toute valeur de θ différente de 0 ou 90 degrés, le vecteur de Poynting \vec{S} et le vecteur \vec{k} ne sont plus parallèles dans le cas de propagation selon l'axe extraordinaire. Ceci résulte en une divergence entre les faisceaux ordinaires et extraordinaires générant un walkoff qui limite le recouvrement spatial entre les deux ondes et réduit ainsi l'efficacité du processus non-linéaire. Pour certains cristaux, la biréfringence est très dépendante de la température. Il est ainsi possible de réaliser la condition d'accord de phase en gardant θ fixe à 90 degrés et en variant la température du cristal.

1.1.3 Quasi-accord de phase

Dans le cas où le milieu non-linéaire ne possède pas ou peu de biréfringence, ces conditions d'accord de phase deviennent irréalisables. La technique de quasi-accord de phase peut alors être utilisée comme solution alternative.

Un matériau polarisé périodiquement est une structure fabriquée de façon à ce que l'orientation d'un des axes cristallins, souvent l'axe c d'un matériau ferroélectrique subisse une inversion périodique du moment dipolaire. Une inversion de la direction de l'axe c a pour conséquence l'inversion du signe du coefficient non-linéaire de couplage d_{eff} . Ainsi, à chaque fois que l'onde générée traverse une distance égale à la longueur de cohérence L_{coh} , l'inversion du signe de d_{eff} a lieu, permettant à l'amplitude de cette onde de continuer à augmenter. Il est possible d'exprimer ceci de façon mathématique en notant la dépendance spatiale du coefficient non-linéaire de couplage par [Boy08] :

$$d(z) = d_{eff} \text{sign}\left[\cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right)\right] \quad (1.1.23)$$

où Λ représente la période de pas optimale. Dans l'équation (1.1.14), le terme d_{eff} doit être remplacé par la quantité $d(z)$. Il est utile de développer cette quantité en série de Fourier :

$$d(z) = d_{eff} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \exp(ik_m z) \quad (1.1.24)$$

où $k_m = 2\pi m/\Lambda$ et $G_m = (2/m\pi)\sin(m\pi/2)$. En effectuant la dérivation de chaque champ par rapport à z , on assume qu'une seule composante de $d(z)$ fournit le couplage entre les différentes ondes. Ainsi l'équation 1.1.16 devient :

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{2i\omega_3 d_Q}{n_3 c} A_1 A_2 e^{i\delta k_Q z} \quad (1.1.25)$$

où d_Q est le coefficient non-linéaire dépendant de l'ordre de Fourier m tel que $d_Q = d_{eff} G_m$ et où le désaccord de phase à l'ordre m est donné par $\delta k_Q = k_1 + k_2 - k_3 + k_m$. A noter que l'équation (1.1.25) est analogue à celle obtenue dans le cas de l'accord de phase (1.1.16) pour un matériau homogène, à l'exception qu'elles incluent des valeurs différentes pour le coefficient non-linéaire de couplage d_{eff} et le désaccord de phase δk . Du fait de la tendance de d_Q à décroître lorsque m croît, il est souhaitable d'aboutir aux conditions de quasi-accord de phase en étant à l'ordre 1 ($m = 1$) pour lequel :

$$\begin{aligned} \delta k_Q &= k_1 + k_2 - k_3 - 2\frac{\pi}{\Lambda} \\ d_Q &= \left(\frac{2}{\pi}\right) d_{eff} \end{aligned} \quad (1.1.26)$$

On en déduit que la période de pas optimale pour la condition de quasi-accord de phase est donnée par :

$$\Lambda = \frac{2\pi}{k_1 + k_2 - k_3} = 2L_{coh} \quad (1.1.27)$$

En résumé, le quasi-accord de phase présente un grand avantage lorsque le matériau utilisé n'est pas assez biréfringent pour satisfaire $\delta k = 0$. Celui-ci devient exploitable pour la génération d'effets non-linéaires désirés.

Un autre avantage du quasi-accord de phase est qu'il est possible pour une longueur d'onde choisie et une périodicité de pas donnée, de modifier l'indice en variant la température jusqu'à obtenir une longueur de cohérence L_{coh} qui vérifie l'équation 1.1.27. Cependant, une régulation en température devient nécessaire (les fluctuations thermiques diminuent l'efficacité et nuisent à la stabilité en amplitude du phénomène non-linéaire généré). Le renversement périodique de l'axe cristallin nécessite une technique de fabrication coûteuse et délicate. Cette technique consiste à appliquer rigoureusement un champ électrique intense (de l'ordre de 22 kV/mm) pendant une durée de quelques millisecondes, sur une distribution périodique d'électrodes sur la surface du cristal. Elle permet une inversion périodique du moment dipolaire [GM97].

1.2 La fluorescence paramétrique

Comme la fréquence somme, la fluorescence paramétrique ou "spontaneous parametric down-conversion" (SPDC) en anglais, est un phénomène d'optique non-linéaire d'ordre 2. Elle permet de générer à partir d'un photon dit de pompe de fréquence ω_p , de vecteur d'onde k_p , une paire de photons de fréquences ω_s et ω_i , de vecteurs

d'onde k_s et k_i , dis signal et complémentaire, respectivement. C'est donc le phénomène inverse de la génération de fréquence somme. Ce processus doit satisfaire la conservation d'énergie [CP05] :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1.2.1)$$

ainsi que la condition d'accord de phase [CP05] :

$$k_p = k_s + k_i \quad (1.2.2)$$

La condition de conservation de l'énergie (1.2.1), implique une symétrie des fréquences signal et complémentaire par rapport à la fréquence moitié de la pompe. Il existe trois types d'accord de phase comme dans le cas de la génération fréquence somme expliqué dans la section 1.1, que nous détaillons ci-après. La fluorescence paramétrique étant un phénomène purement quantique, il n'est pas possible de continuer d'utiliser un formalisme classique d'optique non-linéaire pour le détailler. Je continuerai par la suite avec un formalisme quantique d'optique non-linéaire.

Dans un processus de fluorescence paramétrique de type I, les photons signal et complémentaire de la paire générée ont la même polarisation. La relation d'accord de phase détermine les directions d'émission de ceux-ci. La figure 1.2 représente le cas dégénéré pour lequel $\omega_s = \omega_i$. L'angle du cône est lié à la fréquence du photon généré. Le processus non-linéaire est régi par l'Hamiltonien d'interaction donné par [CP05] :

$$\hat{H}_I = \hbar \cdot \eta \cdot \hat{a}_s^\dagger \cdot \hat{a}_i^\dagger + H.C \quad (1.2.3)$$

où \hat{a}_s^\dagger et \hat{a}_i^\dagger sont respectivement les opérateurs de création des photons signal et complémentaire, $H.C$ le conjugué Hermitien, $\eta \propto \chi^{(2)} E_3$ avec E_3 étant l'amplitude du champ cohérent classique et où on utilise l'approximation paramétrique permettant de négliger la variation de l'amplitude de pompe.

Le processus de fluorescence paramétrique de type II, se différencie quant à lui par le fait que les deux photons de la paire ont des polarisations orthogonales. Ils sont émis selon deux cônes, l'un relatif à l'axe ordinaire (o) et le second relatif à l'axe extraordinaire (e) comme représenté par 1.3. L'Hamiltonien d'interaction est donné par :

$$\hat{H}_I = \hbar \cdot \eta \cdot (a_{\hat{V}_s}^\dagger \cdot a_{\hat{H}_i}^\dagger + a_{\hat{H}_s}^\dagger \cdot a_{\hat{V}_i}^\dagger) + H.C \quad (1.2.4)$$

où les termes $a_{\hat{V}_s}^\dagger$, $a_{\hat{H}_s}^\dagger$, $a_{\hat{V}_i}^\dagger$ et $a_{\hat{H}_i}^\dagger$ sont les opérateurs de création de photons de polarisation horizontale et verticale pour le signal et le complémentaire [CP05].

Dans un accord de phase de type 0, les faisceaux de pompe, signal et complémentaire sont tous polarisés selon le même axe optique du cristal. Ceci permet d'éviter les risques de walkoff spatial et temporel dus à la biréfringence entre les trois. Cependant, dans une configuration d'aller-retour dans le cristal, les deux polarisations horizontale et verticale auront une vitesse de propagation différente due à une différence d'indice. On aura donc toujours la présence d'un walk-off temporel qui faudra compenser. Le type 0 est réalisé pour une condition de quasi-accord de phase. Dans la partie expérimentale de ce manuscrit (chapitres 4 et 5), les cristaux de

FIGURE 1.2: Représentation dans le cas dégénéré de la fluorescence paramétrique de type I, cas d'un cristal uniaxe

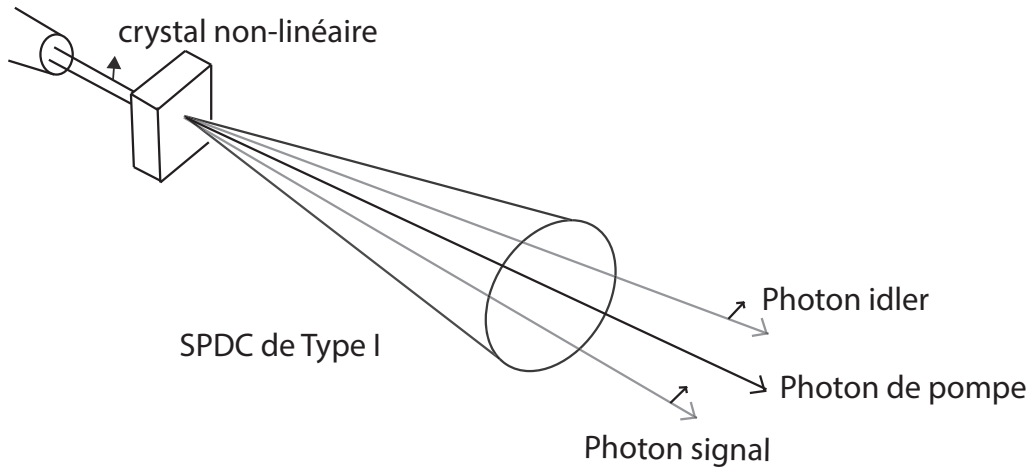
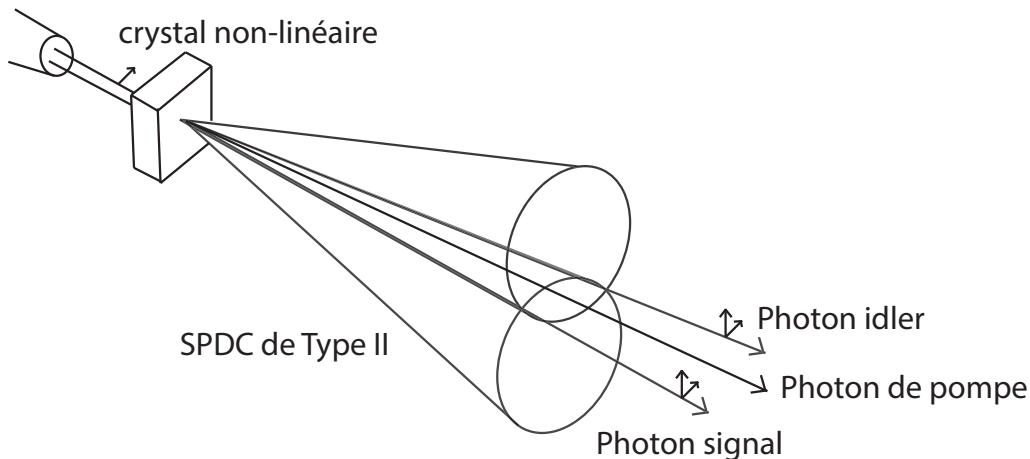


FIGURE 1.3: Représentation dans le cas dégénéré de la fluorescence paramétrique de type II, cas d'un cristal uniaxe



PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) sont utilisés en quasi-accord de phase de type 0. Afin de satisfaire cette condition, nos cristaux sont régulés en température.

1.3 Le mélange à 4 ondes

Dans les matériaux dits centrosymétriques, tels que les fibres optiques en silice, le coefficient non-linéaire d'ordre 2 est nul et le processus de fluorescence paramétrique n'y est donc pas réalisable. On peut cependant générer des paires de photons corrélés par un processus d'ordre 3 : le mélange à 4 ondes. Trois ondes aux fréquences ω_i , ω_j et ω_k se propageant dans une fibre optique peuvent interagir et donner naissance à de nouvelles ondes aux fréquences [Fer11] :

$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k \quad (1.3.1)$$

Tout comme les autres processus non-linéaires le mélange à 4 ondes impose une conservation d'énergie et d'impulsion, la dernière nécessitant un accord de phase. Considérons le cas où 2 photons aux fréquences ω_1 et ω_2 sont annihilés et où 2 autres photons aux fréquences ω_3 et ω_4 sont créés. La conservation d'énergie implique [Fer11] :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.3.2)$$

La condition d'accord de phase est donnée par :

$$\begin{aligned} \delta k &= k_4 + k_3 - k_1 - k_2 \\ &= (n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2)/c \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

où k_i représente la constante de propagation à la fréquence ω_i . L'indice de réfraction n_i est fonction de ω_i à cause de la dispersion dans la fibre optique. Le rendement du mélange à 4 ondes est d'autant plus grand que la dispersion est faible. En pratique, il est facile de satisfaire la condition d'accord de phase dans le cas dégénéré où $\omega_1 = \omega_2$. Dans ce cas, un faisceau de pompe puissant $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$ génère une onde à la fréquence $\omega_3 < \omega_{1+2}$ et une deuxième à la fréquence $\omega_4 > \omega_{1+2}$. On appelle les bandes de fréquences auxquelles appartiennent les ondes aux fréquences ω_3 et ω_4 respectivement les bandes Stokes et anti-Stokes. Les photons aux fréquences ω_3 et ω_4 sont respectivement appelés signal et complémentaire. La différence de fréquence entre chaque bande et la fréquence de pompe est donnée par [Fer11] :

$$\Omega_s = \omega_p - \omega_3 = \omega_4 - \omega_p \quad (1.3.4)$$

Ce paramètre montre comme dans le cas de la fluorescence paramétrique, la présence de symétrie entre photons signal et complémentaire mais cette fois, c'est par rapport à la fréquence de pompe. On observe donc deux critères intéressants dans le mélange à 4 ondes. Premièrement, la création simultanée d'une paire de photons corrélés en impulsion et énergie à partir d'un faisceau de pompe et deuxièmement, ces photons comme décrit dans (1.3.4) sont sujets à une séparation spectrale d'où la possibilité par la suite au moyen par exemple de réseaux de diffraction, de les séparer spatialement, ce qui est analogue au procédé de fluorescence paramétrique vu dans la section 1.2. On verra par la suite dans le chapitre 3 l'implémentation du mélange à 4 ondes dans les sources de photons pour les communications quantiques.

1.4 Intrication

Dans les sous-sections précédentes, nous avons vu deux phénomènes d'optique non-linéaire, qui permettent de générer des photons corrélés. Dans cette sous-section, nous allons définir la notion d'intrication, ainsi que sa représentation mathématique. Nous définirons par la suite l'intrication en polarisation.

On qualifie deux particules d'intriquées lorsque la mesure d'une observable sur la particule 1 détermine instantanément la mesure de cette même observable sur la particule 2 et vice versa, et cela quelque soit la distance entre elles. Je procède

à l'explication de ce phénomène par son formalisme mathématique et je suivrai le développement mathématique adopté dans l'ouvrage de Le Bellac [LB07].

Soit deux systèmes quantiques A et B indépendants. Les espaces de Hilbert des états de ces deux systèmes sont donnés par H_A de dimension d_A et H_B de dimension d_B . A et B étant indépendants, l'état global du système A est défini par le vecteur d'état $|\phi_A\rangle \equiv |\phi\rangle \in H_A$ et l'état global du système B est défini par le vecteur d'état $|\chi_B\rangle \equiv |\chi\rangle \in H_B$. Par conséquent on peut considérer $|\phi\rangle \otimes |\chi\rangle$ comme un vecteur appartenant à l'espace de Hilbert produit tensoriel de H_A et H_B de dimension $d_A \times d_B$. En choisissant une base orthonormée $|i\rangle$, $i = 1, \dots, d_A$ de H_A et $|m\rangle$, $m = 1, \dots, d_B$, on peut choisir deux vecteurs arbitraires $|\phi\rangle \in H_A$ et $|\chi\rangle \in H_B$ et les décomposer sur ces bases, ce qui donne :

$$\begin{aligned} |\phi\rangle &= \sum_i^{d_A} c_i |i\rangle \\ |\chi\rangle &= \sum_m^{d_B} d_m |m\rangle \end{aligned} \tag{1.4.1}$$

Dans l'espace $H_A \times H_B$ les couples $|i\rangle, |m\rangle$ forment une base orthonormée et le produit tensoriel des vecteurs noté $|\phi \otimes \chi\rangle$ s'écrit dans cette base :

$$|\phi \otimes \chi\rangle = \sum_{i,m} c_i d_m |i \otimes m\rangle \tag{1.4.2}$$

Après vérification de la linéarité de l'opération produit tensoriel [LB07] :

$$\begin{aligned} |\phi \otimes (\chi_1 + \lambda\chi_2)\rangle &= |\phi \otimes \chi_1\rangle + \lambda |\phi \otimes \chi_2\rangle \\ |(\phi_1 + \lambda\phi_2) \otimes \chi\rangle &= |\phi_1 \otimes \chi\rangle + \lambda |\phi_2 \otimes \chi\rangle \end{aligned} \tag{1.4.3}$$

il reste à vérifier que sa définition est indépendante du choix de la base. Soit $|k\rangle$ et $|p\rangle$ deux bases orthonormées de H_A et H_B déduites des bases $|i\rangle$ et $|m\rangle$ par des transformations unitaires respectives $R(R^{-1} = R^\dagger)$ et $S(S^{-1} = S^\dagger)$:

$$\begin{aligned} |k\rangle &= \sum_i R_{ki} |i\rangle \\ |p\rangle &= \sum_m S_{pm} |m\rangle \end{aligned} \tag{1.4.4}$$

D'après l'équation (1.4.2) le produit tensoriel est donné par :

$$|k \otimes p\rangle = \sum_{i,m} R_{ki} S_{pm} |i \otimes m\rangle \tag{1.4.5}$$

La décomposition de $|\phi\rangle$ et $|\chi\rangle$ dans les bases $|k\rangle$ et $|p\rangle$ est donnée par :

$$\begin{aligned} |\phi\rangle &= \sum_{k=1}^{d_A} c_k |k\rangle \\ |\chi\rangle &= \sum_{p=1}^{d_B} d_p |p\rangle \end{aligned} \tag{1.4.6}$$

Le produit [LB07] :

$$\sum_{k,p} c_k d_p |k \otimes p\rangle = |\phi \otimes \chi\rangle \quad (1.4.7)$$

montre que le résultat de $|\phi \otimes \chi\rangle$ est indépendant de la base.

Lorsque les deux systèmes ne sont plus indépendants, le vecteur d'état général sera de la forme :

$$|\Phi_{AB}\rangle = \sum_{i,m} b_{im} |i \otimes m\rangle \quad (1.4.8)$$

Afin d'écrire le vecteur $|\Phi_{AB}\rangle$ comme un produit tensoriel $|\phi \otimes \chi\rangle$, il faut pouvoir factoriser b_{im} sous la forme $c_i d_m$, ce qui est impossible sauf si les systèmes sont indépendants.

Dans le cas où $|\Phi\rangle_{AB}$ ne peut s'écrire comme le produit tensoriel d'un état du système A par un état du système B, l'état $|\Phi\rangle_{AB}$ est appelé état intriqué. Dans notre cas, on s'intéresse à des paires de qubits, c'est à dire que les systèmes A et B correspondent à des espaces de Hilbert de dimension 2.

Un qubit est un système quantique décrit par une superposition linéaire de deux états orthogonaux tel que :

$$|\Phi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle \quad (1.4.9)$$

où α et β représentent les amplitudes de probabilité. La probabilité lors d'une mesure d'obtenir l'état $|0\rangle$ est donnée par $|\alpha|^2$ et la probabilité d'obtenir l'état $|1\rangle$ est donnée par $|\beta|^2$. Ceci impose la condition suivante :

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad (1.4.10)$$

Voici un exemple d'état intriqué d'une paire de qubits :

$$|\Phi\rangle_{A,B} = \gamma |0\rangle_A |0\rangle_B + e^{i\phi}\zeta |1\rangle_A |1\rangle_B \quad (1.4.11)$$

où les indices A et B représentent les 2 qubits, ϕ la phase et où γ et ζ représentent les amplitudes de probabilité. On définit dans l'espace de Hilbert quatre états maximalement intriqués pour lesquels le terme de phase $\phi = 0$:

$$\begin{aligned} |\Phi^+\rangle_{A,B} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_A |0\rangle_B + |1\rangle_A |1\rangle_B) \\ |\Phi^-\rangle_{A,B} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_A |0\rangle_B - |1\rangle_A |1\rangle_B) \\ |\Psi^+\rangle_{A,B} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_A |1\rangle_B + |1\rangle_A |0\rangle_B) \\ |\Psi^-\rangle_{A,B} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_A |1\rangle_B - |1\rangle_A |0\rangle_B) \end{aligned} \quad (1.4.12)$$

Il est essentiel de noter qu'un état intriqué contient de fortes corrélations qui ne sont pas reproductibles classiquement. Ces corrélations sont purement quantiques

car aucune information sur l'état intriqué ne peut-être révélée par une mesure locale sur l'un des deux qubits.

L'information n'est pas associée avec l'un des deux qubits pris seuls mais plutôt avec ce qu'ils partagent. Les qubits intriqués doivent donc être considérés comme une entité à part entière de leur création jusqu'à leur mesure. Essayer de décrire un qubit individuel (appartenant à une paire intriquée) n'a pas de sens vu que son état n'est pas défini. Dans la partie suivante, nous allons voir comment ceci s'applique en particulier à la polarisation et comment mettre expérimentalement en évidence, la présence d'intrication.

1.4.1 Intrication en polarisation

En ce qui concerne l'intrication en polarisation, je vais définir les états d'intrication pour les deux types d'accord de phase type I et type II. Je vais me baser sur des exemples de génération de paires de photons par fluorescence paramétrique. Dans ce cas, on considère le photon comme un qubit présentant un état de polarisation que l'on peut décrire dans un espace à deux dimensions. On considère ainsi l'état de polarisation horizontale $|H\rangle = |0\rangle$ et l'état de polarisation verticale $|V\rangle = |1\rangle$.

Nous avons vu qu'en accord de phase de type I, les photons générés ont la même polarisation. Afin d'avoir un état intriqué, il faut donc créer une superposition cohérente et non factorisable des états de polarisation $|H\rangle$ et $|V\rangle$ tel que :

$$|\Phi(\phi)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1 |H\rangle_2 + e^{i\phi} |V\rangle_1 |V\rangle_2) \quad (1.4.13)$$

Afin de réaliser une intrication avec un accord de phase de type I (ou type 0), deux configurations sont possibles. La première consiste à effectuer un double passage dans un seul cristal. Sur le chemin aller, nous avons la probabilité de générer une paire $|VV\rangle$, dont on retourne la polarisation afin d'obtenir une paire $|HH\rangle$. Sur le chemin retour, nous avons la probabilité de générer une paire $|VV\rangle$. Un deuxième choix consiste à placer deux cristaux en série qui nous donne la probabilité de générer soit une paire $|HH\rangle$ dans l'un soit une paire $|VV\rangle$ dans l'autre.

Dans le cas d'un procédé de fluorescence paramétrique avec un accord de phase de type II, l'émission des photons générés se fait selon deux cônes, l'un représentant la polarisation ordinaire, et l'autre la polarisation extraordinaire comme décrit dans la figure 1.3. Lorsque l'angle θ_{pm} entre l'axe optique du cristal et la pompe augmente, les cônes formés vont rentrer en intersection et on obtient un état intriqué en polarisation donné par [KMWZ95] :

$$|\Psi(\phi)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1 |V\rangle_2 + e^{i\phi} |V\rangle_1 |H\rangle_2) \quad (1.4.14)$$

1.4.2 Inégalités de Bell

L'interprétation de l'intrication a créé dans le passé une division au sein de la communauté scientifique. Einstein ne pouvait pas concevoir que la mécanique quantique soit complète en elle-même et avait supposé l'existence de variables cachées

sous-jacentes qui lèveraient le caractère probabiliste des mesures [EPR35]. La vision de Bohr quant à elle était en parfait accord avec les fondements de la mécanique quantique [Boh35]. Sa description du système par un vecteur d'état implique un indéterminisme intrinsèque [MSP⁺08].

Afin de remédier à ceci, Bell propose un critère qui va permettre plus tard de mettre fin à ce débat [Bel64]. Prenons le cas d'une source de photons intriqués en polarisation. Soit deux particules I et II intriquées en polarisation et soit A, A' les mesures que l'on peut effectuer sur la particule I et B, B' les mesures que l'on peut effectuer sur la particule II.

Selon la vision d'Einstein qui dénote que les corrélations sont établies à la source, la mesure A fournit le résultat ϵ_A , et la mesure A' le résultat ϵ'_A . Il en est de même pour les mesures B et B' qui fournissent respectivement les résultats ϵ_B et ϵ'_B ($\epsilon_A, \epsilon'_A, \epsilon_B, \epsilon'_B$ valent soit +1 soit -1). On définit le paramètre de Bell S de la façon suivante :

$$S = \epsilon_B(\epsilon_A + \epsilon'_A) + \epsilon'_B(\epsilon'_A - \epsilon_A) = \epsilon_A\epsilon_B + \epsilon'_A\epsilon_B - \epsilon_A\epsilon'_B + \epsilon'_A\epsilon'_B \quad (1.4.15)$$

et par conséquent S est compris entre -2 et +2. Afin d'estimer une valeur moyenne de S, il faut faire des mesures sur un grand nombre de paires et estimer la somme des quatre valeurs moyennes correspondant aux quatre possibilités de mesure, soit les couples (A,B), (A',B), (A,B') et (A',B'). On mesure expérimentalement :

$$\langle S \rangle = \langle \epsilon_A\epsilon_B \rangle + \langle \epsilon'_A\epsilon_B \rangle - \langle \epsilon_A\epsilon'_B \rangle + \langle \epsilon'_A\epsilon'_B \rangle \quad (1.4.16)$$

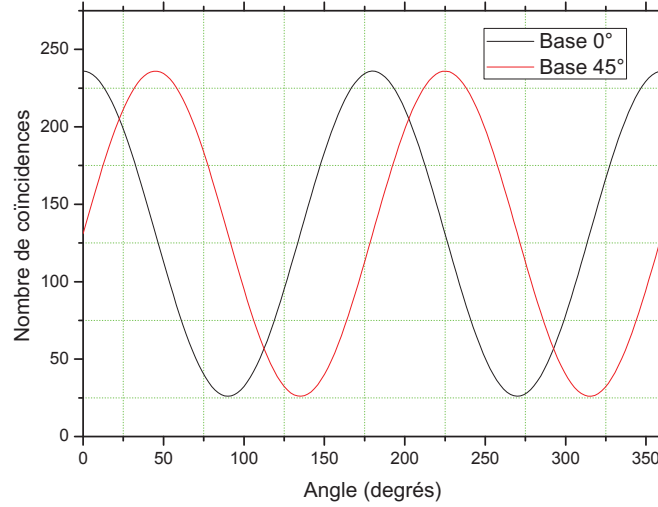
Dans le cas de l'intrication en polarisation, il a été défini que [CHSH69] :

$$S(a, a', b, b') = E(I_a, II_b) - E(I_a, II_{b'}) + E(I_{a'}, II_b) + E(I_{a'}, II_{b'}) \quad (1.4.17)$$

$$\begin{aligned} E(I_a, II_b) &= P(V_{Ia}, V_{IIb}) + P(H_{Ia}, H_{IIb}) - P(H_{Ia}, V_{IIb}) - P(V_{Ia}, H_{IIb}) \\ &= \langle ab \rangle \end{aligned} \quad (1.4.18)$$

où $E(I_a, II_b)$ renseigne sur le degré de corrélation entre les mesures sur la voie I avec un polariseur tourné d'un angle a et les mesures sur la voie II avec un polariseur tourné d'un angle b . $P(\alpha_{Ix}, \beta_{Iy})$ représente la probabilité de mesurer le photon I dans l'état $|\alpha_{Ix}\rangle$ et le photon 2 dans l'état $|\beta_{Iy}\rangle$ où α, β représentent les polarisations H et V et x,y les résultats de mesure a et b .

Afin de prouver la validité de la mécanique quantique et d'invalider la théorie des variables cachées, il suffit de trouver un quadruplet d'angles qui rend le paramètre $|S| > 2$ et viole les inégalités. Par exemple, les angles $(a, b, a', b') = (0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8)$ permettent d'obtenir une valeur maximale de $S = 2\sqrt{2}$. Ces conditions que l'on souhaite réaliser dans cette thèse ont été obtenues par l'équipe de Aspect et al. [AGR82] en 1982 à partir d'une source produisant des paires photons par cascade atomique et furent la première preuve expérimentale de la présence d'intrication.

FIGURE 1.4: *Visibilité théorique normalisée pour les bases à 0 degrés et 45 degrés*

1.4.3 Visibilité de la source

Dans le cas d'une source de photons intriqués en polarisation on mesure expérimentalement les corrélations entre deux voies I et II en mesurant le nombre de coïncidences d'arrivée des deux photons de la paire dans une fenêtre temporelle définie. En réglant l'angle du premier polariseur à 0 degrés, on relève le nombre de coïncidences en fonction de la valeur de l'angle du deuxième polariseur. On refait cette même mesure pour un angle du premier polariseur égal à 45 degrés (ou 22,5 degrés si les polariseurs sont remplacés par des rotateurs de polarisation). On parle dans le premier cas de mesure dans la base à 0 degré et dans le second cas de mesure dans la base à 45 degrés.

La figure 1.4.3 illustre un exemple de cette mesure, où on observe des franges d'interférence pour chaque base.

La visibilité est définie comme étant le contraste de ces franges. Elle est donnée par :

$$V = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} \quad (1.4.19)$$

N_{max} représente le nombre total et maximal de coïncidences mesurées et N_{min} le nombre minimal. En pratique, N_{max} est égal au nombre de coïncidences totales mesurées. Ce nombre peut être ramené à la probabilité de détection de coïncidences totales P_C lorsqu'il est divisé par la fréquence d'ouverture des fenêtres des détecteurs. N_{min} qui est égal à la somme des coïncidences accidentelles de doubles paires et de bruit, peut-être aussi ramené à une probabilité de détection exprimée par la somme $P_{AC} + P_{TC}$ quand il est divisé par la fréquence d'ouverture des fenêtres des détecteurs. On distingue trois types de probabilité de coïncidences : les vraies coïncidences (deux photons de la même paire arrivent dans une même fenêtre temporelle) dont la probabilité est notée par P_{TC} , les accidentelles de doubles paires (deux photons, chacun issu d'une paire différente, arrivent dans une même fenêtre temporelle) dont

la probabilité est donnée par P_{AC} , et les accidentelles de bruit (deux photons, l'un d'une paire et l'autre d'un coup de bruit ou bien deux coups de bruits, sont détectés dans une même fenêtre temporelle) dont la probabilité est donnée par P_{NAB} . La visibilité est par conséquent donnée par :

$$V = \frac{P_C - P_{AC} - P_{NAB}}{P_C + P_{AC} + P_{NAB}} \quad (1.4.20)$$

Dans le cas d'un état intriqué de type $|\Phi\rangle$, on mesure le nombre de coïncidences des paires $|HH\rangle$ et $|VV\rangle$ dans les bases à 0 et 45 degrés. Je défini ainsi respectivement 4 valeurs de visibilités : V_{0HH} , V_{45HH} , V_{0VV} , V_{45VV} .

Il est possible à partir des valeurs de visibilité de prédire si les inégalités de Bell peuvent être violées. La relation qui relie le paramètre de Bell S à la visibilité est donnée par :

$$\begin{aligned} S &= (V_0 + V_{45})\sqrt{2} \\ S &= \frac{V_{0HH} + V_{45HH} + V_{0VV} + V_{45VV}}{2}\sqrt{2} \end{aligned} \quad (1.4.21)$$

Les inégalités de Bell sont violées lorsque l'inégalité suivante est vérifiée [TBZG98, KSC93] :

$$\frac{V_{0HH} + V_{45HH} + V_{0VV} + V_{45VV}}{4} > \frac{\sqrt{2}}{2} \quad (1.4.22)$$

Tout au long de ce manuscrit, nous définissons la brillance comme étant le nombre de vraies coïncidences par seconde qui s'exprime par le produit de sa probabilité P_{TC} par la fréquence d'ouverture de la fenêtre des détecteurs. Ce choix correspond à une volonté de ne prendre en compte que les paires de photons utiles pour une application en communications quantiques. Cette définition ne correspond pas à celle adoptée dans la littérature où l'on trouve plutôt des nombres totaux de coïncidences (vraies et accidentelles réunies) par unité de puissance de pompe et de largeur spectrale. Dans les tableaux du chapitre 3, une astérisque sera notée à côté des valeurs de visibilité où nous ne sommes pas sûr de la manière dont elles ont été définies.

Je conclue cette section par une dernière définition : la fidélité. La fidélité est une mesure qui permet d'évaluer le rapprochement entre un état maximalelement intriqué et l'état obtenu. Elle est donnée par :

$$F = \langle \psi | \rho | \psi \rangle \quad (1.4.23)$$

où $|\psi\rangle$ est un état pur et ρ la matrice densité. Elle est donnée par :

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| \quad (1.4.24)$$

où p_i représente la probabilité de trouver le système dans l'état $|\psi_i\rangle$. La fidélité peut-être comprise entre 0 et 1. Lorsqu'elle est supérieure à 0,5, elle indique la présence de corrélations quantiques [Eda07].

Chapitre 2

Démultiplexage en longueur d'onde

Cette partie introduit le démultiplexage en longueur d'onde. Après avoir défini son principe de fonctionnement, je vais expliquer pourquoi et comment nous allons combiner cette technologie avec des sources de photons corrélés et intriqués. Par la suite je vais décrire les différentes caractéristiques d'un démultiplexeur et leur impact sur la distribution des paires de photons. Je finirai par la présentation de trois technologies différentes de démultiplexeurs.

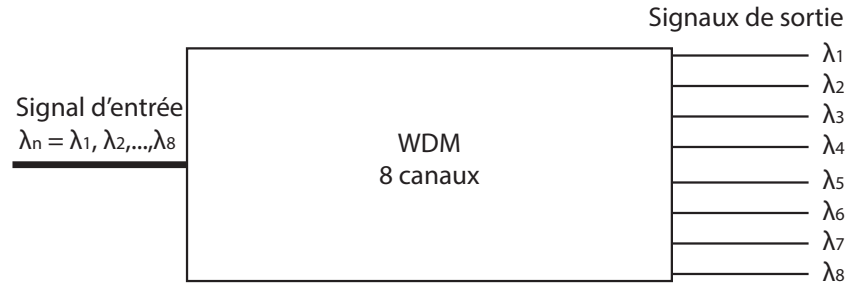
2.1 Principe du démultiplexage en longueur d'onde

Le démultiplexage en longueur d'onde est une opération où on sépare les différentes longueurs d'onde. Considérons un signal optique comprenant les longueurs d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_i$. Il est possible de diviser celui-ci en une série n de signaux de sortie (avec $n = 1, 2, \dots, i$) de telle sorte que la sortie $sortie(n)$ permette d'extraire la longueur d'onde λ_n . La figure 2.1 illustre ce principe avec un exemple de démultiplexeur à 8 canaux de sortie.

Le procédé inverse est le multiplexage en longueur d'onde. Dans ce cas, il est possible de fusionner plusieurs signaux optiques de différentes longueurs d'ondes en un seul. A noter que le même composant peut-être utilisé comme multiplexeur et démultiplexeur. Le multiplexage en longueur d'onde est utilisé dans les communications classiques, pour augmenter la capacité d'un réseau.

Le démultiplexage en temps (Time Division Multiplexing : TDM) permet à partir d'un même chemin de transmission, de connecter plusieurs utilisateurs, en répartissant en domaines temporels, les temps d'interactions qui leur sont attribués. Il nécessite une conversion des signaux optiques en signaux électriques et vice versa, ce qui limite la vitesse de traitement à celle des circuits électroniques employés dans le réseau.

Le démultiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing : WDM) quant à lui, permet un traitement direct sur les signaux optiques, du fait que chaque utilisateur a une bande passante fréquentielle qui lui est attribuée [DDF03].

FIGURE 2.1: *Démultiplexeur à 8 canaux de sortie*

Comment peut-on exploiter cette technologie dans les communications quantiques? Quelles sont les technologies utilisées pour aboutir au démultiplexage? Comment les caractéristiques d'un démultiplexeur influencent-elles les performances en communications classiques puis quantiques? C'est ce que nous allons décrire dans les parties suivantes.

2.2 Le démultiplexage pour les communications quantiques

Cette discrimination en longueur d'onde présente un intérêt majeur pour la distribution de paires de photons intriqués à plusieurs couples d'utilisateurs. Au lieu de se limiter à deux interlocuteurs par source, il devient possible à partir d'une seule qui est large bande, de réaliser une multidistribution en associant un utilisateur à chaque canal de sortie. La bande spectrale comprend une infinité de couples de photons signal et complémentaire aux fréquences respectives ω_s et ω_i et est limitée par les conditions d'accord de phase. L'utilisation d'une source unique permet un gain considérable de ressources.

Afin d'obtenir une source de photons corrélés ou intriqués qui soit large bande, il faut pouvoir générer des paires de photons dont les fréquences sont réparties selon le spectre fréquentiel le plus large possible. Ici on considère toute source dont la bande spectrale est supérieure à 10 nanomètres, comme large bande, du fait qu'elle est susceptible de couvrir spectralement un démultiplexeur à 8 canaux de sortie (chacun ayant une largeur de canal de 100 GHz, caractéristiques identiques à 2 de nos 4 démultiplexeurs testés par la suite.) Le cristal de MgOPPLN que nous utilisons génère des paires de photons sur un spectre s'étalant sur une centaine de nanomètres [Smi10]. Un démultiplexeur à 16 canaux de sortie couvre typiquement vingt nanomètres, ce qui est cinq fois moins. Par conséquent la bande spectrale de notre source est donc largement suffisante.

Je vais m'intéresser ici au démultiplexage en longueur d'onde, sur des paires de photons corrélés générées par fluorescence paramétrique. Rappelons que la conservation d'énergie $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ assure une symétrie entre les photons signal et complémentaire par rapport à la fréquence moitié de pompe. Reprenons l'exemple du démultiplexeur de la figure 2.1. En choisissant une fréquence de pompe ω_p tel que $\omega_p/2$ corresponde

à la fréquence centre du démultiplexeur, soit $\omega_c = \frac{\omega_8 - \omega_1}{2}$, on rend ainsi possible la répartition de chaque paire de photons signal et complémentaire vers un couple de canaux symétriques par rapport à $\omega_p/2$. A noter que la fréquence centrale du filtre ne correspond pas nécessairement à un canal. Dans le cas d'un filtre à 8 canaux, on permet ainsi aux couples de canaux 4-6, 3-5, 2-7 et 1-8 de communiquer si leur répartition est régulière.

Ce système présente une grande flexibilité. En effet, si maintenant nous sommes intéressés à effectuer une distribution entre les canaux 2 et 4, il suffit de varier la fréquence de pompe ω_p de façon à se placer symétriquement par rapport à ces deux canaux.

Les démultiplexeurs présentent des spécifications de fonctionnement qui peuvent altérer la qualité de la distribution des paires de photons, comme on va le voir dans cette thèse. Nous allons les décrire dans la partie suivante.

2.2.1 Caractéristiques des démultiplexeurs

Les canaux de sortie présentent des largeurs fréquentielles pouvant typiquement être de 25, 50, 100 ou 200 GHz. La fréquence ω_i correspondant à un canal de sortie i représente la fréquence centrale de celui-ci. Les canaux de sortie d'un démultiplexeur sont numérotés suivant la notation de la grille internationale ITU, où chaque numéro correspond à une fréquence centrale. Pour chaque largeur fréquentielle, il existe une grille ITU différente. En annexe A, on peut trouver la grille ITU dans le cas de canaux de largeur fréquentielle égale à 100 GHz qui correspond aux démultiplexeurs que nous avons utilisés.

La distance fréquentielle séparant les fréquences centrales de deux canaux consécutifs est appelée **espacement intercanal**. Sa valeur est identique à la largeur fréquentielle. Réduire ces 2 paramètres augmente le nombre de canaux de sortie et par conséquent le nombre d'utilisateurs, mais réduit la bande attribuée par utilisateur et par conséquent le débit.

L'isolation de deux canaux adjacents n'est pas parfaite, et on peut avoir entre eux un recouvrement spectral. Ce phénomène appelé **crosstalk** est représenté par la figure 2.2. Un photon occupant le domaine spectral hachuré, a une probabilité statistique d'être transmis soit par le canal 1 soit par le canal 2. Considérons le cas d'une distribution entre les utilisateurs des canaux 2 et 4. Si un photon sensé être transmis par le canal 2, est transmis par le canal 1, il y aura perte de corrélations. On qualifie de crosstalk adjacent, tout crosstalk entre deux canaux voisins et crosstalk non adjacent, tout crosstalk entre deux canaux non voisins.

Un autre facteur à prendre en compte est l'**uniformité d'espacement entre les canaux**. Les démultiplexeurs n'étant pas parfaits, il existe un offset δ_λ entre la fréquence centrale annoncée selon la grille ITU pour un canal donné, et sa valeur mesurée. Dans le cas d'une fréquence de pompe ω_p fixe, on se trouve dans un cas de figure où un canal i présente un facteur δ_{λ_i} supérieur à celui d'un canal j δ_{λ_j} . La figure 2.3 montre un exemple de non uniformité d'espacement ($a < b$), permettant au couple de canaux 2 et 4 de répartir les paires de photons en conservant la transmission

FIGURE 2.2: Crosstalk entre deux canaux adjacents

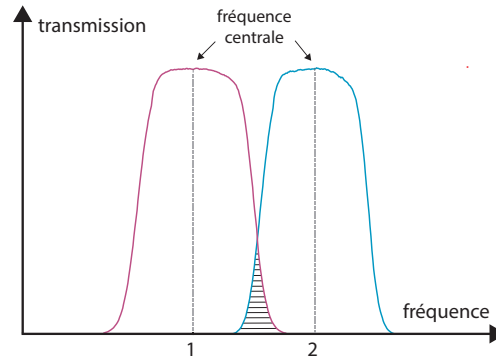
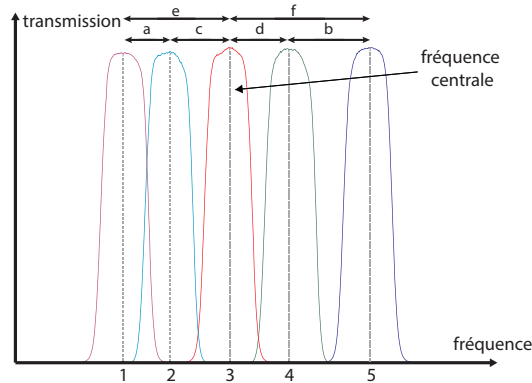


FIGURE 2.3: Espacement irrégulier entre deux canaux adjacents



la plus grande possible, par rapport au couple 1 et 5. Ce même offset δ_λ peut de plus être différent selon la polarisation du signal d'entrée. Pour une polarisation du signal d'entrée rectiligne horizontale, on peut avoir pour un canal donné, une fréquence centrale α et pour une polarisation rectiligne verticale, une fréquence centrale $\beta \neq \alpha$.

Les caractéristiques présentées ci-dessus font partie des caractéristiques de type fréquentiel. Une dernière caractéristique que l'on se doit de citer est la **forme spectrale de la courbe de transmission** du démultiplexeur. Il existe deux types principaux, la forme **flat-top** et la forme **gaussienne**. Les démultiplexeurs dits flat-top présentent une forme de fonction de transmission avec une valeur constante dans un intervalle donné autour de la fréquence centrale. On peut l'assimiler à une forme trapézoïdale. Les démultiplexeurs de type Gaussien présentent une fonction de transmission gaussienne. La figure 2.4 illustre la différence de forme entre deux canaux ayant une même largeur de bande.

Le plateau de transmission constant dans le cas du flat-top réduit l'impact d'un jitter fréquentiel du faisceau de pompe (on qualifie de jitter fréquentiel toute fluctuation de fréquence de pompe de $\pm\delta\omega_p$), c'est à dire que lorsque ω_p varie légèrement, les photons signal et complémentaires pourront toujours être transmis avec le même facteur de transmission comme le montre la figure 2.5 a). Cependant dans le cas d'une

FIGURE 2.4: Comparaison entre deux formes de canaux de même largeur spectrale, Flat-Top à gauche et Gaussien à droite

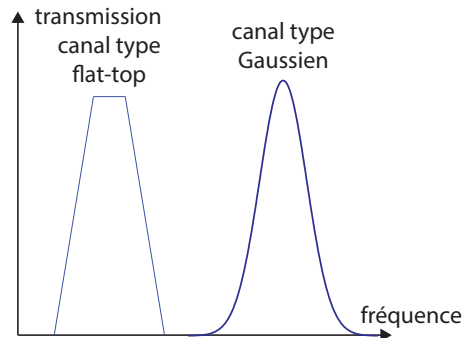
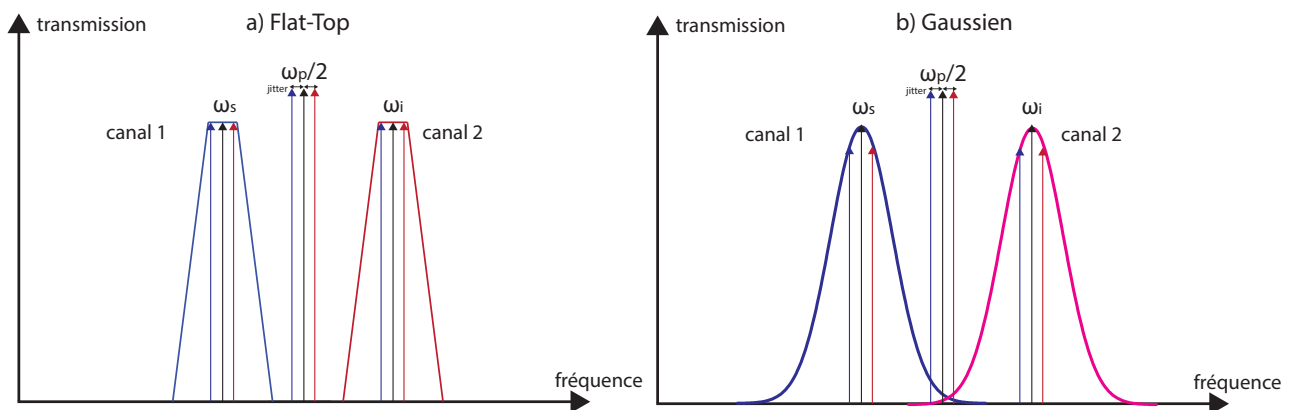


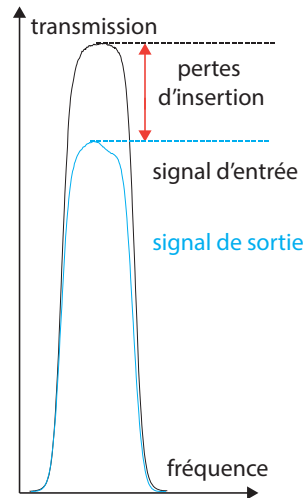
FIGURE 2.5: Conséquence du jitter fréquentiel de pompe dans le cas a) de canaux de type Flat-Top et b) de canaux de type Gaussien



fonction de transmission Gaussienne, la tolérance à une fluctuation du faisceau de fréquence de pompe est beaucoup plus faible. Comme le montre la figure 2.5 b), pour une même fluctuation de pompe que le cas a), la transmission est beaucoup plus faible.

Un autre aspect critique de ces dispositifs est constitué par les pertes d'insertion. Lors de la séparation d'un signal optique d'entrée, le passage par les différents éléments à l'intérieur du démultiplexeur ainsi que le recouplage vers les canaux de sortie réduisent l'amplitude du signal initial. La figure 2.6 montre la différence d'amplitude entre le signal de sortie et le signal d'entrée. Le rapport entre ces deux quantités est appelée **pertes d'insertion**. Nous avons vu précédemment que les canaux de type flat-top tolèrent une légère fluctuation fréquentielle du faisceau de pompe ω_p . Cependant, ils présentent des pertes d'insertion plus élevées que dans le cas d'un canal de type gaussien. Ceci vient du fait que la conception d'un canal de démultiplexeur de type flat-top est en fait un canal de type Gaussien dont on rend le seuil de transmission maximal constant sur un intervalle spectral bien défini. Par conséquent, ce type de canal présente au final plus de pertes d'insertion. On

FIGURE 2.6: Pertes d'insertion d'un démultiplexeur



verra plus tard quel est le compromis à faire entre type de forme de canal et pertes d'insertions afin de préserver au mieux les corrélations entre les photons.

Les pertes d'insertion peuvent également dépendre de la polarisation du signal d'entrée. Pour un même canal, on peut donc avoir deux valeurs différentes de pertes d'insertion, en fonction de la polarisation initiale que l'on injecte dans le démultiplexeur. Ce phénomène s'appelle **Polarisation Dependent Loss** ou **PDL**. Elle est donnée par un rapport de puissance, l'une obtenue pour la polarisation qui donne la transmission maximale et l'autre la transmission minimale. Son expression mathématique est donnée par :

$$PDL_{dB} = 10 \log \frac{P_{max}}{P_{min}} \quad (2.2.1)$$

Tout comme l'espacement fréquentiel, les pertes d'insertion peuvent ne pas être similaires pour tous les canaux de sortie. On a alors une non uniformité des pertes d'insertion entre les canaux du filtre. Ceci dépend de la technologie du filtre. Nous allons donc voir dans la partie qui suit quelles sont les différentes technologies de filtres et les différences fondamentales entre elles.

2.3 Types de démultiplexeurs

2.3.1 Film diélectriques à couches minces (Dielectric Thin Film (DTF))

Cette technologie est basée sur une succession de cavités Fabry-Pérot placées entre des miroirs multicouches, formés par une alternance de couches $\lambda/4$ à différents indices de réfractons (indices faibles et élevés) 2.7. Les démultiplexeurs basés sur les films diélectriques à couches minces connaissent un grand succès, du fait qu'ils permettent d'atteindre de hautes performances : grâce à cette technologie, on peut

FIGURE 2.7: Schéma représentant la séparation d'une longueur d'onde λ_1 dans le cas d'un démultiplexeur à technologie DTF

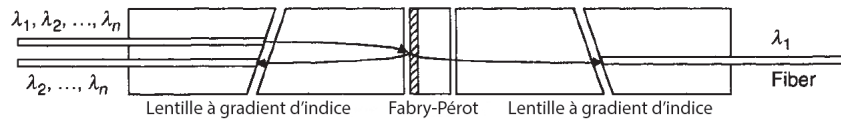
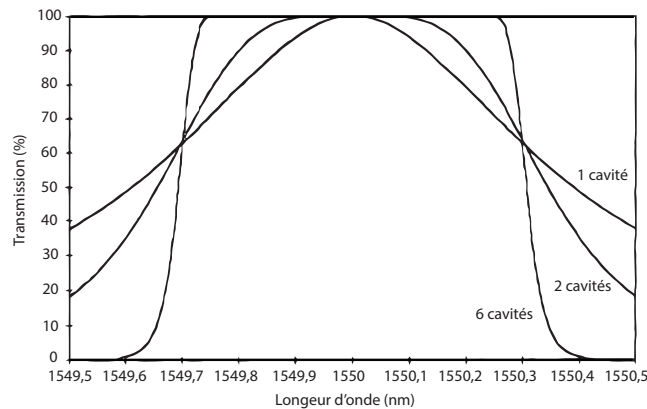


FIGURE 2.8: Comparaison de la bande passante et de l'isolation de filtres à couche minces pour différent nombre de cavités. Graphe tiré de [DDF03]

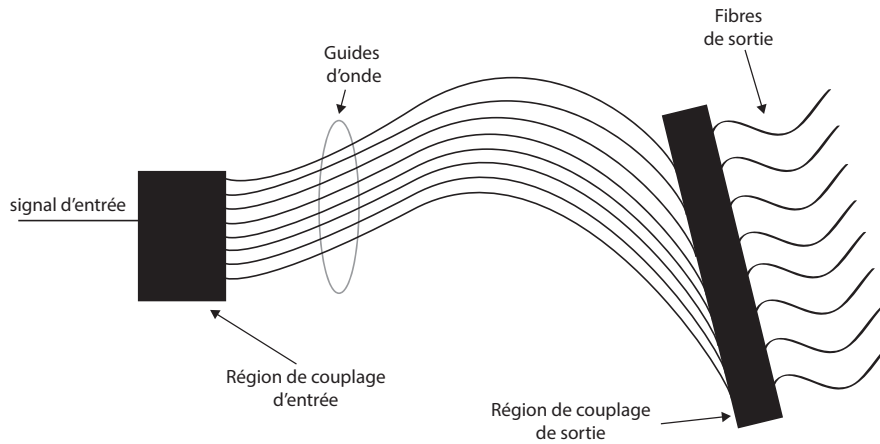


obtenir de faibles pertes d'insertion (environ 1 dB) [DDF03].

L'épaisseur e de la cavité de Fabry-Perot permet de choisir la longueur d'onde de résonance et l'alternance des couches $\lambda/4$ détermine la réflectivité du miroir. Lorsqu'un signal incident contient la longueur d'onde de résonance de la cavité, cette partie du signal est transmise et le reste réfléchi. Cependant une seule cavité par canal n'est pas une configuration optimale. En effet, la figure 2.8 montre que dans le cas de 6 cavités, il est possible d'augmenter considérablement le domaine spectral pour lequel la transmission est maximale ainsi que l'isolation avec les canaux adjacents. Cependant augmenter le nombre de cavités, augmentera le nombre de miroirs et par suite le nombre de couches minces à déposer, ce qui devient techniquement impossible à réaliser dû aux limitations de fabrication.

Malgré les avantages qu'il présente, le démultiplexeur basé sur les films diélectriques à couches minces présente une non uniformité au niveau des pertes d'insertion. Ceci est dû au fait que le signal d'entrée subit un filtrage en cascade [DDF03]. La séparation des différentes longueurs d'ondes n'est pas simultanée. Le canal de sortie i qui aura le moins de pertes d'insertion correspond au cas où le signal d'entrée n'est passé que par les empilements de cavité résonnant à la longueur d'onde λ_i avant d'être couplé à la sortie du démultiplexeur. Le canal de sortie le plus pénalisé sera celui à la longueur d'onde qui aura été réfléchi par toutes les cavités Fabry-Pérot du démultiplexeur avant d'être finalement transmise (voir figure 2.7).

FIGURE 2.9: Schéma représentant un AWG à 8 canaux



2.3.2 Réseaux de guides d'ondes (AWG)

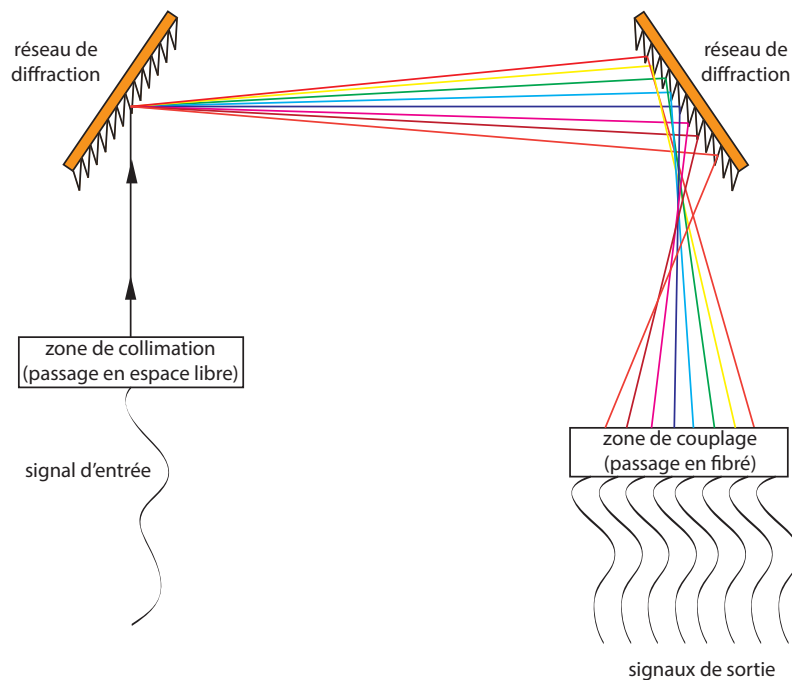
Les réseaux de guides d'ondes ou Arrayed Waveguid Grating (AWG) en anglais sont un type de démultiplexeur basé sur une interférence multisignal. Un démultiplexeur de type AWG est composé d'une fibre d'entrée, de deux régions de couplage, d'une série de N guides d'ondes et de N fibres de sorties. Chacun de ces guides d'ondes a une différence de chemin optique constante ΔL avec son voisin. Dans la région de couplage d'entrée, le signal d'entrée incident est diffracté et illumine les guides d'ondes. La lumière se propage ensuite dans les guides d'ondes. Dans la région de couplage de sortie, une interférence constructive se produit entre les différents signaux de sorties de ces guides d'ondes. Ces interférences sont focalisées en différents points en fonction de la longueur d'onde. C'est ce qui permet de discriminer entre les différentes longueurs d'onde, et d'obtenir un démultiplexage du signal. La figure 2.9 illustre le schéma d'un AWG à 8 canaux.

Parmi les avantages de l'AWG on cite notamment l'uniformité des pertes d'insertion, vu que toutes les longueurs d'ondes subissent la même opération de séparation de façon simultanée. Cependant les pertes d'insertions assez élevées (4 à 5 dB) sont causées par les pertes de couplage entre les fibres et les guides d'ondes.

2.3.3 Réseaux de diffraction (DG)

Un réseau de diffraction ou Diffraction Grating (DG) en anglais, permet de séparer les différentes longueurs d'onde d'un signal incident. Lorsque celui-ci frappe sa surface, il subit une diffraction et chaque longueur d'onde subit une réflexion avec un angle donné, ce qui aboutit à une séparation spatiale des différentes composantes fréquentielles. Lorsque le signal d'entrée entre dans le démultiplexeur, il est collimaté et passe dans une région de propagation en espace libre. Il passe ensuite par une série de réseaux de diffractions afin de séparer les différentes longueurs d'ondes. Une fois les longueurs d'ondes séparées, il devient possible de coupler (passage espace libre-fibré) celles que l'on désire. Le centrage en longueur d'onde du filtre se fait en

FIGURE 2.10: Schéma représentant un démultiplexeur à 8 canaux basé sur deux réseaux de diffraction



ajustant les angles d'inclinaison des réseaux de diffraction. La figure 2.10 représente un démultiplexeur basé sur deux réseaux de diffraction. Un avantage de cette technologie est l'uniformité des pertes d'insertion vu que toutes les longueurs d'ondes sont traitées simultanément comme dans le cas de l'AWG. Ces pertes dépendent de la qualité de surface des réseaux de diffraction ainsi que de la qualité de couplage à la sortie. Pour un démultiplexeur à forme de canal gaussien, on arrive à des pertes d'insertion de l'ordre de 3 dB, et de l'ordre de 6 dB dans le cas d'un canal à forme flat-top.

En conclusion de ce chapitre, le tableau 2.1 résume les différentes valeurs annoncées des paramètres que nous avons décrit, pour les 4 démultiplexeurs à notre disposition (Filtre à couches minces Flat-Top, AWG Flat-Top, Réseau de Diffraction Flat-Top et Réseau de diffraction Gaussien). On y trouve à première vue que le DTF grâce aux plus faibles pertes d'insertion et PDL, ainsi que sa bonne qualité de centrage, semble être le plus prometteur pour des applications de distribution de paires de photons intriqués en polarisation. Quant au DG Flat-Top, il semble être le moins adapté, surtout à cause de sa médiocre qualité de centrage.

Les courbes de transmission de chaque filtre est rapportée à la suite de tableau. J'ai réalisé ces mesures en injectant une source de lumière large bande (100 nm centrée à 1550 nm) à l'entrée du filtre et en connectant chaque sortie à un spectromètre (résolution de 0,008 nm) afin de relever sa courbe de transmission. Les transmissions des figures 2.11 et 2.12 sont rapportées en deux échelles : linéaire et logarithmique. L'échelle linéaire permet de mieux observer les différences de forme spectrale des canaux, en particulier au niveau des pertes d'insertion. L'échelle logarithmique permet

TABLE 2.1: *Tableau comparatif des caractéristiques des différents démultiplexeurs à notre disposition (canaux de 100 GHz). Pour les valeurs de crosstalk, elles sont données pour une échelle maximale à 0 dB*

Type de technologie	DTF	AWG	DGFT	DGG
Forme des canaux	Flat-Top	Flat-Top	Flat-Top	Gaussien
Nombre de canaux	16	16	8	8
Pertes d'insertion Moyenne (dB)	3,8	6	6	3,5
PDL (dB)	0,25	0,5	0,3	0,3
Qualité centrage (nm)	0,1982	0,1756	0,3143	0,1670
Crosstalk adjacent (dB)	25	30	25	30
Crosstalk non-adjacent (dB)	45	40	40	40
Gamme de fréquences	ITU 21 à 36	ITU 22 à 37	ITU 21 à 28	ITU 21 à 28

de bien observer les niveaux de crosstalk entre les canaux adjacents. Ces trois types de technologies feront l'objet dans le chapitre 4 d'une étude comparative dans le cas d'une source de photons jumeaux et dans le chapitre 5 dans le cas d'une source de photons intriqués en polarisation.

FIGURE 2.11: Schéma représentant la transmission linéaire des nos 4 démultiplexeurs

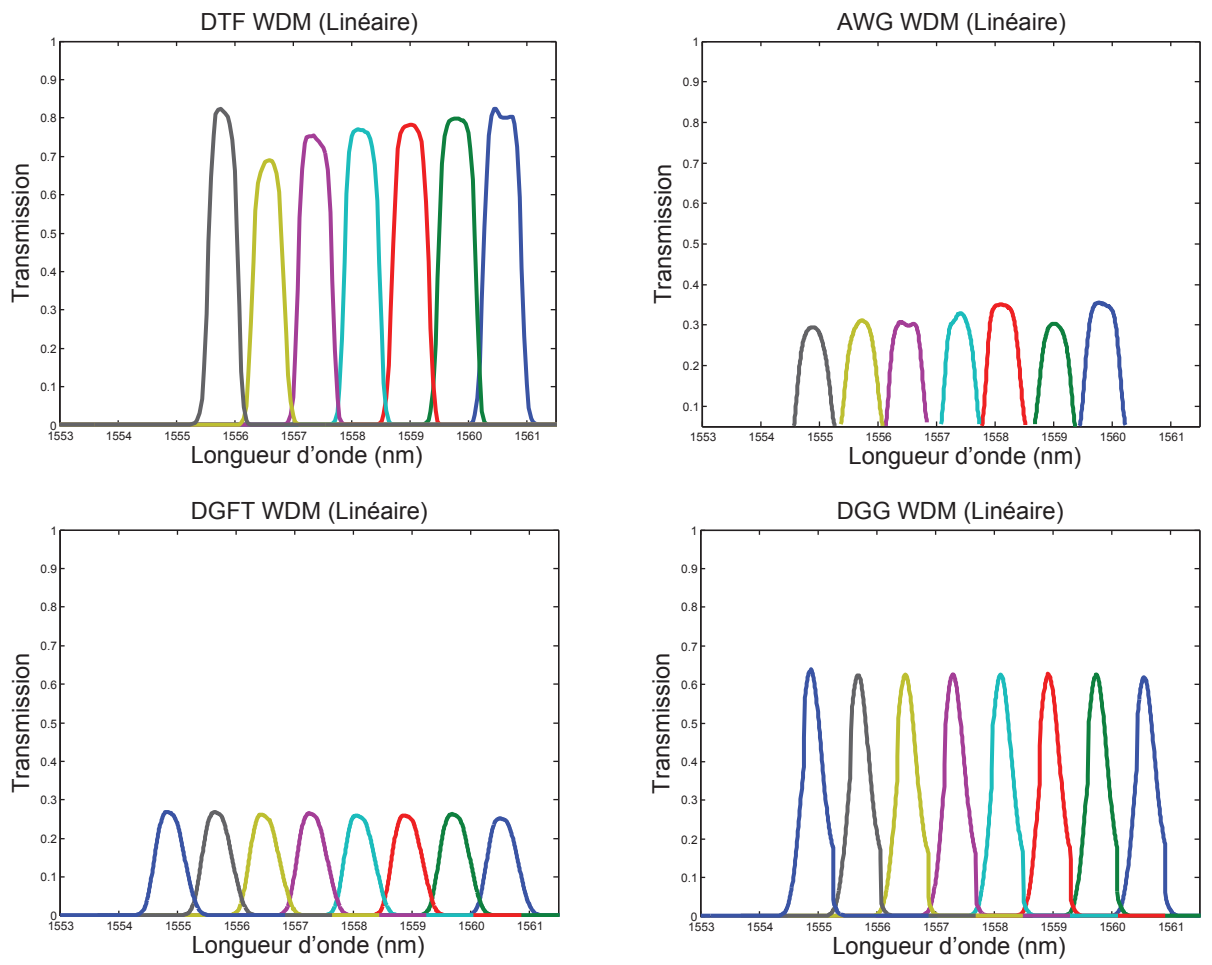
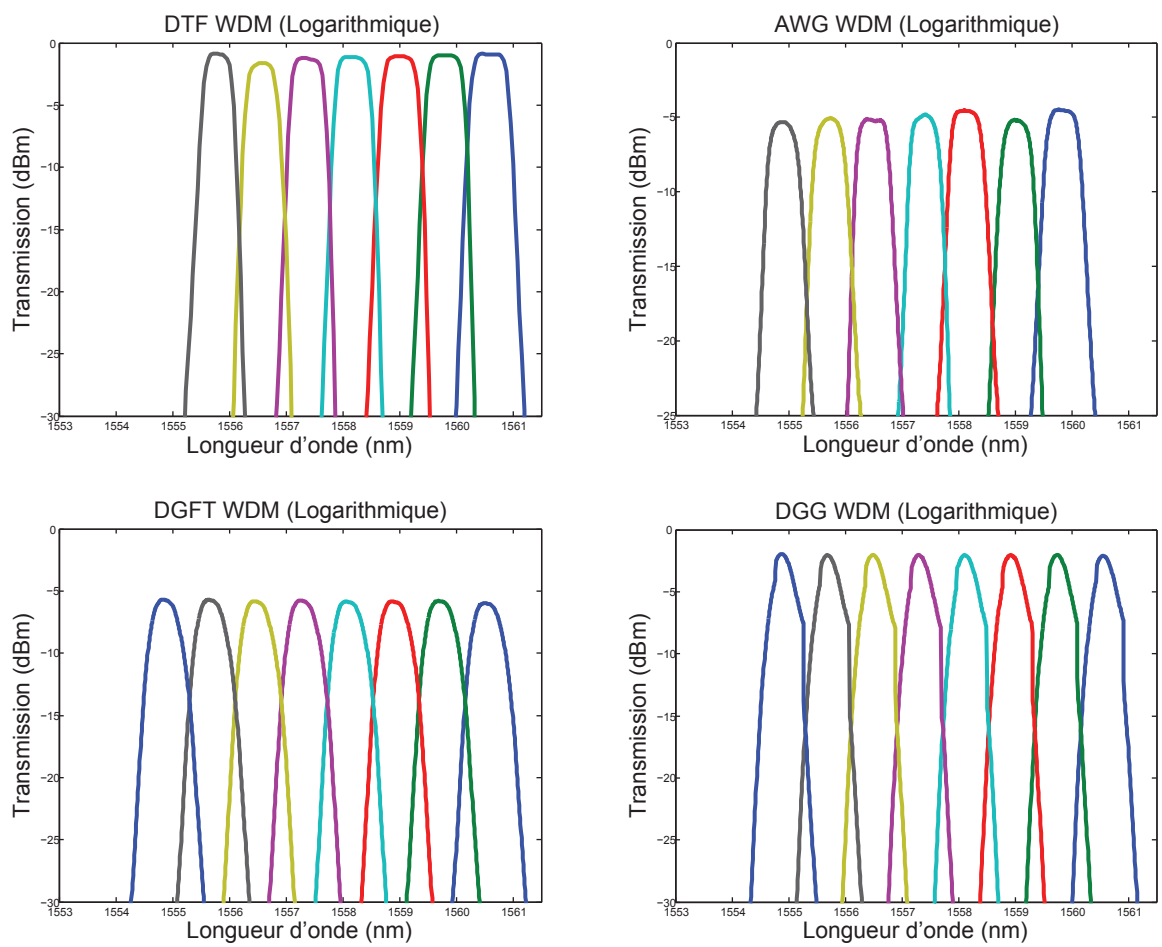


FIGURE 2.12: Schéma représentant la transmission logarithmique des nos 4 démultiplexeurs



Chapitre 3

Etat de l'art

La réalisation d'une source de photons intriqués ayant le potentiel d'être implémentée dans les architectures de télécom actuelles, nécessite une étude à plusieurs niveaux. En premier lieu, il faut choisir la configuration et l'architecture de source ainsi que le processus non-linéaire optique qui permettent d'obtenir les meilleurs valeurs de visibilité, de paramètre S et de brillance. Je compte donc présenter en première partie les différentes architectures de sources de photons intriqués en polarisation, ainsi que les performances rapportées. L'une des motivations importantes qui a déterminé les choix de configurations étudiées dans la littérature est la possibilité d'interfaçage de la source avec une mémoire quantique, dans une perspective de répéteur quantique pour les communications à longue distance. L'acceptance spectrale des mémoires quantiques étant en général de l'ordre de la dizaine de MHz [CMJ+05, CDLK08, CCY+08], la contrainte associée à cet objectif est de réduire la bande spectrale de la source. Je vais donc présenter l'état de l'art de ce type de sources, avant d'aborder les considérations propres à mon travail de thèse où au contraire on souhaite exploiter toute la bande spectrale générée naturellement par fluorescence paramétrique, ou même ajouter des éléments permettant de l'élargir. Le nombre de canaux de sortie utilisables du démultiplexeur, et par conséquent le nombre d'utilisateurs desservis sera d'autant plus grand que cette bande spectrale est large. La deuxième partie sera donc consacrée aux différentes méthodes de génération de paires de photons en large bande. Dans la dernière partie de ce chapitre, je rapporterai les différents travaux faisant part de l'utilisation du démultiplexage en longueur d'onde avec les sources de photons intriqués en polarisation. Il est important de noter que certaines de ces études, publiées en 2013 se sont déroulées en parallèle de ce travail de thèse. Le bilan de ces articles me permettra toutefois de montrer l'originalité de mes objectifs, qui rendent ce travail complémentaire des autres résultats publiés.

3.1 Les différentes architectures de sources de photons intriqués en polarisation

Cette partie présente un panorama des différents types de sources de photons intriqués en polarisation. Tout d'abord, les sources basées sur les cristaux massifs, les premières configurations étudiées et qui sont donc les mieux maîtrisées à ce jour. On montrera en particulier comment elles permettent de "battre les records" en

terme de violation des inégalités de Bell. En second lieu il est intéressant, en vue d'une utilisation dans les réseaux de télécommunications, d'examiner la possibilité de générer des paires de photons intriqués directement dans des fibres optiques et de voir si l'on peut obtenir d'aussi bonnes performances de cette manière. On s'intéresse ensuite aux perspectives d'intégration de ces sources. Un premier pas dans cette direction est le remplacement des cristaux massifs par des guides d'onde, réalisé par plusieurs équipes. Je terminerai ce tour d'horizon par les premiers résultats de sources totalement intégrées "sur puce". Le tableau récapitulatif 3.1 permettra de comparer les performances de ces différentes sources.

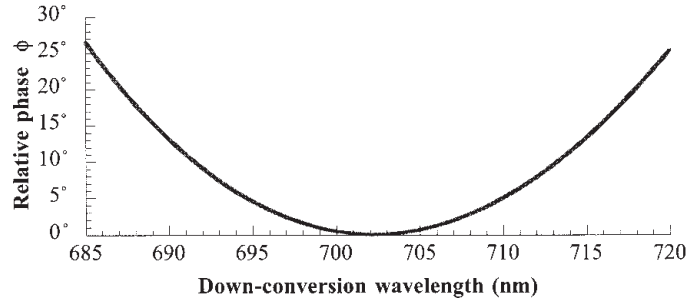
3.1.1 Les sources basées sur les cristaux massifs

Dans le chapitre 1 nous avons vu que dans le cas d'un accord de phase de type I ou de type 0, les photons de la paire générée possèdent la même polarisation. Nous allons voir comment il est possible cependant de générer de l'intrication en polarisation avec ce type d'accord de phase.

L'équipe de Kwiat et al. [KWW⁺95] rapporte une configuration basée sur deux cristaux non-linéaires placés en série, de type BBO (beta baryum borate) en accord de phase de type I. Un faisceau de pompe à la longueur d'onde de 351 nanomètres permet la génération de paires de photons signal et complémentaire à la longueur d'onde dégénérée de 702 nanomètres. La phase relative ϕ entre les paires HH et VV peut-être ajustée en variant l'angle entre l'axe du cristal et le plan de propagation pour chacun d'entre eux. Une mesure de paramètre de Bell est effectuée et une valeur $S = 2,7007$ est rapportée. Une visibilité de 99,6 % avec soustraction des coïncidences accidentelles (98,8 % sans corrections) est mesurée dans la base à 45 degrés. Un graphe de la phase en fonction de la longueur d'onde dégénérée de conversion est donné par la figure 3.1. L'équipe rapporte avoir obtenu une source réglable en longueur d'onde sur 30 nanomètres. Dans leur travaux les plus récents [CMA⁺13], l'équipe de Kwiat utilise cette source pour montrer qu'elle permet d'obtenir la valeur record du paramètre S . L'équipe rapporte des visibilités de $99,7 \pm 0,05\%$ et $99,5 \pm 0,05\%$ avec un paramètre de Bell $S = 2,827 \pm 0,017$ (rappelons que la prédiction quantique de la valeur limite de ce paramètre est $S = 2\sqrt{2} = 2,828$). Les résultats présentés ne sont sujet à aucune soustraction de coïncidences accidentelles, que ce soit de bruit ou de double paires et ont été obtenus pour une puissance de pompe de 10 mW d'un laser impulsif à 355 nm, 120 MHz de répétition et 5 ps de durée d'impulsion.

Une autre méthode en accord de phase de type I consiste à effectuer un double passage dans un cristal afin d'obtenir les 2 polarisations HH et VV. König et al. [KMWA05] utilisent ce principe avec un cristal de PPLN. Un faisceau de pompe de longueur d'onde de 532 nanomètre permet la génération de la fluorescence paramétrique en double pompe contrapropageante générant une paire de photons signal et complémentaire aux longueurs d'ondes respectives de 795 et 1609 nanomètres. Une fois la paire générée, les photons de la paire empruntent un chemin différent comme décrit dans la figure 3.2. Un des deux photons de la paire subit un retournement de polarisation grâce à une lame demi-onde. Le miroir dichroïque DM2 réfléchit le photon signal et transmet le photon complémentaire tandis que le miroir dichroïque M1 réfléchit le photon complémentaire. L'état intriqué obtenu est de la forme :

FIGURE 3.1: *Courbe de la phase en fonction de la longueur d'onde dégénérée de conversion de fluorescence paramétrique [KWW⁺95]*



$|\Phi(\phi)\rangle$. La phase relative est fonction de la différence de phase entre les faisceaux de pompe aller et retour. Elle est aussi fonction de la phase de chacun des photons signal et complémentaire, phase acquise lors de leur propagation selon les 4 chemins empruntés. Elle est contrôlée par une cale piézo-électrique comme représenté dans le schéma expérimental. Des mesures de visibilités sont effectuées et dans le cas où l'un des deux polariseurs est fixé à $\theta_s = 0$, une valeur de 94 % est relevée. Dans les cas où $\theta_s = -\pi/4$ et $\theta_s = \pi/4$, les visibilités mesurées sont respectivement 99,8 % et 98 %. Ces résultats sont tous donnés avec soustraction des coïncidences accidentelles. L'équipe explique la dégradation de visibilité en base à 0 degrés par une distinguabilité spectrale provenant d'une différence de spectre entre les modes fibrés signal et complémentaire ou de la non-uniformité du cristal selon sa longueur. Des mesures du paramètre de Bell S sont effectuées et une valeur $S = 2,606$ est relevée.

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet un contrôle de phase grâce à la cale piézo-électrique. König et al. précisent même que leur système est stable et ne nécessite pas d'asservissement électronique afin de maintenir la cale piézo-électrique dans une position donnée. Afin d'éviter toute distinguabilité spatiale, les modes spatiaux pour les deux faisceaux signal doivent être égaux. Il en va de même pour les deux faisceaux complémentaires. Afin de satisfaire cette condition, il faut focaliser les faisceaux de pompe dans le cristal au même endroit et avec le même waist de part et d'autre de celui-ci. Il faut s'assurer que les longueurs des deux bras du trajet signal et complémentaire soient égales.

Bien que les visibilités et que le paramètre S soient inférieures aux valeurs obtenues dans le cas de la source de Kwiat et al. [CMA⁺13], il est important de noter qu'elle produit des photons non-dégénérés en fréquence.

Les sources présentées jusqu'à maintenant sont toutes basées sur de la génération de fluorescence paramétrique de type I. Elles nécessitent soit la mise en place de deux cristaux en série, soit le double passage par un cristal unique, afin de pouvoir générer un état intriqué de type $|\Phi\rangle$. Il est cependant possible d'obtenir un état intriqué de type $|\Psi\rangle$ en utilisant un seul cristal en simple passage. Pour cela, il faut générer de la fluorescence paramétrique en accord de phase de type II. Nous allons voir par la suite un exemple d'une telle source de photons intriqués.

FIGURE 3.2: *Dispositif expérimental de double pompe contrapropageante dans un cristal de PPLN [KMWA05]*

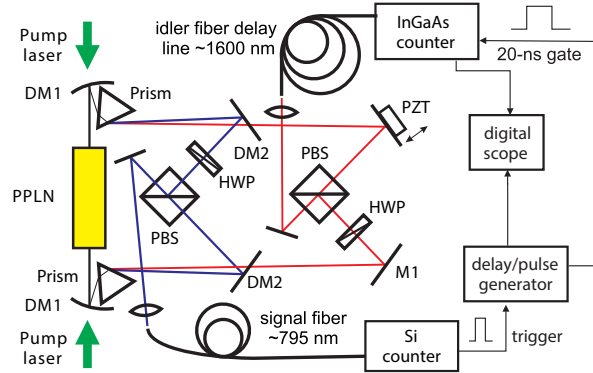


FIGURE 3.3: *Tableau récapitulatif des mesures effectuées du paramètre S pour les 4 états de Bell [KMWZ95]*

EPR-Bell state	$C(\theta_1, \theta_2)$	S^a
$ \psi^+\rangle$	$\sin^2(\theta_1 + \theta_2)$	-2.6489 ± 0.0064
$ \psi^-\rangle$	$\sin^2(\theta_1 - \theta_2)$	-2.6900 ± 0.0066
$ \phi^+\rangle$	$\cos^2(\theta_1 - \theta_2)$	2.557 ± 0.014
$ \phi^-\rangle$	$\cos^2(\theta_1 + \theta_2)$	2.529 ± 0.013

Comme je l'ai décrit dans le chapitre 1, dans un accord de phase de type II deux cônes sont émis et à leur intersection, on obtient un état intriqué en polarisation de type $|\Psi(\phi)\rangle$. L'équipe de Kwiat et al. [KMWZ95] présente une source de photons intriqués en polarisation basée sur un accord de phase de type II dans un cristal de BBO. Dans cette configuration un faisceau de pompe à 351,1 nanomètres génère un spectre de photons à la longueur d'onde centrale de 702 nanomètres.

Des mesures de courbes de visibilité ainsi que du paramètre de Bell sont rapportés pour les 4 états de Bell. La figure 3.3 rapporte les mesures du paramètre de Bell pour les 4 états et l'équipe annonce des visibilités excédant toutes les 97 %. Dans le cas d'une génération de type II, il faut prendre en compte le walk-off spatial dû à la biréfringence du cristal. Pour éviter que ce phénomène soit source de distingabilité entre les deux photons de la paire, des cristaux de compensation sont utilisés. La source en accord de phase de type II présentée, se classe comme comparable aux sources en accord de phase de type I. Avec une visibilité de 97% et un paramètre $S = 2,529$, elle se trouve tout aussi performante.

Il est intéressant de remarquer qu'il existe une source commerciale de la compagnie QuTools basée aussi sur la génération de fluorescence paramétrique en accord de phase de type I et II. Cette source permet d'obtenir des paires de photons intriqués en

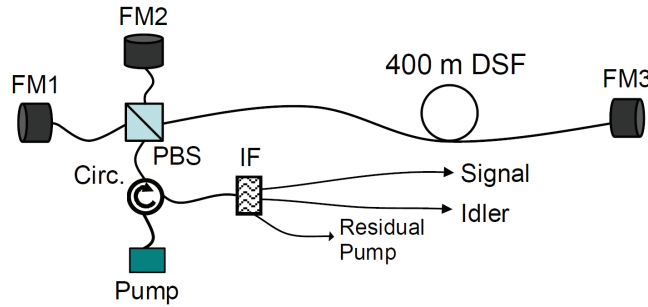
polarisation avec une visibilité de l'ordre de 96%. Deux modèles sont disponibles, l'un permettant l'obtention de paires à la longueur d'onde de 810 nm (accord de phase de type I et II possibles) et l'autre permettant l'obtention de paires non dégénérées (accord de phase de type I uniquement gamme de longueur d'onde allant de 750 à 850 nm). Cette source a deux grands avantages. Le premier est qu'elle est portable grâce à son installation sur breadboard et le deuxième est qu'elle est "plug and play". Elle ne nécessite que quelques réglages d'alignement au départ mais s'utilise ensuite très facilement et comprend une détection interfaçable avec un compteur de coïncidences intégré.

L'obtention d'intrication en utilisant des cristaux s'est montrée réalisable dans les types d'accord de phase I et II. Cependant dans la plupart des cas, ces paires de photons doivent être collectées dans des fibres optiques avant leur détection, ce qui limite les performances de la source à cause des pertes de couplage engendrées (pouvant aller de 2 à 3 dB). Une idée serait de pouvoir mettre en place une source complètement fibrée. Or, les fibres optiques sont centrosymétriques et présentent donc un coefficient non-linéaire $\chi^{(2)}$ nul, ce qui devrait empêcher la génération de paires de photons par fluorescence paramétrique. Nous allons voir dans la partie qui suit comment ces problèmes ont pu être surmontés pour réaliser la génération directe de paires de photons dans des fibres optiques.

3.1.2 Les sources fibrées

Dans cette section, deux méthodes sont rapportées pour réaliser une source de photons intriqués totalement fibrée : la première étant la génération par mélange à quatre ondes en $\chi^{(3)}$ et la deuxième étant la génération par fluorescence paramétrique en $\chi^{(2)}$ en fibre.

Liang et al. [LLL⁺06] présentent dans leur travaux une source basée sur le mélange à 4 ondes. Un signal de pompe impulsif (5 ps) polarisé à 45 degrés est réparti en composante horizontale P_H et verticale P_V . Il est obtenu à partir d'un laser fibré pulsé à 100 fs que l'on fait passer par une série de filtres en cascade de largeur de bande de 200 GHz et centrés à 1555,95 nm. Chacune de ces composantes génère une paire de photons dans une fibre à dispersion de 400 m qui présente un zéro de dispersion à 1556 nm. La symétrie de chemin entre le signal de pompe P_H et P_V ainsi que l'utilisation de miroirs de Faraday permettent de compenser les fluctuations de phase et polarisation pour stabiliser la source. L'état maximale intriqué obtenu est de type $|\Phi\rangle$. La figure 3.4 illustre le schéma de la source. Les photons signal et complémentaires sont collectés dans des filtres de largeur de bande égale à 200 GHz et respectivement centrés à 1550,92 et 1561,01 nm. Des courbes de visibilités obtenues en mesure d'interférence à deux photons sont rapportées pour 3 valeurs de puissance. On constate que la visibilité décroît lorsque la puissance croît, ce qui est expliquée par l'équipe, par le fait que les coïncidences accidentelles provenant des émissions de doubles paires croissent elles aussi avec la puissance. On relève des valeurs de 47,3% pour une puissance crête de 440 mW, 75,9% pour une puissance crête de 169 mW et 91,7% pour 110 mW. Seules les contributions de coïncidences accidentelles de bruit des détecteurs ont été soustraites. L'équipe mentionne qu'ils n'ont pas pu obtenir une meilleure valeur de visibilité, dues à la contribution de la

FIGURE 3.4: *Dispositif expérimental de l'expérience de Liang et al. [LLL⁺06]*

diffusion Raman aux coïncidences accidentelles.

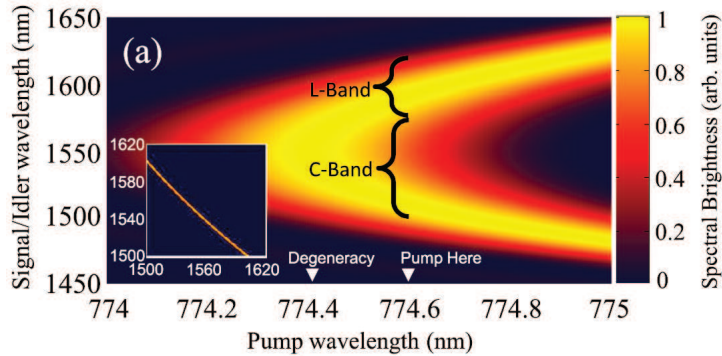
Fulconis et al. [FAO⁺07] présentent aussi une source de photons intriqués générés dans une architecture fibrée. Par mélange à 4 ondes, un signal de pompe impulsionnel (1,5 ps ; 82 MHz) à 708 nm génère une paire de photons signal et complémentaires respectivement à 583 nm et 900 nm. Le processus non-linéaire est généré dans une fibre à cœur creux. Ce type de fibre permet de choisir le zéro de dispersion en modifiant la taille du cœur. L'intrication est obtenue en superposant deux états de polarisation $|HH\rangle$ et $|VV\rangle$ dans une configuration d'interféromètre de Sagnac et l'équipe rapporte une valeur de fidélité de 0,89.

La deuxième méthode pour réaliser une génération de paires de photons en fibre, est basée sur la fluorescence paramétrique. Or ce procédé non-linéaire d'ordre 2, ne peut avoir lieu dans une fibre optique puisque la silice, amorphe est centro-symétrique et présente donc un coefficient non-linéaire $\chi^{(2)} = 0$. Cependant, une méthode expérimentale consistant à briser la centro-symétrie de la fibre, permet de rendre ce coefficient non nul. Ce procédé est appelé thermal poling et l'équipe de Kazansky et al. explique comment le réaliser [KPR95, PK97]. L'équipe de Bonfrate et al. [BPK⁺99] montre qu'il est possible de réaliser de la fluorescence paramétrique dans ce type de fibre.

C'est à la suite de ces travaux que Zhu et al. [ZTQ⁺12] proposent une source de photons intriqués en polarisation totalement fibrée, où les paires de photons sont générés par fluorescence paramétrique. Un faisceau de pompe impulsionnel (10 ps) centré à 774,6 nm, permet la génération en fibre d'une paire de photons intriqués, dont le photon signal appartient à la bande C (1500-1565 nm) et le photon complémentaire à la bande L (1567-1610 nm). L'accord de phase dans ce cas est de type II et l'intrication se fait lors de la génération des paires. L'état obtenu est de type $|\Psi\rangle$.

La figure 3.5 montre comment se répartissent spectralement les photons de la paire en fonction de la longueur d'onde de pompe et la figure 3.6 illustre le dispositif expérimental mis en place. Leur séparation est effectuée par des filtres WDM avant leur transmission dans des analyseurs de polarisation. L'équipe rapporte des visibilités sans correction de $97,4 \pm 2,1\%$ dans la base naturelle et de $97,3 \pm 2,1\%$ dans la base orthogonale. Une mesure de Bell donnant un paramètre $S = 2,74 \pm 0,04$ est

FIGURE 3.5: Dépendance spectrale des paires de photons générées en fonction de la fréquence de pompe [ZTQ⁺12]



rapportée par les auteurs, prouvant que leur source permet d'obtenir des paires fortement intriquées.

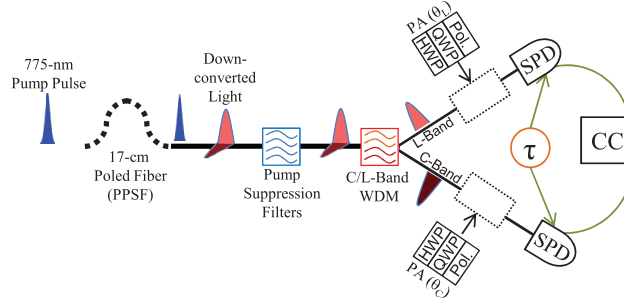
Nous avons vu pour les systèmes fibrés qu'il existe deux moyens de générer l'intrication : le mélange à 4 ondes et la fluorescence paramétrique. Pour le mélange à 4 ondes, la présence de la diffusion Raman altère énormément la visibilité. Dans l'article [LLL⁺06] on constate que la visibilité est limitée à 91,7%. L'article mentionne aussi le rôle des doubles paires dans la dégradation de la visibilité, mis en évidence par une courbe de visibilité en fonction de la brillance.

Dans les travaux de [LCL⁺06], cette limite de visibilité est levée et on atteint 98%. L'équipe justifie ceci par la dépendance de la diffusion Raman avec la température de la fibre, ces deux paramètres étant proportionnels. A noter que la valeur de 98% n'est atteinte que lorsque la fibre est maintenue à une température de 77 K.

A la différence des articles précédents, Zhu. et al. [ZTQ⁺12] montre qu'il est possible d'obtenir des visibilités de l'ordre de 97% et un paramètre de Bell $S = 2,74$, en génération de fluorescence paramétrique fibrée. Mises à part les hautes performances atteintes, ce protocole expérimental ne nécessite pas de régulation en température de la fibre et n'est pas sujet à du bruit supplémentaire provenant d'une diffusion Raman. Cependant, comme nous l'avons mentionné dans cette partie, la fluorescence paramétrique n'est obtenue que dans une fibre non-centrosymétrique, ce qui nécessite une technique de fabrication particulière.

Des sources fibrées compatibles avec une implémentation dans les réseaux de communication quantiques ont été démontrées. De plus, la possibilité d'opter pour un processus non-linéaire d'ordre 2 ou 3 apporte une richesse à ce type d'architecture. Dans la mesure où le filtrage de la pompe et des signaux parasites de type Raman sont efficacement filtrés en configuration fibrée, elles permettent de s'affranchir des problèmes d'alignement et de perte de couplage optique. Dans une perspective d'intégration, importante pour le futur des communications quantiques, nous abordons dans la partie suivante le cas des sources basées sur des guides d'onde.

FIGURE 3.6: *Dispositif expérimental de l'équipe de Zhu et.al. source totalement fibrée [ZTQ⁺12]*



3.1.3 Les sources basées sur les guides d'ondes

Takesue et al. [TFT⁺08] présentent une source de photons intriqués en polarisation générés par mélange à 4 ondes dans un guide d'onde de silicium. La figure 3.7 illustre le dispositif expérimental adopté. Un faisceau de pompe impulsif (90 ps) à la longueur d'onde de 1551,1 nm et polarisé diagonalement est séparé en deux composantes, l'une horizontale et l'autre verticale à l'aide d'un PBS. Les signaux à polarisations orthogonales entre eux, contrapropageants donnent lieu chacun à la génération d'une paire de photons corrélés. La longueur d'onde des photons signal et complémentaire qui sont séparés par un réseau de Bragg, est respectivement de 1547,9 nm et 1554,3 nm et leur bande passante est de 0,2 nm. Ces photons sont ensuite séparés par l'intermédiaire d'un démultiplexeur de type AWG avant de passer par un filtre passe bande de 0,8 nm afin de supprimer tous les photons de pompe. L'état intriqué obtenu est de type $|\Phi\rangle$. Les auteurs ne mentionnent pas la présence d'un terme de déphasage. Les pertes mesurées sur les voies des photons signal et complémentaires sont respectivement 15,7 dB et 12,6 dB. Takesue et al. rapportent des courbes de visibilités effectuées dans les bases à 0 degrés et à 45 degrés donnant des valeurs de visibilité respectives de $95,9 \pm 9\%$ et $82,9 \pm 7,1\%$ illustrées sur la figure 3.8, pour des brillances respectives de $1,1 \times 10^7$ paires/sec et $0,77 \times 10^7$ paires/sec.

Il n'est pas mentionné si ces valeurs sont corrigées ou pas. Les imperfections de polarisation dans les chaînes de transmission des photons signal et complémentaire seraient à l'origine de cette différence de visibilité entre les deux bases. Cette source présente cependant deux grands avantages. Un premier est que la bande de diffusion Raman est éloignée de 15,6 THz du faisceau de pompe ce qui empêche un recouvrement spectral pouvant être source de coïncidences accidentelles, comme dans le cas des sources de photons intriqués basées sur le mélange à 4 ondes en fibres. Le deuxième est que la source ne nécessite pas de contrôle thermique. Aucune mesure du paramètre de Bell n'est rapportée.

Herrmann et al. [HYT⁺13] rapportent une source de photons intriqués en polarisation basée sur la génération par fluorescence paramétrique dans un guide d'onde intégré de Ti:PPLN. L'intrication est obtenue à partir d'un accord de phase de type II. Les paires de photons signal et complémentaire sont non dégénérées en fréquence.

FIGURE 3.7: *Dispositif expérimental de la source de photons intriqués en guide d'onde de Takesue et.al.[TFT⁺08]*

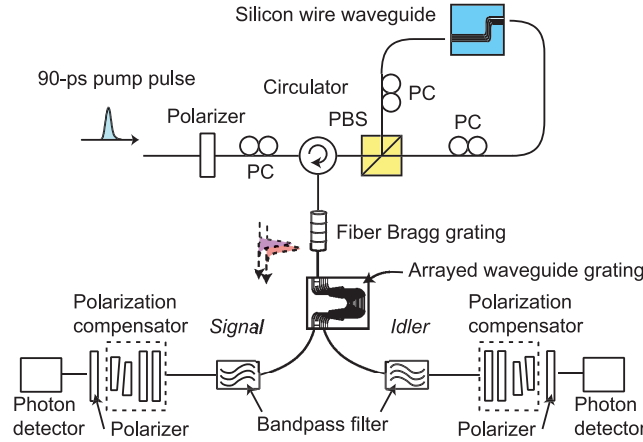
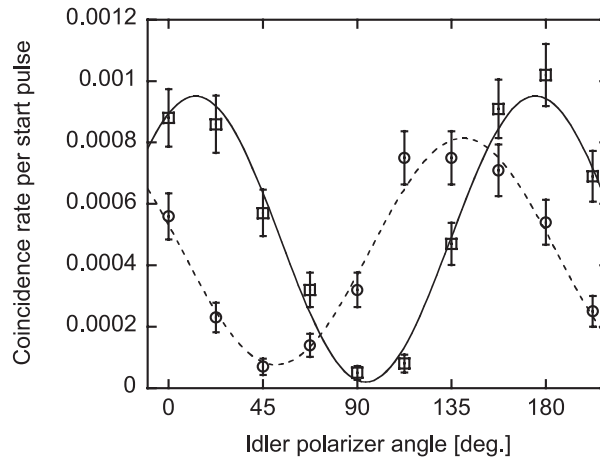
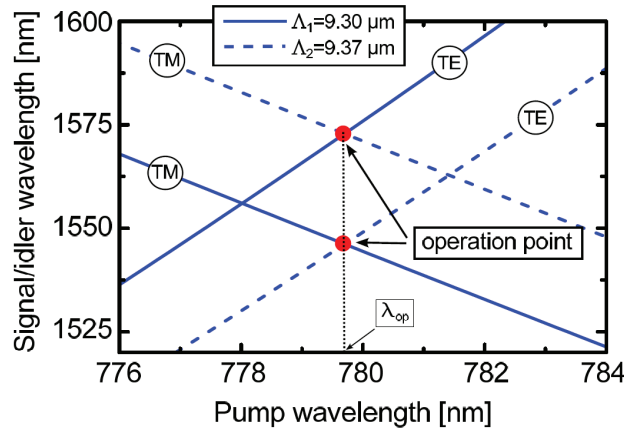


FIGURE 3.8: *Courbes de visibilité dans la base naturelle pour des valeurs d'angle du premier polariseur $\theta_s = 0$ $\theta_s = 45$ [TFT⁺08]*



Le guide d'onde est fabriqué de façon à exhiber deux périodicités de retournement, l'une avec un pas $\Lambda_1 = 9,30$ micromètres et la deuxième avec un pas $\Lambda_2 = 9,37$ micromètres. La longueur d'onde de pompe est choisie afin de pouvoir générer en même temps pour les deux périodicités de pas, des photons signal et complémentaires dans les modes de transmission TE et TM comme indiqué par la figure 3.9. Le faisceau de pompe pulsé à 200 ns est polarisé à 45 degrés. L'état obtenu intriqué est de la forme : $|\Psi(\phi)\rangle$. La phase ϕ est compensée par une fibre à maintien de polarisation placée après le guide d'onde de façon à aligner respectivement les modes TE et TM selon les axes rapide et lent de propagation de la fibre. L'ajout d'un Soleil-Babinet dans l'un des deux bras de détection permet de finement réajuster la phase. Les photons sont séparés à l'aide d'un démultiplexeur dont les deux canaux de sortie sont centrés à 1551 et 1571 nm avec une largeur de bande de 13 nm. Des visibilités dépassant les

FIGURE 3.9: Choix de la longueur d'onde de pompe optimale pour générer de l'intrication [HYT⁺13]



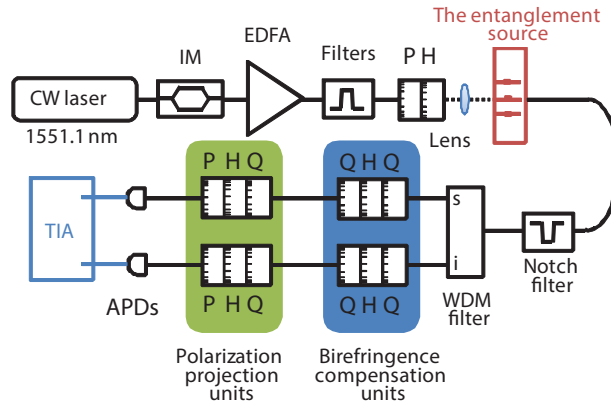
90 % ont été obtenues en plaçant un filtre passe bande dans l'une des deux voies de 0,5 nm de largeur (filtre passe bande consistant d'une fibre à réseau de Bragg et d'un circulateur). En réduisant la puissance de pompe, des visibilités nettes de 95 % ont pu être atteintes. Un paramètre de Bell S a été mesuré et une valeur de $2,57 \pm 0,06$ est rapportée. La brillance maximale atteinte est de $7 \times 10^3 \text{ paires}/(\text{secondes} \times \text{mW} \times \text{GHz})$.

Martin et al. [MIH⁺] rapportent eux aussi une source de photons intriqués en polarisation obtenus par fluorescence paramétrique de type II dans un guide d'onde de PPLN. A partir d'un faisceau de pompe continu à 655 nm, une paire intriquée dégénérée en fréquence est obtenue à 1310 nm avec une bande passante de largeur spectrale égale à 0,5 nm après filtrage. L'équipe rapporte des valeurs de visibilité brutes égale à 83,1% et attribuent la différence avec les valeurs nettes de 99% aux coïncidences accidentelles provenant uniquement des coups de bruits des détecteurs. De plus, elle rapporte une violation des inégalités de Bell avec un paramètre mesuré $S = 2,80 \pm 0,03$. La brillance maximale atteinte est de 750 paires/seconde.

Les architectures en guides d'ondes permettent d'obtenir des performances élevées, que ce soit par du mélange à 4 ondes ou par de la fluorescence paramétrique. L'article de [TFT⁺08] rapporte une visibilité de en base à 0 degrés de 95,9% et en base à 45 degrés de 83%, limitée par un mauvais réglage de polarisation signal et complémentaire. L'utilisation d'un guide d'onde de silicium mono-cristallin permet de shifter la bande Raman loin de celle des paires de photons produites et par conséquent donne un avantage par rapport au mélange à 4 ondes dans une fibre.

Herrmann et al. [HYT⁺13] rapportent des visibilités nettes de 95% ainsi qu'une nette violation des inégalités de Bell avec un paramètre $S = 2,57 \pm 0,06$. Martin et al. [MIH⁺] rapportent des visibilités nettes de 99% et une violation des inégalités de Bell avec un paramètre $S = 2,80 \pm 0,03$. Ces résultats ont été obtenus en génération de fluorescence paramétrique dans un guide d'onde de PPLN.

FIGURE 3.10: *Dispositif expérimental de l'équipe de Matsuda et.al. [MLJF⁺12]*



3.1.4 Les sources sur puce

Pour les trois types d'architectures abordées précédemment nous avons montré qu'il est possible d'obtenir des sources de photons intriqués présentant de bonnes performances. Avec l'ère des nanotechnologies et la maîtrise des différentes architectures permettant de réaliser de l'intrication, il devient important de concevoir des sources de photons intriqués de dimensions réduites. Les travaux suivants représentent les solutions proposées pour lesquels l'intégration est la plus poussée.

Matsuda et al. [MLJF⁺12] proposent une source de photons intriqués en polarisation sur puce. Deux guides d'ondes en silicium (chacun aux dimensions suivantes : 400 nm de large, 200 nm d'épaisseur et 1,5 mm de long) sont reliés par un rotateur de polarisation. La génération des paires de photons se fait par mélange à 4 ondes. Un faisceau de pompe impulsionnel (90 ps) à 1551,1 nm polarisé diagonalement permet de générer dans un guide une paire HH et dans l'autre une paire VV. La présence du rotateur de polarisation permet d'annuler les effets de walk-off générés par la forte biréfringence du guide d'onde. L'état intriqué obtenu est de la forme $|\Phi(\phi)\rangle$ où la phase dépend de la différence de longueur entre les deux guides d'ondes. Les photons signal et complémentaire sont séparés à l'aide d'un démultiplexeur où les chaînes attribuées (perte d'insertion 3 dB et largeur de bande 0,21 nm) sont respectivement centrées sur 1546,10 nm et 1555,95 nm avant de passer par des analyseurs de polarisation.

La figure 3.10 illustre le dispositif expérimental. L'équipe rapporte des résultats de tomographie et obtiennent une valeur de fidélité égale à 0,91.

Aucune courbe de visibilité ou mesure de Bell n'est mentionnée dans l'article.

Orieux et al. [OEL⁺13] présentent une source de photons intriqués en polarisation aux longueurs d'ondes télécom basée sur la génération de fluorescence paramétrique dans un guide d'onde semi-conducteur de AlGaAs. Un faisceau de pompe produit par un laser de Ti :Saph impulsionnel (3,5 ps) de longueur d'onde $\lambda_p = 759$ nm frappe la surface d'un guide d'onde multicouche de AlGaAs avec un angle θ générant deux paires de photons contrapropageants. Deux générations avec un accord de

phase de type II ont lieu simultanément. Dans un premier cas, le photon signal est polarisé horizontalement et le photon complémentaire verticalement et vice versa dans le second cas. Un état maximalelement intriqué est obtenu et est de la forme : $\frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle + |VH\rangle)$. En reconstruisant la matrice densité, les valeurs de fidélité brutes et nettes obtenues sont respectivement $F_{raw} = 0,83 \pm 0,04$ et $F_{net} = 0,87 \pm 0,03$. Le paramètre de Bell S obtenu sans correction est de $2,23 \pm 0,11$.

Les sources intégrées permettent d'obtenir de l'intrication soit par fluorescence paramétrique soit par mélange à 4 ondes. On relève respectivement des valeurs de visibilité de 90% [HYT+13] et 83% [OEL+13] dans l'un, puis de 0,91 [MLJF+12] dans l'autre. Ces sources permettent une implémentation dans des circuits d'optique intégré complexes, grâce à leur compacité.

Le tableau 3.1, permet de comparer les différentes sources qui ont été décrites dans cette section. En général on remarque que les cristaux massifs permettent d'obtenir les meilleures performances. Il est possible d'atteindre de hautes valeurs de visibilité pour différents cristaux, ce qui élargit le choix du matériau, et permet ainsi de choisir parmi des caractéristiques tel que le coefficient non-linéaire et la bande spectrale générée. Ces configurations présentent une souplesse au niveau du choix de l'état intriqué où il est facilement possible implémenter une génération de fluorescence paramétrique en type I ou type II.

Les guides d'onde présentent une homogénéité dans les résultats (on relève des valeurs de visibilité proches et supérieures à 95% pour deux processus non-linéaires différents) et offrent tout comme les systèmes totalement intégrés, un choix au niveau du processus non-linéaire. Même si les performances obtenues ne sont pas encore au niveau de celles des sources utilisant des cristaux, cette voie de recherche est capitale pour le futur des communications quantiques, afin de réduire les coûts et l'encombrement des dispositifs.

Dans le cas des sources fibrées, nous avons aussi le choix entre une génération par fluorescence paramétrique ou mélange à 4 ondes. Le premier choix donne des résultats comparables aux sources à cristaux. Cependant les fibres non conventionnelles utilisées, ne jouent pas en la faveur du choix fibré. La technique de cassure de la centro-symétrie est un protocole expérimental délicat.

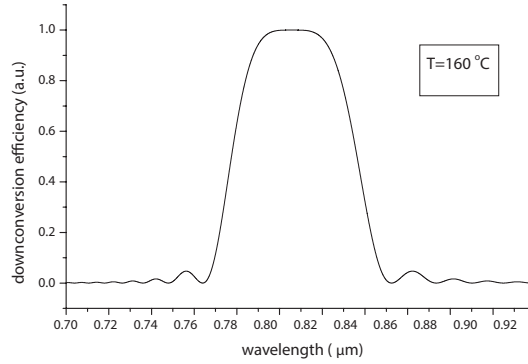
J'ai décrit dans cette section des sources dont les largeurs spectrales sont volontairement réduites par filtrage. Or je souhaite pour ma part exploiter la bande spectrale générée par fluorescence paramétrique en utilisant le démultiplexage : la bande attribuée à chaque utilisateur est alors limitée par la largeur spectrale d'un canal et le nombre d'utilisateurs desservis peut alors être d'autant plus important que la largeur spectrale produite par fluorescence est plus grande. C'est dans ce cadre que nous abordons la section suivante de l'état de l'art sur les sources large bande.

3.2 Les sources large bande

Nous souhaitons mettre en évidence la configuration qui sera la plus adaptée à une distribution multiutilisateur. Ceci nécessite en premier lieu une génération de paires de photons non dégénérées en fréquence afin de pouvoir attribuer une bande

TABLE 3.1: Tableau récapitulatif des sources présentées, CW : faisceau de pompe continu, F : fidélité, SPDC : Fluorescence paramétrique, FWM : Mélange à 4 ondes, WaveG : Guide d'onde, Integ : Source intégrée, $\Delta\lambda$: largeur spectrale, les valeurs suivies d'un astérisque sont corrigées (ceci indique pour les visibilitées et pour le paramètre S que les coïncidences accidentelles ont été déduites)

Référence Biblio	Type	Pompe (régime temporel) [nm]	Puissance (mW)	V_0	V_{45}	F	S	Brillance paires/sec	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_s, λ_i (nm)
[CMA+13]	BBO SPDC I	355 (5ps,120MHz)	10	99,7%	99,5%		$2,827 \pm 0,017$	-	20	710
[KMWA05]	PPLN SPDC I	532 (CW)	1	94%	98%		-	$6,2 \times 10^{4*}$	3	(795,1609)
[KMWZ95]	PPLN SPDC II	351,1 (CW)	150	97,8%	97,8%		$2,6489 \pm 0,0064$	-	5	702
[LLL+06]	Fibrée FWM	1555,95 (5ps, 50MHz)	0,11 0,042 0,028	47,3 % 75,9 % 91,7 %	47,3 % 75,9% 91,7%	- - -	- - -	350 32,7 7,5	1,6	(1551,1561)
[FAO+07]	Fibrée FWM	708 (1,5ps, 82MHz)	6	-	-	0,89	-	6×10^3	-	(583,900)
[LCL+06]	Fibrée FWM	1538 (5ps,75MHz)	0,05 (300 K) 0,05 (195 K) 0,075 (77 K)	91% 95% 98%	91% 95% 98%	- - -	$2,22 \pm 0,06$ - $2,76 \pm 0,09$	- 8,4 12,83	1	(1544,1554)
[ZTQ+12]	Fibrée SPDC	775 (10ps,81,6MHz)	-	97,4 %	97,3%	0,93	$2,74 \pm 0,04$	0,73	100	bandes (C,L)
[HYT+13]	WaveG SPDC	780 (200ns)	6 (peak)	95 %	95%	-	$2,5 \pm 0,06$	1×10^3	13	(1551,1571)
[MIH+]	WaveG SPDC	655 (CW)	2,5	83,1 %	83,1 %	-	$2,80 \pm 0,03$	750	0,5	1310
[TFT+08]	WaveG FWM	1551,1 (90ps,100MHz)	60 (peak)	95,9 %	82,9 %	-	-	-	0,2	(1548,1554)
[MLJF+12]	Integ FWM	1551,1 (90ps,100MHz)	100 (peak)	-	-	0,91	-	-	0,21	(1546,1556)
[OEL+13]	Integ SPDC II	759 (3,5 ps,76 MHz)	1 (peak)	-	-	0,83	$2,23 \pm 0,11$	0,15	1,2	1518

FIGURE 3.11: *Bande passante des photons générés*

de fréquence spécifique à chaque utilisateur. En considérant par exemple (ce sera le cas de notre configuration expérimentale : voir chapitre 4 et chapitre 5) des démultiplexeurs dont la largeur des canaux est de 100 GHz, une source pouvant desservir 8 couples d'utilisateurs doit présenter une largeur spectrale d'au moins 15 nanomètres.

Dans l'article de Shi et al. [SZG⁺07] une bande passante de plus de 50 nm pour les photons générés est obtenue, comme illustré par la figure 3.11. Ces photons ont été générés avec un cristal de PPKTP en fluorescence paramétrique accordée en phase de type I. La longueur d'onde de pompe de 402,8 nm permet la génération d'un spectre de photons corrélés centré à 805,6 nm. Ce cas est similaire aux travaux de thèse de Smirr [Smi10] où à partir d'un cristal unique de PPLN en simple passage, une bande de fluorescence paramétrique de 100 nm est obtenue.

Un exemple de génération large bande fibrée, cité dans la partie précédente, a été démontré par l'équipe de Zhu et al. [ZTQ⁺12]. L'avantage de cette technique est que la bande émise est intrinsèque à la fluorescence paramétrique dans la fibre. Cette configuration est analogue au principe du simple passage dans un cristal. La figure 3.12 montre les courbes de visibilité obtenues pour trois paires de photons non dégénérés signal et complémentaire. Nous abordons maintenant les travaux pour lesquels une technique spécifique d'élargissement de la bande de fluorescence a été mise en place.

Zhou et al. [ZJDS12] décrivent une source de photons intriqués en polarisation de type II, basée sur un phénomène appelé Extended Phase Matching. Le cristal utilisé pour la génération de la fluorescence paramétrique est du PPKTP. En plus de l'accord de phase décrit précédemment dans le chapitre 1 où δ_k est nul, la dérivée en fréquence de la condition d'accord de phase δ'_k est elle aussi nulle. Ceci permet de se placer à la dégénérescence ($\lambda_s = \lambda_i$) pour une large gamme de fréquence de pompe, en effectuant de légères variations sur la valeur de la température du cristal. Ainsi dans ce cas, nous n'obtenons pas une source large bande pour une seule longueur d'onde de pompe. C'est en variant celle-ci que l'on constate que pour 60 nm de largeur spectrale, l'intrication est bien présente. Il s'agit donc plutôt d'une source accordable. La figure 3.13 décrit l'évolution du paramètre S en fonction de la longueur d'onde des photons in-

FIGURE 3.12: Schéma représentant les visibilités obtenues pour trois couples différents de paires de photons signal et complémentaire [ZTQ⁺12]

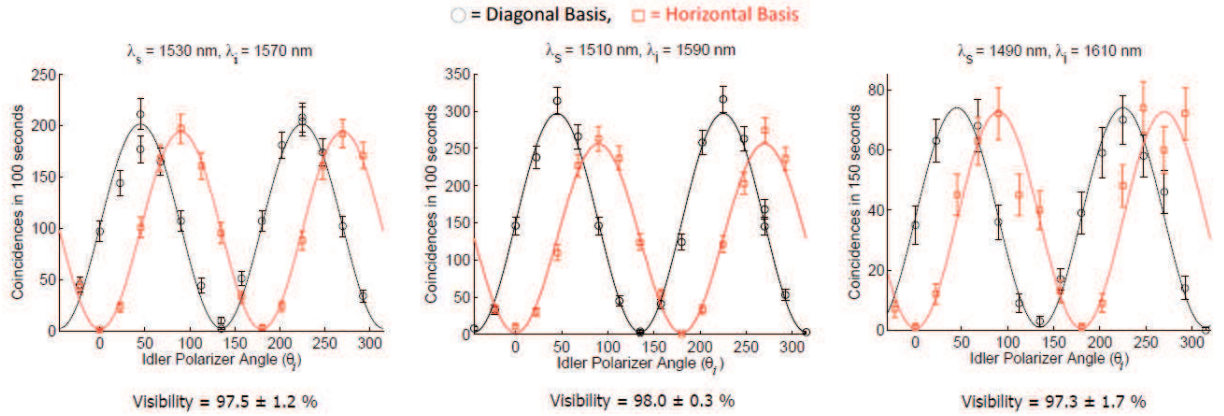
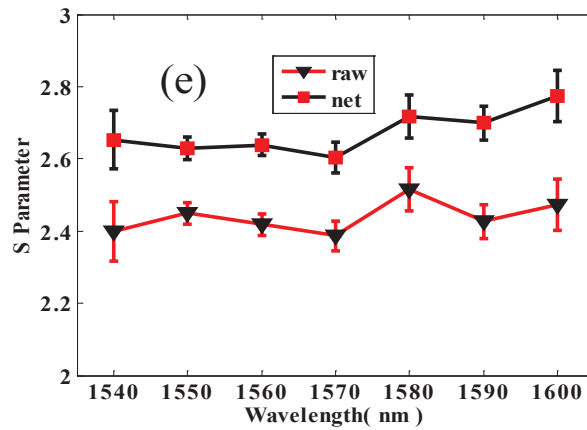


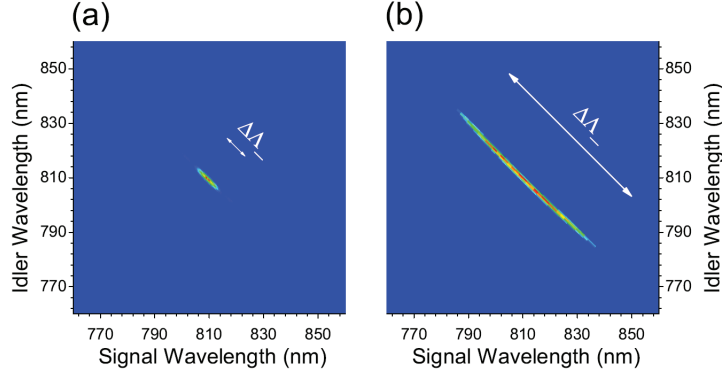
FIGURE 3.13: Mesure du paramètre de Bell S (brut et corrigé) sur une gamme de longueur d'onde de 60 nm. Graphe tiré de [ZJDS12]



triqués, prouvant bien une violation des inégalités de Bell pour toute la bande générée.

Hendrych et al. décrivent une source de paires de photons basée sur la fluorescence paramétrique [HSV09] et montrent qu'il est possible d'élargir la bande spectrale générée en introduisant une dispersion angulaire permettant de modifier la vitesse de groupe des photons et la dispersion de vitesse de groupe des ondes interagissantes. Expérimentalement ceci est obtenu en plaçant le cristal entre deux éléments optiques qui introduisent de la dispersion angulaire, tel qu'une paire de prismes ou de réseaux de diffraction. La dispersion angulaire est dépendante de l'angle ξ_p formé entre le front d'onde et la normale par rapport à la direction de propagation. Cette méthode est indépendante du choix du milieu non-linéaire et s'applique à n'importe quel cristal non-linéaire et à n'importe quelle gamme de longueurs d'onde. Ceci permet donc d'opter pour des cristaux à fortes non-linéarité afin d'augmenter le rendement du processus non-linéaire. Dans ce cas, le cristal utilisé est un BBO de type II. La figure

FIGURE 3.14: Mesure du paramètre antidiagonal $\Delta\Lambda_-$ dans le cas d'un angle de tilt ξ_p nul (a) et dans le cas d'un angle de tilt ξ_p égal à 38 degrés (b) (angle formé entre le front d'onde et la normale à la direction de propagation). Graphe tiré de [HSVT09]



3.14 illustre le contraste entre deux cas d'angles d'inclinaison différents. Dans un premier cas pour un angle nul, on relève une composante $\Delta\Lambda_-$ avec l'écart de pompe $\Lambda_- = (\Lambda_s - \Lambda_i)/\sqrt{2}$ qui a une valeur approximative de 7,5 nm. Dans un deuxième cas, avec un angle $\xi_p = 38$ degrés on observe une augmentation de cette bande passante et on obtient $\Delta\Lambda_- = 52$ nm. La figure 3.15 divisée en 4 parties, montre pour chacun de ces cas le nombre de coups (a) et (b) en fonction de la longueur d'onde ainsi que le nombre de coïncidences (c) et (d) relevés en fonction de la bande passante $\Delta\Lambda_-$. On observe la préservation du nombre de coïncidences sur la large bande, ce qui montre que cette équipe a réussi à élargir la bande passante des photons générés. Cependant l'intrication n'a pas été réalisée avec cette source.

Un article de Fraine et al. [FMS⁺12] montre qu'il est possible à partir d'un cristal en quasi-accord de phase, dont la périodicité d'inversion du moment dipolaire croît en fonction de la longueur, d'augmenter la largeur spectrale des photons générés par fluorescence paramétrique. La bande passante relevée est de 125 nm et le processus de fluorescence paramétrique généré est en accord de phase de type II, et aux longueurs d'onde télécom, dans un cristal de PPKTP. Des courbes d'interférences en fonction de la différence de vitesse de groupe entre les deux polarisations sont données. Pour une brillance de 55 paires/seconde, des visibilités de 70 % et 76 % sans correction sont mesurées pour des températures du cristal respectives de 25 et 125 degrés dans la base à 45 degrés.

Une autre méthode présentée par Okano et al. [OOT⁺12] consiste à placer plusieurs cristaux de BBO en série, chacun tilté d'un angle θ_i (angle entre l'axe optique et la direction du faisceau incident de pompe) différent d'un cristal à l'autre. Cette différence d'angle implique pour chaque cristal un changement dans le spectre d'émission des photons dans une direction donnée dû à des variations sur les conditions d'accord de phase. La fluorescence paramétrique générée par les cristaux constituera une addition spectrale permettant ainsi d'élargir la bande passante du processus. Pour une longueur d'onde de pompe de 808 nm, [OOT⁺12] rapportent une bande passante de 160 nm (73 THz) dans le cas de deux cristaux de BBO, au lieu de 75

FIGURE 3.15: Mesure du nombre de coups en fonction de la longueur d'onde pour (a) un angle de tilt ξ_p nul et (b) égal à 38 degrés, ainsi que mesure de coïncidences en fonction de la l'écart de pompe Λ_- dans le cas d'un angle de tilt ξ_p nul (c) et dans le cas d'un angle de tilt ξ_p égal à 38 degrés (d). Graphe tiré de [HSVT09]

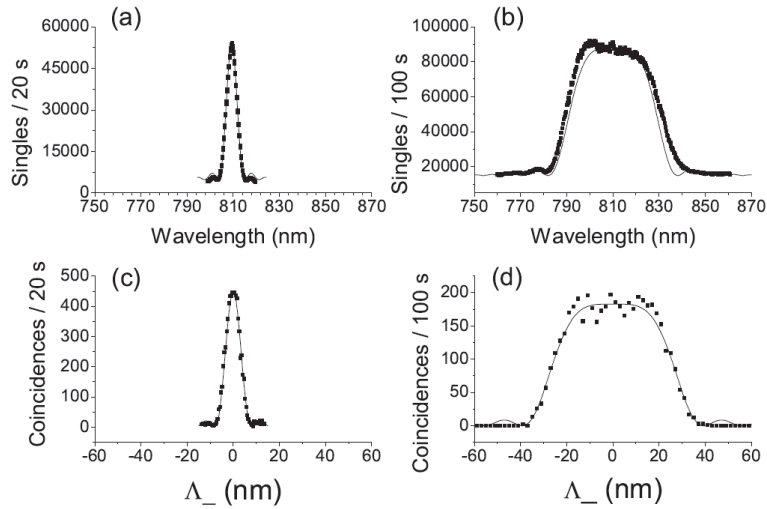


FIGURE 3.16: Schéma représentant trois cristaux de BBO tiltés respectivement de θ_a , θ_b et θ_c

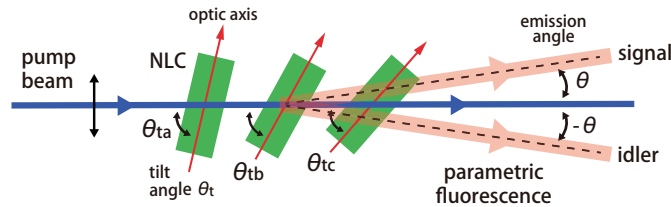
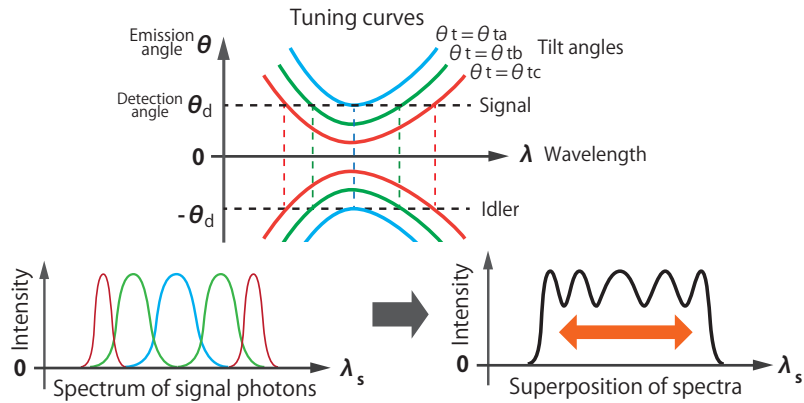


FIGURE 3.17: Représentation de la contribution spectrale de chaque cristal



nm (34 THz) dans le cas d'un cristal unique.

L'utilisation de 4 cristaux de BBO comme suggéré permet d'obtenir une bande passante de 215 nm (100 THz). La figure 3.16 est une représentation de trois cristaux tiltés respectivement d'un angle θ_a , θ_b et θ_c . La figure 3.17 montre la contribution de chacun de ces cristaux à la bande spectrale des photons générés, et par conséquent l'augmentation de la bande passante. Le point important présenté est qu'il est possible par un moyen simple mais cependant relativement coûteux, d'augmenter la bande passante d'émission des photons générés, en s'assurant de conserver la condition d'accord de phase pour chacun des cristaux.

En résumé, nous avons montré que diverses techniques permettaient d'élargir la bande des sources à base de cristaux massifs.

La génération en large bande a été montrée réalisable dans les cristaux massifs et les systèmes fibrés. Je souhaite montrer en dernier, un exemple de génération de paires de photons à large bande dans des guides d'ondes. Dans cet article de Tanzilli et al. [TDRT⁺01], un faisceau de pompe à la longueur d'onde de 657 nm est focalisé dans un guide d'onde PPLN, porté à 100 degrés pour se placer dans la condition de quasi accord de phase. Les photons générés occupent un spectre d'environ 30 nm centré à 1314 nm. Cet article permet ainsi de confirmer qu'il est bien possible dans une architecture de guide d'onde, de générer de la fluorescence paramétrique en large bande.

Cette deuxième section de ce chapitre a permis de montrer qu'il est possible d'arriver à faire des sources large bande à partir de différentes configurations. Ceci donne le choix à un utilisateur au niveau de la conception. Le tableau 3.2 est un récapitulatif des différents travaux permettant d'aboutir à une source large bande. On remarque bien qu'afin d'obtenir les bandes les plus larges, les sources basées sur les cristaux massifs donnent les meilleurs résultats avec des largeurs de bande pouvant aller de 50 à 215 nm.

Nous avons montré que différentes techniques plus ou moins complexes pouvaient être mises en œuvre pour étendre la largeur spectrale de la fluorescence paramétrique. Cette possibilité ouvre des perspectives importantes d'économie de ressources si un grand nombre d'utilisateurs peuvent effectivement être desservis par une source unique de paires de photons intriqués. Mais la condition première à la réalisation de cet objectif est que l'opération de démultiplexage reste compatible avec les corrélations quantiques associées à la fluorescence paramétrique. Ceci peut être démontré avec un nombre de canaux relativement modeste. C'est pourquoi nous avons choisi pour ce premier démonstrateur, de nous en tenir à une configuration simple à un cristal de PPLN, basée sur les travaux de thèse de Smir [Smi10]. Pour réaliser l'intrication en polarisation, nous avons mis en place une configuration en double passage à partir d'un interféromètre de Michelson. Nous allons maintenant voir les différents travaux faisant l'objet d'une distribution de paires de photons intriqués par démultiplexage en longueur d'onde.

TABLE 3.2: Tableau récapitulatif des moyens d'obtenir des sources large bande, CW : faisceau de pompe continu, SP : Simple Passage, EPM : Extended Phase Matching, DA : Dispersion Angulaire, PC : Périodicité Croissante, CS : Cristaux en Série, SPDC : Fluorescence paramétrique

Référence Bibliographique	Type	Source	Pompe (Régime Temporel) [nm]	Puissance (mW)	$\Delta\lambda$ (nm)	V_0	V_{45}	S	Brillance (paires/sec)
[SZG ⁺ 07]	SP	PPKTP	402,8 (CW)	3,58	50	-	-	-	$7 \times 10^{4*}$
[ZJDS12]	EPM	PPKTP	779 (CW) 800 (CW)	190 190	60	89,83% 87,6%	79,89% 87,3%	$2,4 \pm 0,03$ $2,45 \pm 0,06$	2,9 2,4
[HSVT09]	DA	BBO	810 (1ps)	-	52	-	-	-	-
[FMS ⁺ 12]	PC	PPKTP	775 (CW)	-	125	-	-	-	50
[OOT ⁺ 12]	CS	BBO	808 (CW)	100	215	-	-	-	-
[ZTQ ⁺ 12]	SPDC	Fibre	775 (10ps,81,6 MHz)	-	100	97,4 %	97,3 %	$2,74 \pm 0,04$	0,73
[TDRT ⁺ 01]	SPDC	Guide D'onde	657 (CW)	1×10^{-3}	30	-	-	-	-

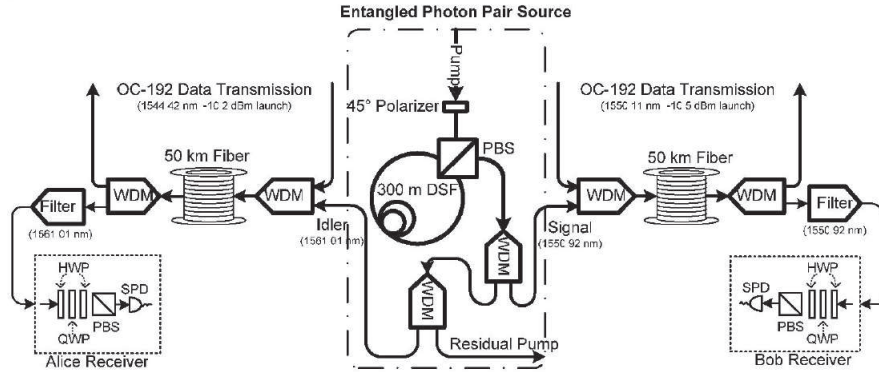
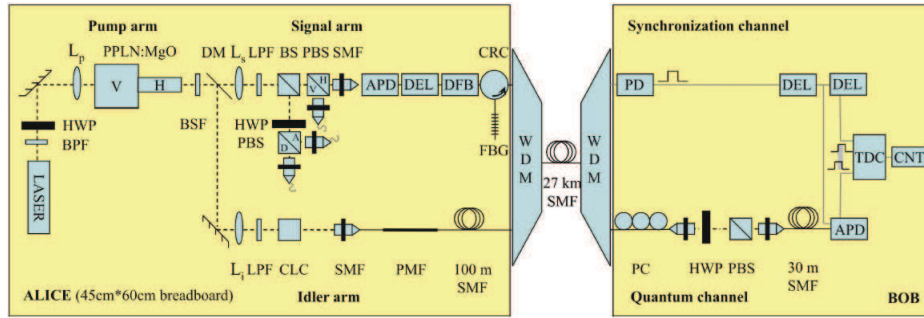
3.3 La distribution de photons intriqués par démultiplexage

Dans cette dernière sous section je présente les sources de photons intriqués en polarisation où la distribution des paires se fait par démultiplexage en longueur d'onde. Cette partie qui se rapproche le plus de mon travail expérimental me permettra de présenter mes objectifs et de situer mes travaux en complémentarité des autres études publiées.

Liang et al. [LLCK06] décrivent une expérience permettant de vérifier la coexistence entre un signal quantique provenant d'une source de photons intriqués en polarisation et un signal classique de données. Dans ce cas décrit par la figure 3.18, les paires de photons intriqués signal à 1550,92 nm et complémentaire à 1550,92 nm sont chacune multiplexées à un signal de données de type pseudo random bit sequence (PRBS) aux longueurs d'onde respectives de 1550,11 et 1544,42 nm. Les photons sont générés par mélange à 4 ondes dans une fibre à dispersion, et l'intrication est réalisée en envoyant un signal de pompe polarisé diagonalement dans cette fibre, générant des paires dont les photons ont une polarisation identique. L'état intriqué obtenu est de la forme : $|\Phi(\Phi)\rangle$. Les démultiplexeurs utilisés présentent des canaux de largeur égale à 100 GHz, et aucune donnée supplémentaire n'est fournie sur leur technologie. Le multiplexage du photon signal à 1550,92 nm avec un signal classique à 1550,11 nm a été effectué dans le but d'étudier l'influence du crosstalk entre deux canaux adjacents. Les signaux passent ensuite de chaque côté dans 50 kilomètres de fibre avant de se séparer de nouveau par démultiplexage. Les photons signal et complémentaire sont ensuite détectés à l'aide d'analyseurs de polarisation et une courbe de visibilité est tracée. L'équipe rapporte une visibilité d'interférence à deux photons (TPI : Two Photons Interference) de 90 % en ne soustrayant que les coïncidences de bruit des détecteurs. Les bases de mesure de la visibilité ne sont pas mentionnées. Il faut rappeler que l'intrication n'est prouvée que si les visibilités dans les deux bases sont chacune supérieures à 71%. Les travaux de Liang et al. montrent la possibilité d'implémenter une chaîne classique avec une chaîne quantique sans risquer de détruire l'intrication entre les paires de photons. Cela permet de s'affranchir de l'idée d'avoir à dédier une architecture séparée aux cas classique et quantique.

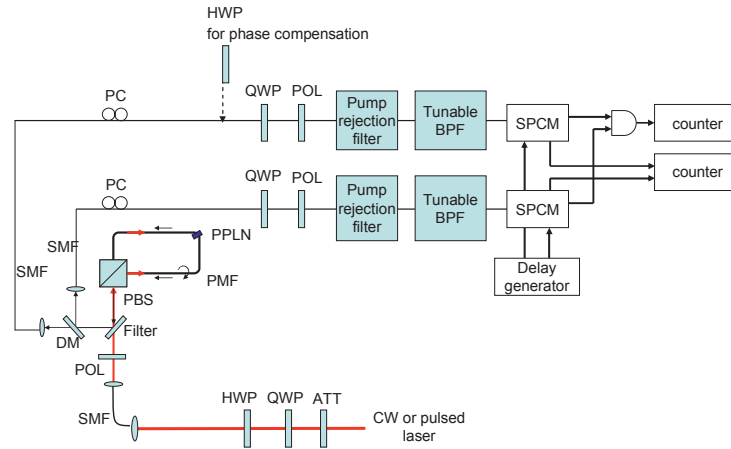
Sauge et al. [SSAS⁺07] proposent une source de photons intriqués en polarisation basée sur la génération dans deux cristaux en série, dont les axes optiques sont orthogonaux. Un faisceau de pompe continu à 532 nm permet de la création d'une paire de photons non dégénérés aux longueurs d'onde 809 nm et 1555 nm. Ce faisceau a une polarisation diagonale de façon à obtenir une équiprobabilité de génération dans les 2 cristaux. L'état intriqué obtenu est de la forme $|\Phi(\phi)\rangle$. Les photons signal et complémentaire sont séparés par un miroir dichroïque et la phase ϕ est compensée par un cristal biréfringent de calcite. La figure 3.19 rapporte le dispositif utilisé.

Dans cette expérience, seulement une des deux voies comprend une transmission par WDM, la voie du photon complémentaire. Trois expériences sont rapportées. Dans un premier cas, la source est optimisée afin de ne générer que des paires de photons dans un seul cristal et une visibilité de 93 % est mesurée. Dans cette mesure les

FIGURE 3.18: *Dispositif expérimental de l'expérience de Liang et al.[LLCK06]*FIGURE 3.19: *Dispositif expérimental de l'expérience de Saugé et al.[SSAS⁺07]*

photons complémentaire ne passent pas par une longueur de fibre supplémentaire ni par un WDM mais sont détectés directement comme les photons signal. Dans une deuxième mesure, les deux cristaux sont pompés et les photons complémentaires passent cette fois par 100 mètres de fibre, mais toujours sans passer par un démultiplexeur. Le signal de synchronisation permettant de déclencher les détecteurs est envoyé dans un câble coaxial séparément. Les résultats de visibilité obtenus sont $V_H = 94\%$, $V_V = 90\%$ en base à 0 degrés et $V_D = 87\%$, $V_A = 89\%$ en base à 45 degrés. La différence entre les deux bases est attribuée à une imperfection d'alignement des polarisations. La troisième mesure effectuée a consisté à multiplexer le signal de synchronisation avec les photons complémentaires sur une longueur de fibre de 27 km et de tracer des courbes de visibilité. Les valeurs obtenues sont $V_H = 85\%$, $V_V = 85\%$ en base à 0 degrés et $V_D = 83\%$, $V_A = 85\%$ en base à 45 degrés. La diminution de ces chiffres provient selon les auteurs d'un résidu du signal de synchronisation provenant d'un crosstalk entre les deux canaux adjacents, problème pouvant être résolu selon eux par un espacement intercanal plus grand (il est de 0,8 nm dans l'expérience réalisée).

Lim et al. [LYTK08] proposent une source large bande de photons intriqués en polarisation compatible avec une distribution par démultiplexage. Dans ce cas de figure, un état intriqué $|\Phi(\phi)\rangle$ est créé dans un guide d'onde de PPLN à partir d'un faisceau de pompe à 775 nm. La phase ϕ inconnue mais constante est compensée par

FIGURE 3.20: *Dispositif expérimental de Lim et al. [LYTK08]*

une lame demi-onde. Les photons signal et complémentaire générés sont séparés à l'aide d'un miroir dichroïque à double traitement (haute transmission entre 1500 et 1550 nm et haute réflectivité entre 1550 et 1585 nm). Des filtres accordables sont placés avant les détecteurs afin de séparer les photons selon leur longueur d'onde comme illustré par la figure 3.20. Les mesures effectuées par l'équipe consistent à évaluer la fidélité de la source sur une plage de longueur d'onde pour montrer que l'implémentation ultérieure d'un WDM à la place d'un filtre accordable est possible. La figure 3.21 représente l'évolution de la fidélité en fonction du numéro des canaux, mesurée en reconstruisant la matrice densité. Cette simulation de démultiplexage permet de confirmer la possibilité de réaliser une distribution d'intrication large bande à partir d'une source unique.

Les travaux présentés ensuite ont été publiés en 2013 et correspondent donc à des études concomitantes à celle de cette thèse, prouvant ainsi un grand intérêt de la communauté internationale pour ce sujet.

Zhou et al. [ZJD⁺13] présentent une source de photons intriqués en polarisation basée sur une génération dans un cristal de PPKTP en accord de phase de type II. Un faisceau de pompe de titane-saphire continu accordable entre 756 et 870 nm permet de générer pour une fréquence de pompe donnée des paires de photons intriqués dont on confine la bande spectrale à 2 nm après passage par une chaîne de 200 GHz du WDM utilisé. La différence de vitesse de propagation entre photons signal et complémentaire est compensée par un second cristal de PPKTP.

L'état intriqué obtenu est la forme $|\Psi(\phi)\rangle$ où la phase ϕ provient de la différence de longueur d'onde entre photon signal et complémentaire et est compensée par un retardateur optique fibré. La séparation des photons se fait au sein d'un démultiplexeur de largeur de canaux 200 GHz de façon déterministe, selon la longueur d'onde des photons à l'entrée. L'équipe montre l'accordabilité de leur source en variant la longueur d'onde de pompe et en mesurant la visibilité associée dans les bases à 0 et 45 degrés. Cependant les deux canaux doivent toujours être séparés de moins de 2 nm, valeur de la bande spectrale du processus de fluorescence paramétrique généré.

FIGURE 3.21: Courbe de la fidélité de la source en fonction du numéro de canal (a) cercle vide cas continu (b) cercle rempli cas pulsé [LYTK08]

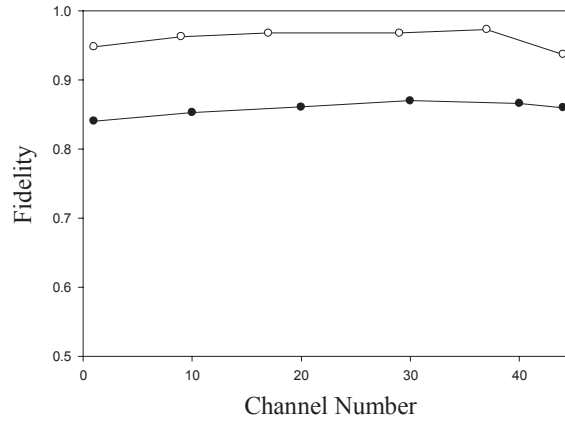
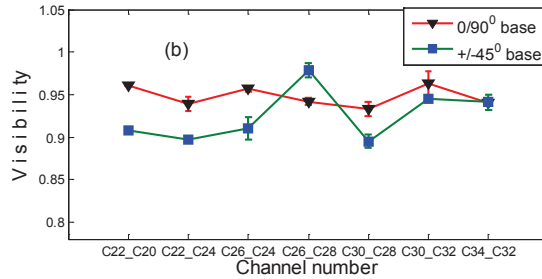


FIGURE 3.22: Courbes de visibilité en base à 0 et 45 degrés en fonction des paires de canaux [ZJD⁺13]



La figure 3.22 montre une visibilité supérieure à 90% (valeurs sans correction) pour plusieurs couple de canaux. Le paramètre de Bell est mesuré dans le cas de la paire de canaux 32 et 34 et une valeur $S = 2,63$ est trouvée montrant bien une forte intrication.

Herbauts et al. [HBP⁺13] rapportent un exemple de distribution par démultiplexage en longueur d'onde de paires de photons intriqués en polarisation, générés dans des guides d'onde. A partir d'un faisceau de pompe continu à 775 nm, 2 guides d'ondes de $LiNbO_3$ utilisés en quasi-accord de phase de type 0, sont disposés dans un interféromètre de Mach-Zehnder afin de générer de l'intrication. Le spectre des paires de photons obtenu, d'une largeur de 70 nm, est centré à 1550 nm. Ces guides d'onde ne génèrent que des paires à polarisation verticale. Or à la sortie de ces derniers sont placées deux fibres à maintien de polarisation qui se recombinaient sur un séparateur de polarisation fibré. L'une des deux fibres à maintien de polarisation est tournée de 90 degrés afin d'obtenir une polarisation de sortie horizontale. La recombinaison donne lieu à un état intriqué de la forme : $|\Phi(\phi)\rangle$ où ϕ est la phase accumulée dans l'interféromètre. Un filtre de type Add-Drop de 13 nm de largeur de bande, centré à 1550 nm est placé après le PBS séparant ainsi le faisceau de pompe à 775 nm des paires de photons générées. Ce faisceau de pompe est injecté dans une photodiode

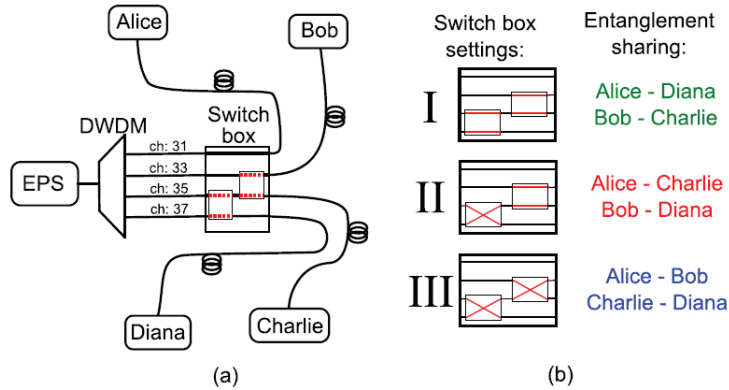
FIGURE 3.23: *Tableau récapitulatif des mesures effectuées par Herbauts et al. [HBP⁺ 13]*

Entangled channels central wavelengths [nm]	Coincidence rate [c/s]	Fidelity	Fidelity without background	Purity	Purity without background
33 - 35 1550.92 - 1549.32	460	0.93	0.99	0.87	0.99
31 - 37 1552.52 - 1547.72	450	0.92	0.98	0.89	0.98
29 - 39 1554.13 - 1546.12	480	0.93	0.99	0.88	0.99
27 - 41 1555.75 - 1544.53	430	0.93	0.98	0.88	0.99

après passage par un polariseur linéaire permettant de transformer les fluctuations de phase en fluctuation d'intensité. La photodiode est connectée à un ordinateur qui est lui même applique un tension à un extenseur de fibre optique dans le but de modifier sa longueur. L'ordinateur permet de varier la longueur de la fibre de façon à maintenir la valeur de la phase ϕ comme souhaité, par différence de chemin optique dans l'interféromètre. Pour le reste de leurs travaux, Herbauts et al. choisissent une valeurs $\phi = 0$ rendant l'état $|\Psi\rangle$ maximalelement intriqué. Les paires de photons sont ensuite distribuées par des démultiplexeurs à 8 canaux de sortie, comportant un espacement intercanal de 200 GHz et une largeur de bande par canal de 62 GHz (0,5 nm). La fréquence centrale du spectre des photons générés permet de réaliser une distribution entre 4 couples de canaux qui sont ITU(33,35), ITU(31,37), ITU(29,39) et ITU(27,41). Des mesures de tomographie sont rapportées dans la figure 3.23 avec des valeurs de pureté de l'état obtenu, pour chaque couple de canaux testés, ainsi que les brillances correspondantes. L'équipe obtient des valeurs de allant de 0,92 à 0,93 pour les 4 couples de canaux montrant une égalité de qualité de distribution. Les valeurs corrigées consistent principalement à une soustraction des coïncidences accidentelles provenant de phénomènes non-linéaires supérieurs à l'ordre 2.

L'équipe rapporte en deuxième lieu une modification du dispositif expérimental où le filtre Add-Drop ainsi que le WDM utilisés sont tous deux remplacés par un CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexing). A la différence d'un démultiplexeur classique, les CWDM sont des composants qui fournissent des canaux de sortie avec des bandes passantes et des espacements intercanal de plusieurs dizaines de nanomètres. Dans ce cas, chaque canal comporte une bande passante de 13 nm. Pour une brillance de 200 coups/sec, l'équipe rapporte des visibilités brutes respectives de $V_1 = 86,8\%$ et $V_2 = 87,5\%$ respectivement pour les couples de canaux (1531 nm, 1571 nm) et (1511 nm, 1591 nm). La baisse de visibilité par rapport aux résultats précédents est expliquée par la dépendance en longueur d'onde de la biréfringence de la fibre.

En troisième et dernière partie, Herbauts et al. proposent un moyen permettant de distribuer des paires de photons entre n'importe quel couple d'utilisateurs. Une fréquence de pompe fixe ω_p implique une distribution statique, ne permettant qu'aux canaux symétriques à $\omega_p/2$ de communiquer. En utilisant des switch disposés à la sortie des canaux du WDM, il devient possible de connecter n'importe quel couple

FIGURE 3.24: *Dispositif expérimental de switch optiques de Herbauts et al. [HBP⁺13]*FIGURE 3.25: *Tableau récapitulatif des mesures effectuées avec toutes les combinaisons de switch par Herbauts et al. [HBP⁺13]*

Switch setting	Entanglement sharing	Coincidence rate [c/s]	Fidelity	Fidelity without background	Purity	Purity without background
I	A-D	440	0.93	0.98	0.89	0.98
	B-C	480	0.94	0.98	0.89	0.96
II	A-C	450	0.94	0.99	0.90	0.98
	B-D	480	0.95	0.98	0.93	0.99
III	A-B	480	0.92	0.98	0.86	0.96
	C-D	430	0.92	0.98	0.89	0.99

entre eux comme l'indique le dispositif de la figure 3.24. Le tableau 3.25 montre la conservation du haut degré d'intrication selon les différentes configurations des switches.

Herbauts et al. ont donc montré un moyen de réaliser à partir d'une source unique à bande large, une distribution de haute qualité de paire de photons intriqués en polarisation à plusieurs couples d'utilisateurs. Une telle source présente un grand avantage d'intégration dans des réseaux de communication quantique.

Arahira et al. [AM13] rapportent aussi une distribution d'intrication en polarisation par démultiplexage en longueur d'onde. Leur source est basée sur un phénomène en cascade de génération de seconde harmonique et de fluorescence paramétrique dans un guide d'onde de PPLN, à partir de deux faisceaux de pompe. L'un est continu à une longueur d'onde de 1562,13 nm et le second impulsif (120 ps) a une longueur d'onde de 1542 nm. L'état intriqué obtenu est de la forme $|\Phi(\phi)\rangle$. Les paires de photons sont ensuite séparées par un AWG à 16 canaux de sortie et d'espacement intercanal de 50 GHz. Pour tous les couples de canaux, des résultats bruts de visibilité dans les deux bases à 0 degrés et 45 degrés sont donnés dans le tableau 3.26 ainsi que les valeurs de brillance dans chaque cas, données par la figure 3.27. Cette brillance décroît en fonction des pertes d'insertion des canaux. Tout comme le travail présenté par Herbauts et al, Arahira et al. montrent une source performante qui présente une compatibilité d'intégration dans des réseaux de

FIGURE 3.26: Tableau récapitulatif des valeurs de visibilité pour toutes les paires de canaux de l'AWG [AM13]

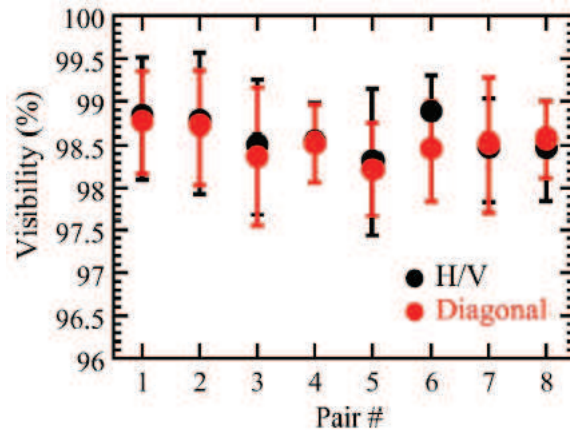
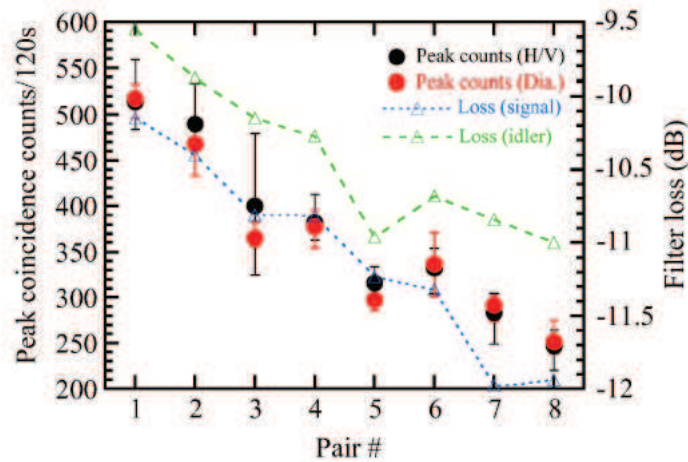


FIGURE 3.27: Graphe récapitulatif des valeurs de brillance pour toutes les paires de canaux de l'AWG [AM13]



communication quantique.

Dans les travaux rapportés, nous avons vu que plusieurs méthodes sont donc possibles pour réaliser une distribution par démultiplexage et conserver une haute qualité d'intrication. Le tableau 3.3 résume les performances relevées pour les différentes distributions par démultiplexage. L'article de [LLCK06] montre la possibilité de coexistence entre un signal de données classique et un signal quantique en retrouvant une visibilité au final de 90 %, et [SSAS⁺07] montre que l'intrication est conservée après le passage de l'un des photons par un démultiplexeur, mais n'exclut pas les effets de crosstalk pouvant dégrader les visibilités.

[LYTK08] montre comment il est possible à partir d'une seule source, de distribuer à plusieurs utilisateurs des paires de photons intriqués. Cependant, cette source nécessite une variation de la longueur d'onde de pompe, à chaque fois que l'on

TABLE 3.3: Tableau récapitulatif des sources utilisant du démultiplexage en longueur d'onde, CW : faisceau de pompe continu, la visibilité est donnée en % et F représente la fidélité

Référence Bibliographique	Source	Pompe (Régime Temporel) [nm]	Puissance (mW)	V_0	V_{45}	F	S	Démultiplexeur	Brillance paires/sec
[LLCK06]	FWM	-	-	90%	-	-	-	WDM	180
	Fibré	-	-	90%	-	-	-	100 GHz	180
[SSAS+07]	SPDC 2 cristaux PPLN	532	50	83%	83%	-	-	WDM	1100
		(CW)	50	83%	83%	-	-	100 GHz	1100
[LYTK08]	SPDC Guide	775	-	-	-	0,95	-	Tunable	-
		(CW/pulse)	-	-	-	0,95	-	60 GHz	-
[ZJD+13]	SPDC PPKTP	756-870	204	96%	91%	-	$2,63 \pm 0,08$	WDM	33
		(CW)	204	96%	91%	-	$2,63 \pm 0,08$	200 GHz	33
[HBP+13]	SPDC Guide	775	0,62	-	-	0,92	-	WDM	450
		(CW)	0,62	-	-	0,92	-	62 GHz	450
[AM13]	SHG/SPDC Guide	1542	-	98,87 %	98,77 %	-	-	AWG	4,16
		(120ps,240MHz) 1562,13 (CW)	-	98,87 %	98,77 %	-	-	50 GHz	4,16

souhaite changer le couple de canaux ITU.

Les travaux de [ZJD⁺13], [HBP⁺13] et [AM13] sont les plus récents et donnent les meilleurs résultats avec pour [AM13] des visibilités qui excèdent les 98 %.

Cependant, aucune de ces études n'adresse vraiment l'impact des caractéristiques des démultiplexeurs sur les performances de la source. Nous souhaitons expliciter le rôle des différentes caractéristiques des démultiplexeurs sur la qualité de la source. En particulier, dans le chapitre suivant, nous allons voir comment faire une première caractérisation à partir de l'étude de la source de photons jumeaux, avant même d'implémenter l'intrication à proprement parler.

Chapitre 4

Source de photons jumeaux large bande centrée à 1558 nm

Je vais maintenant présenter la partie expérimentale de mon travail de thèse. La première partie de ce chapitre a consisté en la caractérisation d'une source de photon corrélés (ou jumeaux) où la séparation des photons signal et complémentaire se fait à l'aide d'un démultiplexeur en longueur d'onde. Je commence par présenter le dispositif expérimental adopté ainsi que les différentes optimisations (température du cristal pour le quasi-accord de phase, jeu de lentilles, traitement des optiques, position du cristal) qui ont été effectuées.

A l'aide d'un modèle mathématique développé au sein de l'équipe que j'expose par la suite, il est possible à partir des données expérimentales (coups sur chaque détecteur et coïncidences), de prédire les valeurs de visibilités maximales qui pourront être atteintes lors de la réalisation de l'intrication. La source est testée avec 4 démultiplexeurs et des mesures de coïncidences entre différentes paires de canaux sont réalisées, dans le but d'établir un lien entre les caractéristiques des démultiplexeurs et leur performance quantiques et permettra par conséquent de définir un démultiplexeur dit "idéal" pour une implémentation dans une source de photons jumeaux puis intriqués.

4.1 Dispositif expérimental

La figure 4.1 illustre le dispositif expérimental adopté pour la génération de paires de photons jumeaux par fluorescence paramétrique. Notons que pour tester le démultiplexage des paires de photons, nous avons retenu une configuration très simple basée sur une pompe en régime temporel continu [KMWA05, KMWZ95] et un cristal de PPLN dont nous savons qu'il est susceptible de donner lieu à une bande spectrale de fluorescence de l'ordre de 100 nm [KMWA05, KMWZ95, Smi10]. Dans cette configuration, un faisceau de pompe continu et monomode à 779 nm (largeur de bande spectrale à mi-hauteur égale à 2 MHz, cette faible largeur spectrale était un critère de choix : plus elle est faible, plus la corrélation en fréquence des photons de la paire est forte), généré par une diode laser DFB (Distributed Feedback Laser de la marque Eagleyard C) est focalisé dans un cristal de PPLN dopé à 5% à l'oxyde

de magnésium (MgO :PPLN) de 2 cm de long, 0,5 mm de large par canal et 500 microns d'épaisseur avec un pas de renversement de périodicité égal à 19,5 microns (HC Photonics). Cette diode a été choisie pour sa forte stabilité en longueur d'onde (avec une dépendance de longueur d'onde en fonction de la température égale à 0,06 nm/K ainsi qu'une dépendance de longueur d'onde en fonction du courant égale à 0,003 nm/mA). La stabilité en longueur d'onde est critique dans la distribution de paires de photons par démultiplexage. Cette stabilité est assurée par une régulation assurée par un contrôleur Thorlabs ITC 510 en température ($\pm 0,1$ degrés) et en courant (± 10 microAmpère).

Le cristal de PPLN comporte plusieurs canaux distincts par la périodicité du pas de retournement. Dans notre cas, le canal adopté a une valeur de pas de 19,5 microns qui permet, pour une longueur d'onde de pompe λ_p donnée, d'obtenir la plus faible température de quasi-accord de phase. Le contrôleur de température (HC Photonics) stabilise la température ($\pm 0,1$ degrés) à la consigne donnée uniquement par action de chauffage. Il est donc préférable afin de limiter au mieux les fluctuations thermiques, de se placer à une valeur qui soit la plus proche possible de la température ambiante.

Le passage de ce faisceau de pompe par une lame demi-onde à 779 nanomètres, permet de faire tourner la polarisation de celui-ci. En effet, l'axe optique du cristal est orienté selon la normale à son plan et seule la polarisation verticale peut donner lieu à une conversion non-linéaire. Le rendement de fluorescence paramétrique est ainsi maximal pour un faisceau de pompe polarisé verticalement et nul pour un faisceau de pompe polarisé horizontalement.

Le faisceau de pompe passe ensuite par la lentille L_f afin d'être focalisé dans le cristal. Les paires de photons générées ainsi que le restant du faisceau de pompe sont collimatés par la lentille L_c , avant de passer dans un étage de filtrage. La première étape de filtrage vise à éliminer la pompe à 779 nm à l'aide de deux miroirs dichroïques identiques dont la réflectivité est maximale à 1558 nm (99%) et la transmission est maximale à 779 nm (99%). Deux filtres de type passe haut à 1000 nm sont placés pour éliminer tout résidu de pompe. Un filtre traité pour réfléchir les longueurs d'ondes comprises entre 1280 et 1350 nm (bruit également observé pour le même cristal dans l'expérience de [Smi10]), ainsi qu'un filtre passe haut à 1550 nm ont été utilisés après identification d'un signal de bruit non accordé en phase généré dans le cristal. En rajoutant des filtres coupant les longueurs d'ondes supérieures à 1600 nm, ce bruit était toujours présent, ce qui a permis de cibler la gamme de longueur d'onde dans laquelle celui-ci se trouve (entre 1350 et 1600 nm). Les filtres passe haut à 1550 nm ont éliminé le bruit montrant qu'il se situe entre 1350 et 1550 nm. Le processus responsable de ce bruit n'a pas pu être identifié, mais il ne présente aucun recouvrement avec la gamme de longueur d'onde utilisée pour nos expériences soit 1554,94 nm à 1560,61 nm. Afin de collecter les paires dans une fibre monomode, un coupleur suivi d'une fibre à maintien de polarisation (PM) sont placés à la fin de cet étage. La fibre PM a été utilisée dans l'éventualité de conserver la polarisation des photons générés jusqu'à leur injection dans le démultiplexeur.

Les photons signal et complémentaire générés, sont ensuite séparés selon leur longueur d'onde par un démultiplexeur, dont les sorties correspondantes sont reliées

à des détecteurs de type photodiode à avalanche (APD) idQuantique id201. Ces détecteurs sont déclenchés à une fréquence de 2 MHz, et la porte d'ouverture de détection est réglée à 20 nanosecondes. Ils présentent un temps appelé "temps mort", qui correspond à une fermeture de la fenêtre de détection juste après la détection d'un photon. Dans nos expériences, il est réglé à 10 microsecondes. Les détecteurs présentent en l'absence de tout signal, des coups appelés coups de bruits, qui ne sont pas identiques d'un détecteur à l'autre. Dans toutes nos mesures, nous avons équilibrés ces détecteurs, en injectant sur chacun un même signal, et en variant leur sensibilité de détection. L'équilibrage est effectué lorsque chaque détecteur donne la même valeur de : "coups affichés - bruit".

Afin de mesurer les coïncidences entre les voies A et B, une boîte électronique représentée par le circuit électronique fourni dans l'annexe E a été conçue. Afin de synchroniser le déclenchement de la boîte avec les détecteurs, on extrait de ceux-ci le signal d'ouverture des fenêtres de détection que l'on réinjecte à l'entrée de la boîte. On déclenche ainsi la fenêtre d'ouverture de comptage des coïncidences (fenêtre ET) en même temps que la fenêtre de détection sur les détecteurs. Lorsque ceux-ci détectent un photon, ils envoient un signal électronique de type TTL (transistor-transistor logic). La sortie TTL de chacun de ces deux détecteurs est reliée à la boîte. Pendant le temps d'ouverture de la fenêtre de coïncidences, la boîte mesure la présence d'un signal électronique TTL sur les voies A et B. Si la boîte reçoit de chaque voie un signal au moment où la fenêtre est maintenue ouverte, la boîte envoie à son tour en sortie de la fenêtre "ET", un signal TTL que l'on mesure sur un compteur de front externe. Si aucun signal n'est reçu de A et B, ou si un signal n'est reçu que de A ou de B, la boîte n'envoie aucune impulsion de sortie. La taille de la fenêtre de coïncidences est réglable sur cette boîte et pour l'ensemble des mesures décrites dans ce chapitre, une valeur de 40 nanosecondes a été adoptée. La figure 4.2 illustre le cas où les détecteurs A et B détectent un photon chacun dans la même fenêtre temporelle. Chacun de ces détecteurs envoie par la suite un signal TTL à la boîte de coïncidence. Ces deux signaux seront considérés par celle-ci comme en coïncidence, lorsqu'ils tombent dans la même fenêtre d'ouverture "ET".

Un autre moyen de mesurer les coïncidences, aurait consisté à déclencher la porte d'ouverture du détecteur B lors de la détection d'un photon sur le détecteur A. La sortie TTL du détecteur B est reliée à un compteur de fronts. Si un photon est détecté sur le détecteur B, alors on mesure une coïncidence. Cependant cette configuration ne nous aurait pas permis d'avoir le nombre de coups sur la voie B, valeur qui nous est indispensable dans notre modèle comme nous le verrons plus loin.

Quatre démultiplexeurs basés sur trois technologies différentes ont été testés, chacun d'eux ayant une largeur de canal de 100 GHz ainsi qu'un espacement intercanal de 100 GHz. Le premier, un WDM de la marque Optolink comprenant 16 canaux (ITU 21 à ITU 36) est basé sur la technologie de filtres à couches minces (DTF). Le deuxième est un AWG à 8 canaux (ITU 22 à ITU 28) de la marque E-Tek. Les troisième et quatrième sont des WDM de la marque Kylia basés sur la technologie de réseaux de diffraction (DG) et comportent 8 canaux (ITU 21 à ITU 28) chacun et se différencient par la forme de leur courbe de transmission spectrale. La forme spectrale des canaux est respectivement Flat-Top (DGFT) pour les 3 premiers démultiplexeurs

et Gaussienne (DGG) dans le dernier cas. Les démultiplexeurs DGG et DGFT sont à maintien de polarisation (PM).

4.2 Optimisation de la source

4.2.1 Température pour le quasi-accord de phase

Nous avons vu dans le chapitre 1 qu'il est possible d'aboutir à la condition d'accord de phase dans un cristal non-linéaire en variant sa température, résultant en $\Delta k = 0$ (1.1.3). Le cristal de PPLN génère de la fluorescence paramétrique en quasi-accord de phase et nécessite un asservissement en température, assuré par un contrôleur de type PID de la marque HC Photonics. Afin d'optimiser le rendement dans la gamme de longueur d'onde de travail, une courbe du nombre de coïncidences/coups en fonction de la température a été tracée pour notre longueur d'onde de travail (figure 4.3). Dans cette configuration, la chaîne ITU 24 du démultiplexeur DTF est reliée à un séparateur fibré 50/50 et la position de la lame demi-onde pré-cristal est maintenue constante tout au long des mesures afin de garder la même probabilité de génération de SPDC. L'utilisation en sortie de la chaîne 24 du démultiplexeur permet de s'assurer que l'on ne sépare que les paires photons dégénérées en longueur d'onde à $\lambda_s = \lambda_i = 1558$ nm. On note que le rapport coïncidences/coups est maximal pour une température de 65 degrés. C'est donc celle que nous avons adoptée pour le reste de nos expériences.

4.2.2 Choix des optiques

Le choix des lentilles de focalisation dans le cristal L_f , de la collimation post-cristal L_c et de l'injection dans la fibre L_i est une des optimisations les plus importantes afin de maximiser l'efficacité du processus de génération et de coupler le maximum de paires de photons. Dans notre cas, les faisceaux sont gaussiens. Avant de continuer, je souhaite rappeler quelques notions sur ces faisceaux qui vont m'être utiles pour la suite de ce manuscrit.

Soit une onde électromagnétique monochromatique et plane se propageant selon un axe (Oz). Son évolution selon les composantes x, y et z est donnée par $\psi(x, y, z) = A(x, y, z).exp(ikz) = A(\rho, z).exp(ikz)$ avec $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ qui représente la distance par rapport à l'axe (Oz). Le faisceau est dit Gaussien si $A(\rho, z) = A_0(z).exp(\frac{-\rho^2}{w(z)^2})$. On qualifie de waist ou rayon du faisceau, la valeur $w_0 = w(0)$, valeur minimale de ce rayon [Fab02]. La figure 4.4 illustre l'évolution du waist (rayon de pincement) ainsi que des plans de phase associés suivant z..

Dans sa thèse, Smirr [Smi10] obtient un graphe de la taille de faisceau optimale de focalisation dans un cristal de MgO :PPLN (identique au notre), afin d'obtenir le meilleur rendement de génération de seconde harmonique, processus inverse de la fluorescence paramétrique. Comme le montre la figure 4.5, un waist de 40 microns permet d'obtenir le rendement maximal dans le cas d'un cristal de PPLN identique à celui que nous utilisons. Une lentille de focale de 150 mm nous permet de focaliser la pompe dans le cristal avec un waist de 37 microns, proche de l'optimum calculé. Nous avons utilisé une lentille de collimation de focale de 50 mm et une lentille

FIGURE 4.1: *Dispositif expérimental adopté de la séparation de photons jumeaux par démultiplexage en longueur d'onde*

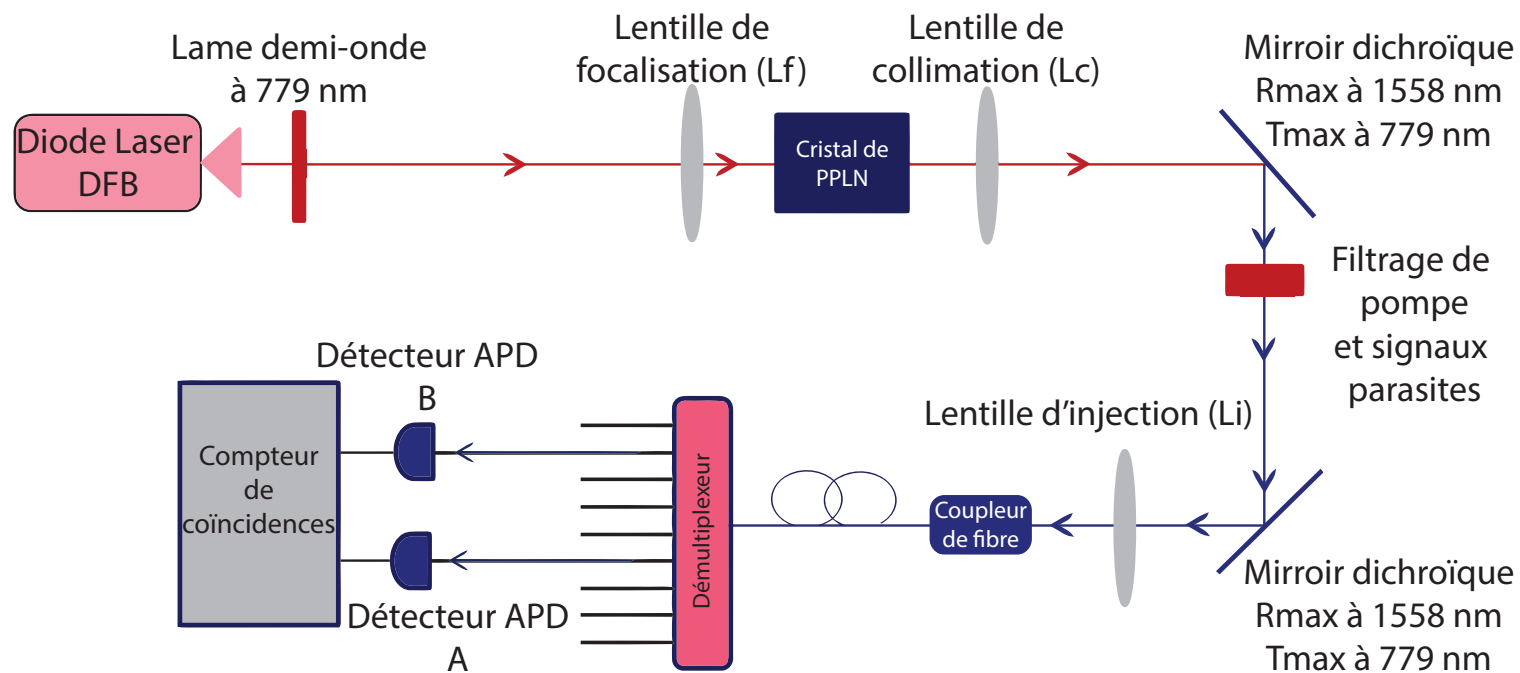


FIGURE 4.2: Schéma descriptif des signaux de déclenchement de la boîte de coïncidence, des détecteurs A et B ainsi que de la fenêtre de coïncidence "ET"

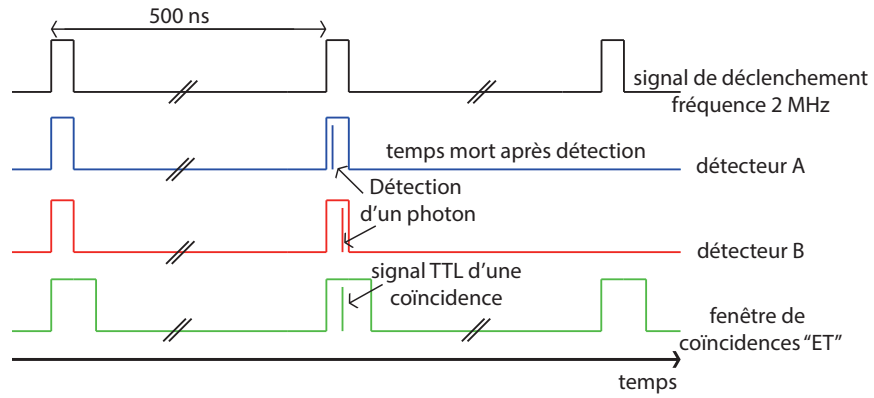


FIGURE 4.3: Optimisation de la température du cristal pour le rendement de fluorescence paramétrique

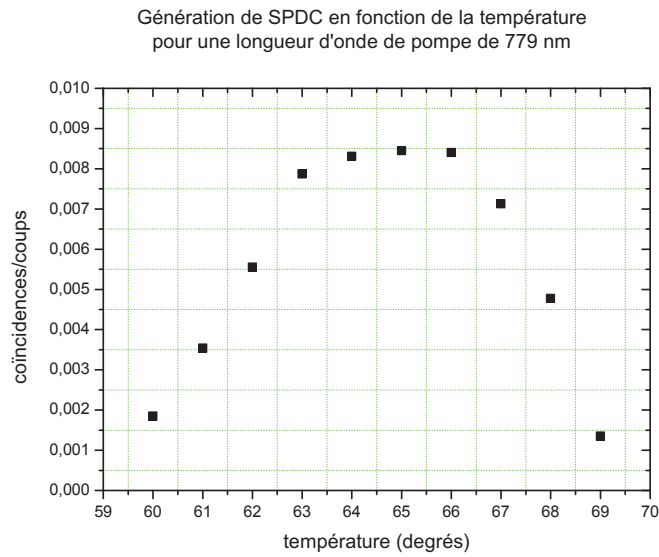


FIGURE 4.4: Illustration d'un faisceau Gaussien tiré de [For]

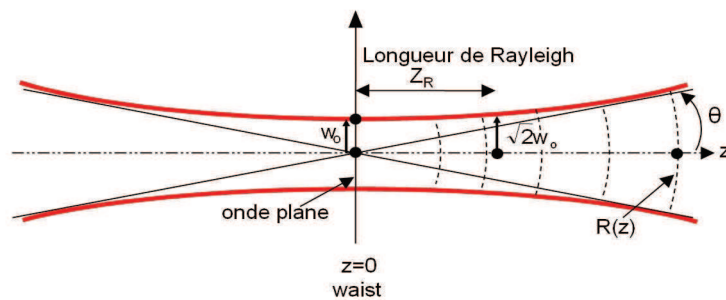
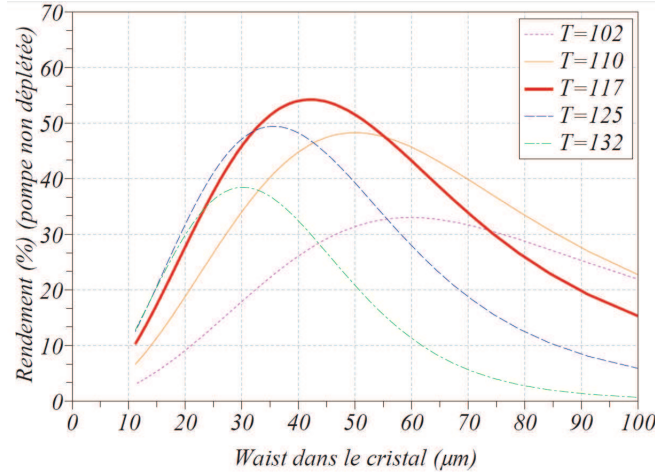


FIGURE 4.5: Évolution du rendement de génération de seconde harmonique en fonction des paramètres physiques w_0 (waist du faisceau dans le cristal) et T (température du cristal) [Smi10]



d'injection de focale de 15,4 mm, afin d'optimiser le couplage des paires de photons dans la fibre monomode de diamètre 10 microns..

4.2.3 Traitement des optiques

Afin de limiter les pertes, les optiques doivent être traitées pour éviter les réflexions parasites aux longueurs d'ondes de travail. La lentille de focalisation dans le cristal est traitée anti-reflet pour la gamme de longueur d'onde allant de 650 à 1050 nm (traitement dit de type B), tandis que la lentille de collimation post-cristal est traitée anti-reflet pour la gamme de longueur d'onde allant de 1050 à 1620 nm (traitement dit de type C). Le cristal est lui aussi traité anti-reflet aux longueurs d'ondes allant de 780 à 795 nm et à celles allant de 1560 à 1615 nm. Le traitement des miroirs dichroïques permet d'obtenir une réflectivité de 99 % à 1558 nm et une transmission de 1 % à 779 nm, afin de filtrer au mieux le faisceau de pompe. La lentille d'injection du coupleur est elle aussi traitée anti-reflet aux longueurs d'ondes de l'infrarouge.

4.2.4 Position du cristal

Afin d'optimiser finement la position du waist de focalisation de la pompe dans le cristal de PPLN, celui-ci est placé sur une platine de translation. La variation en translation du cristal affecte le rendement de fluorescence paramétrique généré. On se place à la valeur optimale qui nous donne le meilleur rapport coïncidence/coup. Cette expérience a été réalisée en utilisant la chaîne ITU 24 du démultiplexeur DTF suivie d'un séparateur fibré 50-50.

Après avoir optimisé le dispositif expérimental, j'ai mesuré la puissance collectée par la fibre avec un puissance-mètre fibré, sensible dans l'infrarouge, pour une position

de la lame demi-onde pré-cristal, qui maximise la génération de fluorescence paramétrique. J'ai mesuré une valeur de 0,0271 nW pour une puissance de pompe de 11,2 mW. Ceci correspond à un rendement de $2,42 \times 10^{-9}$ paire/photon de pompe, qui est du même ordre de grandeur que celui obtenu par Smir dans ses travaux de thèse [Smi10].

Après avoir introduit le dispositif expérimental utilisé afin de générer des paires de photons jumeaux, ainsi que les différentes étapes d'optimisation du montage, je vais présenter le modèle mathématique développé par notre équipe pour montrer qu'il est possible à partir d'une source de paires de photons corrélés, de déterminer une borne supérieure de la visibilité que l'on pourra obtenir avec cette même source, une fois l'intrication mise en place.

4.3 Méthode de caractérisation de la source

4.3.1 Modèle

Je rappelle les éléments importants de notre modèle développé dans [SGG⁺11], qui s'applique au cas d'un faisceau de pompe pulsé et de photons émis dégénérés, et je montre comment l'adapter au cas non dégénéré pour un faisceau de pompe continu. Ce modèle a l'avantage de permettre une caractérisation simple et rapide qui peut-être réalisée à un stade préliminaire de mise au point de la source. Expérimentalement il suffit de relever le nombre de photons sur chaque détecteur ainsi que les coïncidences d'arrivées entre ceux-ci. Je vais commencer tout d'abord par définir les différentes variables et ensuite montrer comment il est possible d'obtenir des estimations de visibilités maximales. L'annexe G comporte un support mathématique supplémentaire permettant de comprendre l'aboutissement aux formules mathématiques présentées dans le modèle ci-dessous.

Afin de prendre en compte dans ce modèle les pertes subies par les photons sur les voies de détection A (signal) et B (complémentaire), on définit la variable X_I pour un photon empruntant un chemin I tel que :

$$X_I = R_I \cdot T_I \cdot \eta_I = R_I \cdot \tau_I \cdot C_F \cdot \eta_I \quad (4.3.1)$$

avec R_I étant le coefficient de répartition dans la séparation des deux photons de la paire (avec $R_A = R_B = 0,5$ dans le cas statistique et $R_A = R_B = 1$ dans le cas déterministe), T_I la transmission globale de la chaîne prenant en compte toutes les pertes d'insertions et η_I qui représente l'efficacité quantique du détecteur. T_I peut être exprimée par le produit $\tau_I \times C_F$ où τ_I constitue la transmission des composants sur le chemin optique et C_F le couplage à la fibre qui est le rapport de la puissance de sortie de la fibre sur la puissance à son entrée.

On introduit deux nouvelles valeurs I_{1A} et I_{1B} représentant respectivement la forme spectrale de la transmission du canal A et B, et I_2 qui représente la somme du produit de la fonction de transmission du canal A par lui-même et du produit de la fonction de transmission du canal B par lui-même, tel que :

$$\begin{aligned}
I_{1A} &= \int_{\nu_{F_A} - \delta\nu_{largeur}}^{\nu_{F_A} + \delta\nu_{largeur}} F(\nu - \nu_{F_A}) d\nu \\
I_{1B} &= \int_{\nu_{F_B} - \delta\nu_{largeur}}^{\nu_{F_B} + \delta\nu_{largeur}} F(\nu - \nu_{F_B}) d\nu \\
I_2 &= \int_{\nu_F - (\nu_{F_A} + \delta\nu_{largeur})}^{\nu_F - (\nu_{F_A} - \delta\nu_{largeur})} F(\nu - \nu_F) F(\nu_p - \nu - \nu_F) d\nu \\
&+ \int_{\nu_F + (\nu_{F_B} - \delta\nu_{largeur})}^{\nu_F + (\nu_{F_B} + \delta\nu_{largeur})} F(\nu - \nu_F) F(\nu_p - \nu - \nu_F) d\nu
\end{aligned} \tag{4.3.2}$$

F représente la fonction de transmission du filtre, ν_{F_A} et ν_{F_B} représentent respectivement la fréquence centrale de la chaîne de transmission A et B et ν_F la fréquence au centre des deux chaînes, $\nu_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$ la fréquence du faisceau de pompe et $\delta\nu_{largeur}$ la valeur moitié de la largeur du canal. Dans le cas d'une séparation statistique $I_{1A} = I_{1B} = I_1$. Dans le modèle initial [SGG⁺11], on avait introduit la variable K_T pour décrire le recouvrement entre l'impulsion de pompe et la fenêtre de détection dans le cas impulsionnel. Elle est donnée par

$$K_T = \frac{\int_{-\delta_{det}/2}^{\delta_{det}/2} e^{-\frac{t^2}{\Delta t^2}} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{t^2}{\Delta t^2}} dt} \tag{4.3.3}$$

où Δt représente la durée de l'impulsion et δ_{det} la durée de la porte d'ouverture des détecteurs.

Dans le cas d'un faisceau continu, on redéfinit K_T comme le rapport de recouvrement entre le signal continu et la fenêtre de détection. Dans notre cas, pour une fréquence de déclenchement des détecteurs de 2 MHz la période est de 500 ns. K_T est ainsi égal au rapport de la fenêtre de détection sur la période soit : $K_T = \frac{20}{500} = 0,04$. Cette valeur reste la même pour ce chapitre et le chapitre 5.

Je définis maintenant les variables du modèles qui permettent de calculer les probabilités de coups par fenêtre de détection. Ces expressions sont une approximation expliquée dans l'article de [SFD⁺11], valable dans le cas où le produit $X_A X_B \ll 1$. Ici, nous nous plaçons ce cas particulier où les transmissions totales des chaînes X_A et X_B sont très petites devant 1.

On peut alors utiliser des formules très simples qui sont données ci-après. Le modèle avait été validé expérimentalement dans le cas d'une pompe impulsionnelle et d'une séparation statistique [SGG⁺11]. Nous l'adaptions ici d'une part au cas d'une pompe continue, et d'autre part au cas de la séparation déterministe. Après avoir introduit les différentes variables précédentes, on peut ainsi exprimer la probabilité

de détecter un photon sur le chemin A (ou B) donnée par :

$$\begin{aligned} P_A &= p_0 I_{1A} X_A K_T + P_{NA} \\ P_B &= p_0 I_{1B} X_B K_T + P_{NB} \end{aligned} \quad (4.3.4)$$

où P_{NA} (P_{NB}) représente la probabilité d'obtenir un coup de bruit provenant intrinsèquement du détecteur A (respectivement B). Le terme $p_0 I_{1A}$ ($p_0 I_{1B}$) représente la probabilité de transmission par un canal d'une paire de photons dans I_{1A} (respectivement I_{1B}). Le terme p_0 est la probabilité d'émission spectrale, donnée en GHz^{-1} .

Pour caractériser la qualité des corrélations, on s'intéresse aux coïncidences. Je rappelle comme défini dans la section 4 du chapitre 1 (1.4) qu'on en distingue trois types : les vraies coïncidences, les accidentelles de doubles paires et les accidentelles de bruit.

Pour passer de la probabilité de détection à la probabilité de coïncidences, il nous faut introduire la durée de la fenêtre de coïncidences par l'intermédiaire de la variable :

$$G_t = \frac{\delta_{coin}}{\delta_{det}} \quad (4.3.5)$$

avec δ_{coin} qui représente la taille de la fenêtre de coïncidences et δ_{det} qui représente, rappelons le, la taille de la fenêtre de détection. Si $\delta_{coin} \geq \delta_{det}$ alors $G_t = 1$. Or les coïncidences accidentelles de double paires, croissent en fonction de la fenêtre de coïncidence imposée et ceci d'une façon linéaire jusqu'à atteindre un seuil lorsque cette fenêtre est égale à celle de détection. (On verra ceci expérimentalement dans le chapitre 5). Les vraies coïncidences elles aussi croissent linéairement, mais cela dépend de la façon dont elles sont détectées. Dans le dispositif expérimental de la source rapportée dans ce chapitre comme expliqué dans la description du dispositif expérimental dans la section 4.1, à l'aide de la figure 4.2, la fenêtre de coïncidence est déclenchée en même temps que la fenêtre de détection, par le même signal à 2 MHz. Ceci implique qu'il est possible pendant toute la durée de fenêtre de détection, de mesurer une vraie coïncidence. Il est donc nécessaire d'utiliser une fenêtre de coïncidences de durée au moins égale à la fenêtre de détection pour n'en rater aucune. Nous verrons dans le chapitre 5, un autre système de détection qui permet de s'affranchir de ce problème. Pour la suite des mesures en photons jumeaux, nous utilisons une valeur de $G_t = 1$.

On définit ainsi la probabilité d'obtenir une coïncidence P_C qui est donnée par $P_C = P_{TC} + P_{AC} + P_{NAB}$. Les variables P_{TC} (probabilité d'obtenir une vraie coïncidence), P_{AC} (probabilité d'obtenir une coïncidence accidentelle d'émission de double paires) et P_{NAB} (probabilité d'obtenir une coïncidence accidentelle de bruit) peuvent s'écrire chacune de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
P_{TC} &= p_0 I_2 X_A X_B K_T G_t \\
P_{AC} &= (P_A - P_{NA})(P_B - P_{NB})G_t = (p_0)^2 I_{1A} I_{1B} X_A X_B K_T^2 G_t \\
P_{NAB} &= [(P_A - P_{NA})P_{NB} + (P_B - P_{NB})P_{NA} + P_{NA}P_{NB}]G_t
\end{aligned} \tag{4.3.6}$$

Les termes $p_0 I_{1A}$, $p_0 I_{1B}$, X_A et X_B peuvent par suite s'exprimer de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
p_0 I_{1A} &= \frac{I_2}{I_{1B} K_T} \frac{P_{AC}}{P_{TC}} \\
p_0 I_{1B} &= \frac{I_2}{I_{1A} K_T} \frac{P_{AC}}{P_{TC}} \\
X_A &= \frac{I_{1B}}{I_2} \frac{P_{TC}}{P_B - P_{NB}} \\
X_B &= \frac{I_{1A}}{I_2} \frac{P_{TC}}{P_A - P_{NA}}
\end{aligned} \tag{4.3.7}$$

Dans le cas d'une source de photons intriqués, la visibilité est mesurée par le contraste des franges d'interférences tel que $V = (P_{max} - P_{min}) / (P_{max} + P_{min})$ où P_{max} et P_{min} représentent respectivement les maxima et minima de probabilité de coïncidences obtenues comme cela a été vu dans le chapitre 1. La borne inférieure P_{min} est la probabilité de coïncidences accidentelles P_{AC} dans le cas de la source seule et $P_{AC} + P_{NAB}$ si on prend en compte les détecteurs. La borne supérieure P_{max} est la probabilité de coïncidences P_C avec P_{TC} ayant une valeur maximale.

On définit ainsi la visibilité maximale que l'on peut atteindre dans le cas où de l'intrication serait générée avec cette source de photons corrélés par l'expression :

$$V_{système} = \frac{1}{1 + 2 \frac{P_{AC} + P_{NAB}}{P_{TC}}} \tag{4.3.8}$$

Cette visibilité est dite système car elle prend en compte le bruit des détecteurs. Par ailleurs, une visibilité dite source, indépendante des performances des détecteurs peut alors être exprimée par :

$$V_{source} = \frac{1}{1 + 2 \frac{P_{AC}}{P_{TC}}} \tag{4.3.9}$$

Cette visibilité nous permet d'avoir accès à une caractéristique intrinsèque à la source, dont le système global pourrait s'approcher dans le cas où on aurait accès à de meilleurs détecteurs de photons uniques.

4.3.2 Utilisation des données expérimentales

Expérimentalement, en relevant les nombres de photons sur les voies A et B, ainsi que les valeurs de coïncidences C, il est possible de calculer les probabilités P_A , P_B et P_C en connaissant la fréquence de déclenchement des détecteurs. Lors de la détection d'un photon, le détecteur ne se déclenche plus pendant une durée de 10 microsecondes. Ce "temps mort" du détecteur que nous avons défini précédemment,

réduit par conséquent la fréquence effective de déclenchement, lorsque le nombre de photons détectés augmente. On applique un terme de correction δ_{freq} qui est le produit de la valeur du "temps mort" $\delta_{deadtime}$ par la fréquence de déclenchement, multiplié par le nombre de photons sur le détecteur N_i . On soustrait ce terme à la valeur de fréquence de déclenchement afin d'obtenir la valeur de fréquence effective $freq_{eff}$. Les termes P_A , P_B et P_C sont alors donnés par les équations suivantes :

$$P_A = \frac{N_A}{freq_A(1 - \delta_{deadtime} \times N_A)} = \frac{N_A}{freq_{eff_A}} \quad (4.3.10)$$

par analogie

$$P_B = \frac{N_B}{freq_B(1 - \delta_{deadtime} \times N_B)} = \frac{N_B}{freq_{eff_B}} \quad (4.3.11)$$

et

$$P_C = \frac{N_{A,B}}{\max(freq_{eff_A}, freq_{eff_B})} \quad (4.3.12)$$

où $N_{A,B}$ représente le nombre de coïncidences mesurées entre A et B. A noter que la fréquence de déclenchement fixée à 2 MHz pour les détecteurs est la même pour A et B. P_{AC} ainsi que P_{NAB} sont ainsi facilement calculables à partir des données expérimentales en utilisant les équations 4.3.6 et P_{TC} est retrouvée en soustrayant la somme $P_{AC} + P_{NAB}$ du terme P_C :

$$P_{TC} = P_C - P_{AC} - P_{NAB} \quad (4.3.13)$$

Pour relier cette borne supérieure de la visibilité aux paramètres de conception de la source tels que p_0 , X_A et X_B afin d'optimiser ceux-ci, les équations (4.3.7) montrent qu'en dehors des données de P_A et P_B il faut également connaître I_{1A} , I_{1B} et I_2 .

4.3.3 Calcul des termes I_{1A} , I_{1B} et I_2

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le terme I_{1A} vu par le photon signal est identique à celui vu par le photon complémentaire I_{1B} dans le cas d'une séparation statistique. Ainsi, on obtient $I_{1A} = I_{1B} = I_1$ si on suppose que le séparateur 50/50 fibré a une valeur de transmission identique quelque soit la fréquence. La figure 4.6 a) illustre le cas d'une séparation statistique ou la moitié de la fréquence de pompe est confondue avec le centre du canal.

Cependant dans un cas déterministe, chaque photon de la paire emprunte un canal ITU du démultiplexeur correspondant à sa fréquence comme le montre la figure 4.7. Le terme I_1 n'est donc plus le même pour les chemins A et B et on obtient les termes I_{1A} et I_{1B} pour chaque canal du démultiplexeur. Dans le cas d'une séparation statistique, le terme I_2 est délimité par les bornes inférieures et supérieures de I_1 , cependant dans le cas déterministe, il est délimité par la borne inférieure de I_{1A} et la borne supérieure de I_{1B} . Il est important de noter que I_2 présente un maximum si la moitié de la fréquence de pompe, coïncide avec le centre du canal dans le cas

statistique comme dans le cas a) de la figure 4.6 , soit avec le point équidistant entre les maxima de transmission des deux canaux dans le cas déterministe comme dans le cas a) de la figure 4.7.

Ceci permet de maximiser simultanément la probabilité de transmission des photons signal et complémentaire. Le cas b) la figure 4.6 montre une configuration pour laquelle la fréquence moitié de pompe ne coïncide pas avec le centre du canal dans le cas statistique. Le cas b) de la figure 4.7 montre un cas de dé-centrage de la moitié de la fréquence de pompe par rapport au point équidistant entre les maxima de transmission des deux canaux dans le cas déterministe. Ceci a pour conséquent une dégradation au niveau des vraies coïncidences P_{TC} vu que I_2 diminue, et par suite une dégradation de la visibilité.

Pour une séparation statistique, $p_0 I_{1A} = p_0 I_{1B}$, ce qui n'est valable dans le cas déterministe que si les deux canaux sont parfaitement identiques. Les cas a) et b) de la figure 4.8 illustrent les cas respectivement en séparations statistique et déterministe d'un filtre idéal ayant une transmission égale à 1 et une forme de canal rectangulaire permettant de maintenir une transmission maximale sur toute la bande spectrale occupée par celui-ci.

Afin de calculer les valeurs de I_{1A} , I_{1B} et I_2 on doit déterminer au départ la fonction de transmission totale du filtre. Pour cela on utilise en pratique une source de lumière "blanche" (large bande 100 nm centrée à 1550 nm) que l'on injecte à l'entrée du démultiplexeur. On relève ensuite chaque canal de sortie sur un spectromètre avec une résolution de 0,008 nm, ce qui nous donne directement la transmission de chacun d'eux en fonction de la fréquence. On reconstruit ainsi à partir de ces valeurs la fonction de transmission du filtre et il nous est ainsi possible à partir des équations 4.3.2 de calculer chacun des trois termes selon le cas désiré. Afin de séparer l'influence de la forme spectrale de la chaîne et celle des pertes sur la transmission, chaque valeur I_{1i} est normalisée par rapport aux pertes d'insertion du canal i en question. Ces pertes d'insertion sont calculées pour chaque canal en soustrayant la valeur d'amplitude mesurée pour la source de lumière blanche sans démultiplexeur et avec démultiplexeur, en tout point de fréquence mesurée sur le canal.

Maintenant que le modèle a été présenté, voyons comment il est possible de comparer les différents démultiplexeurs testés. Le but de la partie suivante sera d'extraire des résultats présentés, un facteur de mérite comparatif permettant de classer les différents démultiplexeurs testés, selon leur caractéristiques et performances.

4.4 Résultats expérimentaux

Dans cette section je vais présenter les résultats expérimentaux obtenus en séparation statistique puis déterministe avec les différents démultiplexeurs testés. Le but de cette section est de permettre de discriminer entre les différents filtres à partir de leur caractéristiques, de façon à prédire lequel sera le plus performant permettant

FIGURE 4.6: *Séparation statistique d'une paire de photons par démultiplexage. Cas a) fréquence moitié de pompe confondue avec la fréquence de centre du canal, cas b) fréquence moitié de pompe différente de la fréquence de centre du canal*

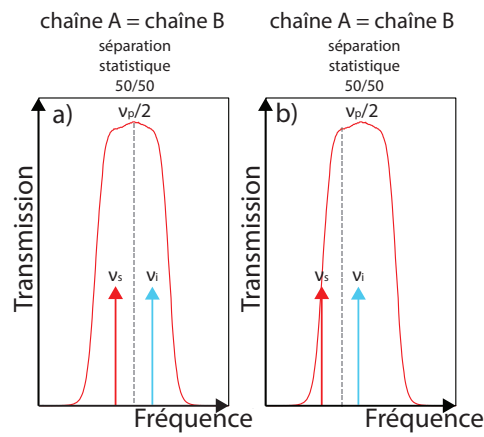


FIGURE 4.7: *Séparation déterministe d'une paire de photons par démultiplexage. Cas a) fréquence moitié de pompe confondue avec la fréquence centre entre les maxims des deux canaux, cas b) fréquence moitié différente de la fréquence centre entre les maxims des deux canaux*

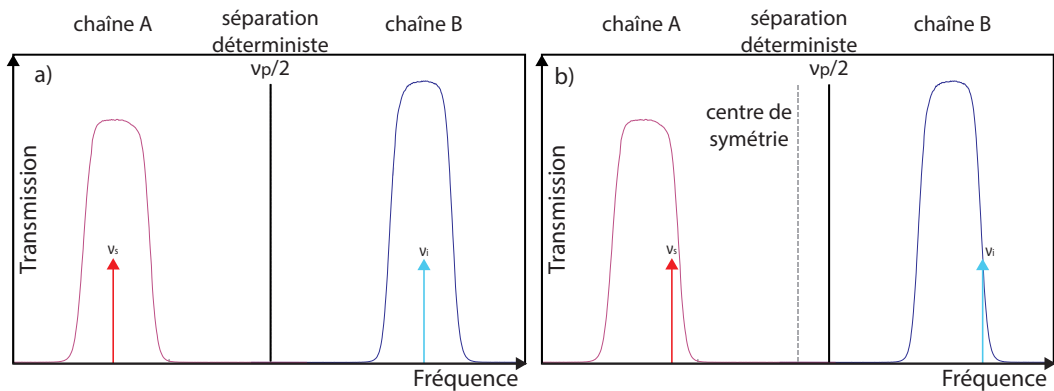
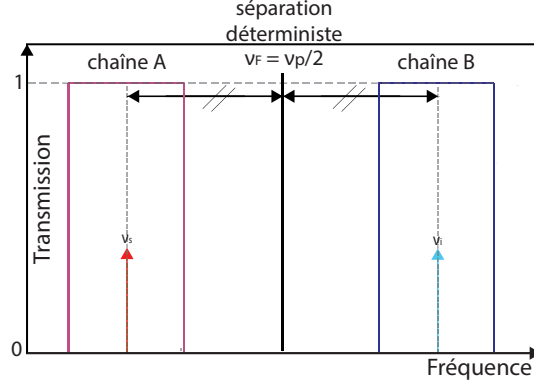


FIGURE 4.8: *Filtre idéal : les canaux sont de forme spectrale rectangulaire et ont une transmission égale à l'unité. La fréquence centrale du filtre coïncide avec le point équidistant entre les maxims des deux canaux*



d'obtenir une source de photons intriqués de haute qualité.

4.4.1 Cas statistique

Pour chacun des 4 démultiplexeurs à notre disposition, je mesure le nombre de coups sur chaque voie et de coïncidences pour différentes valeurs de puissance de pompe. J'effectue cela en variant la position de la lame demi-onde à 779 nm placée avant le cristal. La chaîne ITU 24 du démultiplexeur est utilisée comme chaîne de sortie et est branchée à un séparateur fibré 50/50. Les visibilités système et source sont calculées ((4.3.8), (4.3.9)) ainsi que le paramètre $p_0 I_1$, pour chacun des filtres et les courbes relatives à ces mesures sont rapportées dans la figure 4.9. Pour tous les filtres on observe une diminution de la visibilité maximale (source et système) en fonction du rendement de SPDC. Ceci est expliqué par une augmentation du rapport $\frac{P_{AC}}{P_{TC}}$. Le calcul de ce rapport donne :

$$\frac{P_{AC}}{P_{TC}} = \frac{4(p_0)^2 I_1^2 X_A X_B K_T^2}{2p_0 I_2 X_A X_B K_T} \quad (4.4.1)$$

$$\frac{P_{AC}}{P_{TC}} = \frac{2p_0 I_1^2 K_T}{I_2}$$

Les termes I_{1A} , I_{1B} , I_2 et K_T sont constants pour un démultiplexeur et un régime temporel donné.

Le rapport $\frac{P_{AC}}{P_{TC}}$ croît en fonction de p_0 et ceci implique une diminution des visibilités sources et système. On voit que lorsque les imperfections des détecteurs ne sont pas prises en compte, on atteint des valeurs de visibilités maximales plus élevées, du fait que le terme P_{NAB} est négligé.

Afin de comparer les performances des filtres entre eux, il faut déterminer un paramètre pertinent. Nous avons vu (4.3.7) que le paramètre $p_0 I_1$ se déduisait fa-

TABLE 4.1: *Tableau récapitulatif des caractéristiques I_1 , I_2 , X_A et X_B du canal ITU 24 pour les différents WDM testés*

Type de démux	I_1 (GHz)	I_2 (GHz)	I_1/I_2	X_A	X_B
DTF	71,5154	60,27	1,19	0,01	0,01
AWG	69,0821	58,96	1,17	0,005	0,005
DGG	57,6168	40,38	1,43	0,008	0,009
DGFT	70,673	56,39	1,25	0,004	0,005

cilement des valeurs de coups et de coïncidences. Cependant, comme le canal ITU 24 présente une valeur différente de I_1 pour chaque démultiplexeur, $p_0 I_1$ n'est pas adapté à la comparaison. On pourrait utiliser p_0 qui s'en déduit facilement, mais nous avons choisi de tracer plutôt nos courbes de visibilité maximale en fonction de la brillance, c'est à dire le nombre de vraies coïncidences TC par seconde pour un canal de largeur spectrale égale à 100 GHz (nous cherchons un compromis entre brillance et visibilité). En effet, lors de l'utilisation de la source, la brillance nous semble être le paramètre pertinent puisqu'il détermine le débit de la communication. On trace donc dans chaque cas et sur une même courbe, l'évolution des visibilités source et système en fonction de la brillance mesurée comme illustré par la figure 4.10.

Ceci permet d'avoir un facteur commun de comparaison mais aussi de trouver dans le cas de chaque filtre, le compromis à faire entre visibilité et brillance, c'est à dire entre la qualité des corrélations quantiques et le débit. Nous avons vu dans le chapitre 1 qu'afin de violer les inégalités de Bell, le minimum de visibilité nécessaire en bases à 0 et 45 degrés est de 71 %.

Les deux courbes de la figure 4.10 montrent clairement que le filtre à technologie DTF est le plus performant. Selon notre modèle, deux variables permettent d'expliquer ceci : $(I_{1A}I_{1B})/I_2$ et $X_A X_B K_T$ pour la brillance. Dans un cas statistique où le photon peut prendre soit le chemin A soit le chemin B, lorsque les détecteurs sont équilibrés, nous sommes supposés obtenir des valeurs X_A et X_B identiques.

Dans un filtre idéal, où les chaînes occupent spectralement 100 GHz, le terme I_1 est supposé être le même pour chaque canal de n'importe quel filtre. Cependant ce n'est pas le cas et le terme I_2 est également différent pour chaque canal ITU 24 des 4 démultiplexeurs testés. Le tableau 4.1 récapitule les valeurs I_1 , I_2 , I_1/I_2 ainsi que X_A et X_B pour chacune des chaînes ITU 24 de nos 4 filtres testés.

On remarque une bonne corrélation entre la visibilité maximale des démultiplexeurs et les valeurs des variables X_A , X_B . La discrimination provient plus précisément du paramètre T_I (voir équation 4.3.1) qui représente la transmission de la voie $I = (A,B)$. Par conséquent, on remarque que le filtre qui a le moins de pertes d'insertion permettra d'obtenir la visibilité la plus élevée à de fortes brillances. La différence entre les termes X_A et X_B dans le cas des filtres à technologie DG provient a priori d'une valeur de fréquence centrale du canal qui n'est pas la même que celle de la fréquence moitié de pompe. Ceci nous place dans le cas d'un mauvais centrage, c'est-à-dire le cas dissymétrique b) de la figure 4.6 où la transmission des

FIGURE 4.9: Evolution des visibilités source et système en fonction de la probabilité de génération de SPDC dans le canal du démultiplexeur

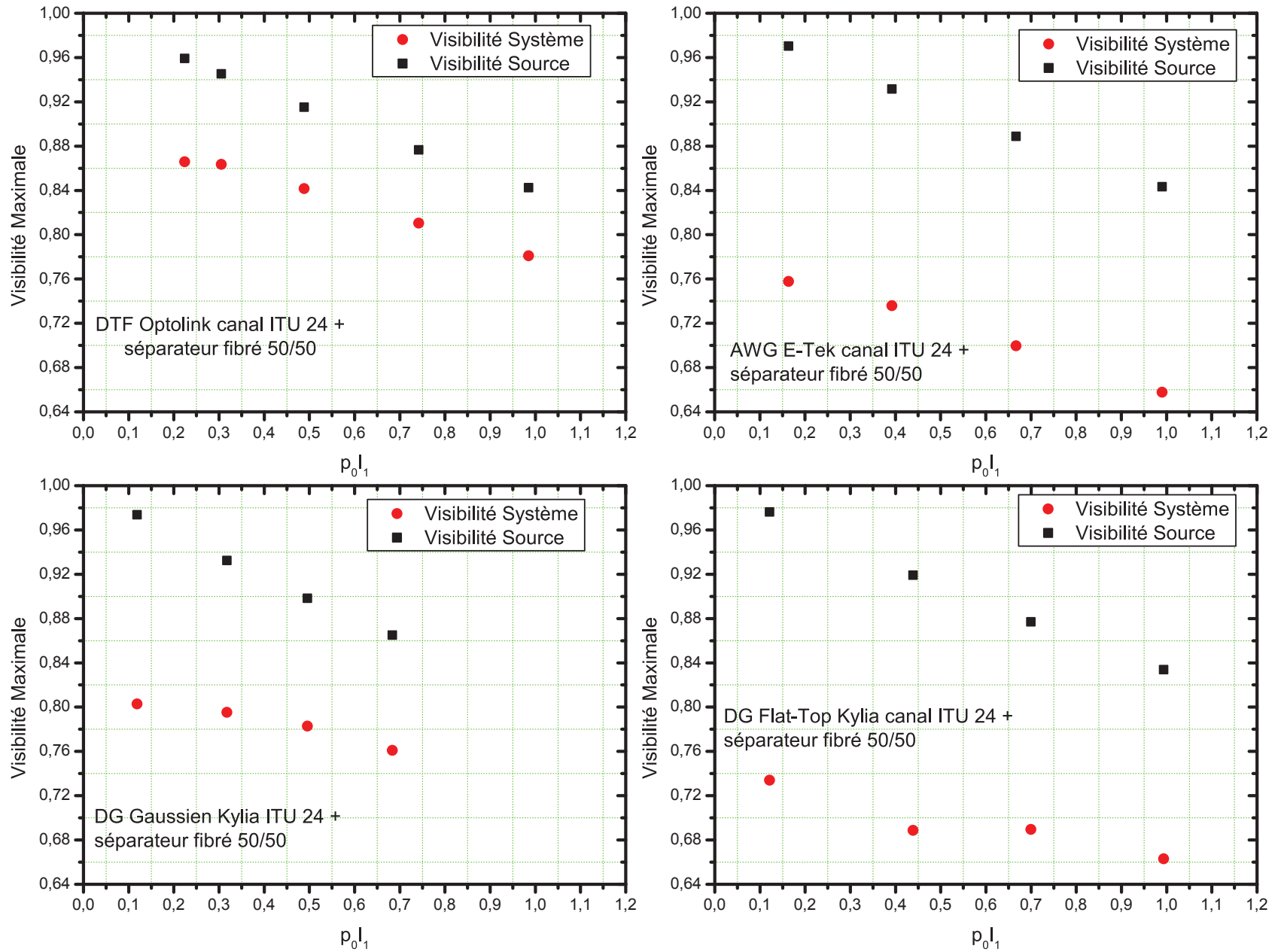
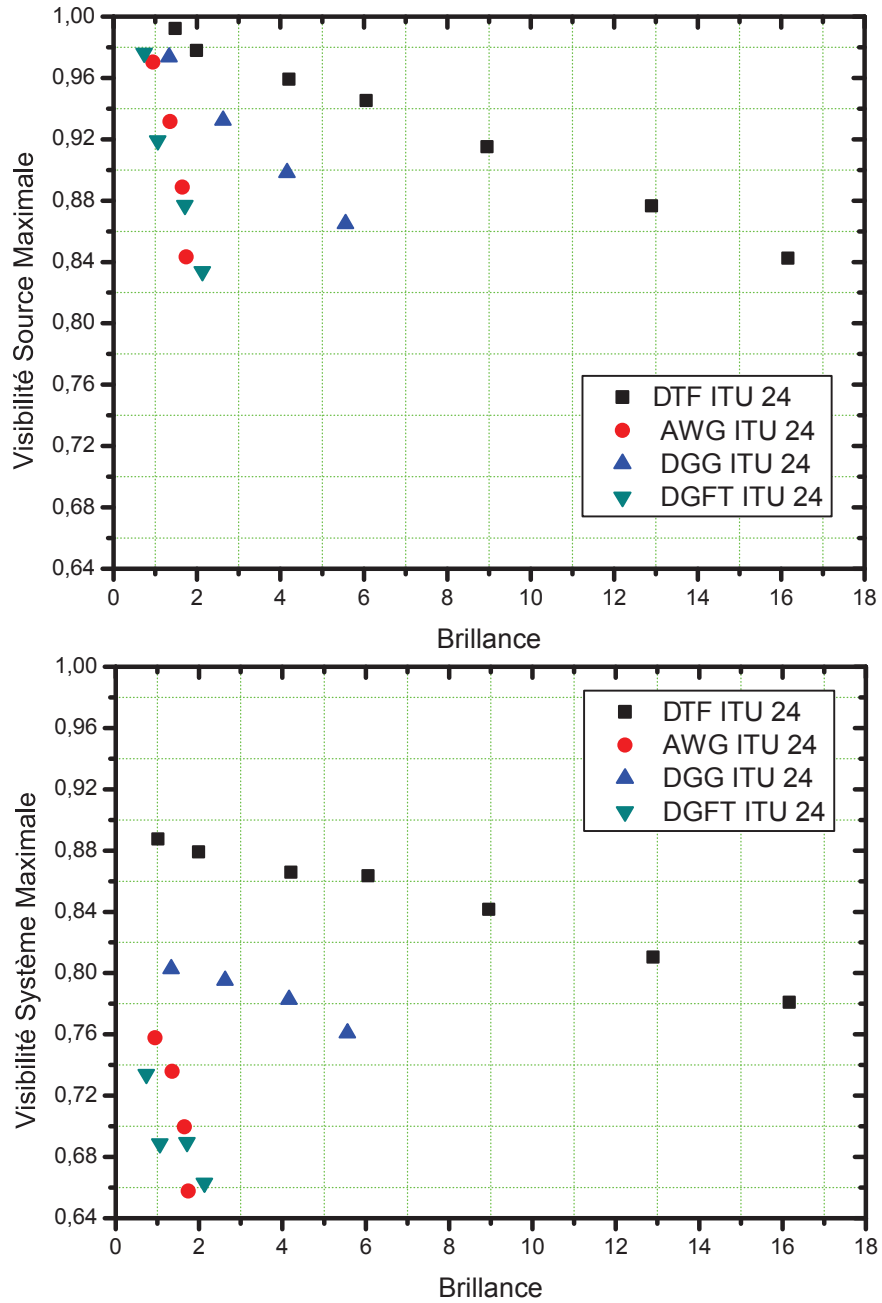


FIGURE 4.10: Comparaison de l'évolution des visibilités source et système entre les différents démultiplexeurs dans le cas d'une séparation statistique



deux photons de la paire n'est pas la même.

Les termes X_A et X_B dans le cas des filtres AWG et DGFT sont assez similaires. Ce qui différencie les deux est le rapport I_1/I_2 plus élevé dans le cas DGFT ce qui le rend moins performant que l'AWG. Ceci provient du fait que dans les équations de visibilité système et source 4.3.8, le rapport P_{AC}/P_{TC} fait intervenir directement le rapport I_1/I_2 par la simplification de l'équation (4.4.1).

Ainsi, plus le rapport I_1/I_2 est élevé, plus la visibilité diminue. Donc pour des valeurs X_A et X_B similaires entre deux filtres et donnant ainsi une brillance approximativement égale à même puissance, le facteur discriminant devient le rapport I_1/I_2 qui, pour une même brillance, modifie la valeur de visibilité maximale de l'un par rapport à l'autre.

Afin d'obtenir une variable quantitative permettant de classer immédiatement les démultiplexeurs selon leur performances, on exprime la pente dans les courbes de visibilité en fonction de la brillance. Le développement mathématique donne :

$$\begin{aligned} V &= 1 - a * B \\ a &= \frac{1 - V}{B} \end{aligned} \quad (4.4.2)$$

où B est la brillance égale à P_{TC} multiplié par la fréquence du détecteur. Pour les valeurs de brillance en jeu, on peut considérer que la fréquence du détecteur sur reste constante et égale à 2 MHz. Ceci nous permet de ramener la dépendance de la pente à une variation en fonction de P_{TC} au lieu de la brillance B . On peut ramener la forme précédente à l'expression :

$$a' = \frac{1 - V}{P_{TC}} \quad (4.4.3)$$

Nous souhaitons minimiser cette pente, donc maximiser le rapport $1/a$ donné par :

$$\begin{aligned} \frac{1}{a'} &= \frac{P_{TC}}{1 - V} \\ &= P_{TC} + \frac{2P_{TC}^2}{P_{AC}} \\ &= P_{TC} \left(1 + \frac{2P_{TC}}{P_{AC}} \right) \end{aligned} \quad (4.4.4)$$

En négligeant 1 devant le rapport $2P_{TC}/P_{AC}$ on obtient :

$$= 2p_0 I_2 X_A X_B K_T + \frac{I_2^2 X_A X_B}{I_{1A} I_{1B}} \quad (4.4.5)$$

On tire un facteur de qualité F_{qual} défini lorsque $I_{1A} = I_{1B}$ par :

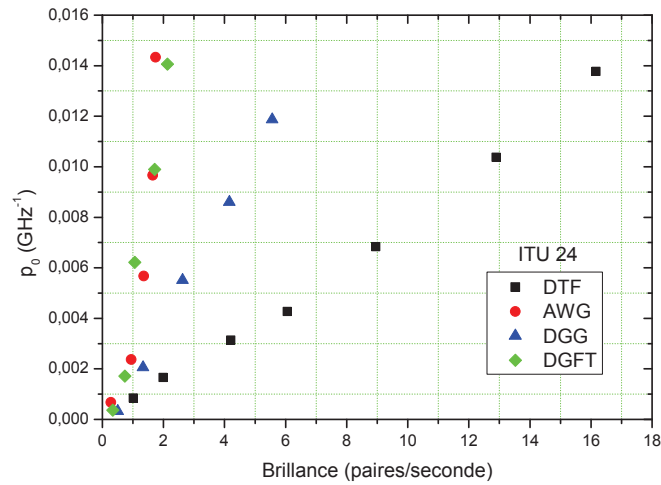
$$F_{qual} = \frac{X_A X_B I_2^2}{I_1^2} \quad (4.4.6)$$

Le tableau 4.2 récapitule les valeurs de facteur de qualité obtenues. Elles sont en accord avec les résultats de la figure 4.10 où $1/a \simeq 100$ pour le démultiplexeur

TABLE 4.2: *Tableau récapitulatif du facteur de qualité dans le cas du canal ITU 24 pour les différents WDM testés*

Type de démux	$F_{qual}(10^{-5})$
DTF	9,32
DGG	3,63
AWG	2,01
DGFT	1,17

FIGURE 4.11: *Evolution de p_0 en fonction de la brillance pour chaque démultiplexeur*



DTF, ce qui correspond à $F_{qual} = 1/a' \simeq$ à 10^{-4} . Le facteur de qualité établi permet de retrouver le classement de performances obtenu expérimentalement. Plus il est élevé, plus le démultiplexeur permet d'atteindre de fortes brillances en conservant une visibilité élevée. Notons que la valeur idéale du facteur de qualité serait $F_{qual} = 1$, correspondant à 100 % de transmission et un rapport I_2/I_1 égal à 1. Cependant notre modèle a été établi dans l'approximation où les transmission sont faibles devant 1 et il est donc normal que nous trouvions des valeurs faibles du facteur de qualité.

Il est aussi intéressant d'observer la variation de p_0 en fonction de la brillance pour chaque filtre. Notons que dans notre protocole de mesure, nous faisons varier la probabilité d'émission spectrale p_0 , en variant la polarisation de la pompe, toutes choses égales par ailleurs. La figure 4.11 montre que plus un filtre a un facteur de qualité élevé, moins il faut envoyer de puissance afin d'atteindre les valeurs de brillance désirées. Je souligne ici que la variation de puissance de pompe à l'entrée du cristal, est la variation d'amplitude de la composante de polarisation verticale du champ et non pas la puissance de sortie de la diode qui, elle, est maintenue constante. Ceci montre bien la validité de notre modèle, et est en parfait accord avec les résultats obtenus.

Je passe maintenant au cas de la séparation déterministe.

TABLE 4.3: *Tableau récapitulatif des délais optimaux entre les différents couples de canaux testés*

Canaux ITU	DTF	AWG	DGG	DGFT
23-25	15 ns	12,5 ns	0 ns	0 ns
22-26	22,5 ns	10 ns	0 ns	0 ns
21-27	-2,5 ns	-	0 ns	0 ns

4.4.2 Cas déterministe

Dans la séparation déterministe, je m'intéresse à voir s'il est possible à partir d'une longueur d'onde de pompe unique, de distribuer des paires de photons pour chaque filtre à plusieurs couples de canaux avec un même facteur de qualité. Pour cela, je mesure le nombre de coïncidences entre les paires de canaux symétriques par rapport à la chaîne ITU 24 centrale, et ceci pour plusieurs valeurs de position de la demi-onde pré-cristal, afin d'observer aussi l'évolution de la visibilité en fonction du rendement de fluorescence paramétrique.

Dans les démultiplexeurs de technologie DTF et AWG, une différence de temps d'arrivée a été observée entre les deux photons de la paire. En effet, des coïncidences n'ont pu être observées qu'en introduisant un retard de détection d'un détecteur par rapport à l'autre. Ceci provient du fait que le chemin optique allant de l'entrée à la sortie, au sein du démultiplexeur, est différent pour chaque canal. Des mesures du nombre de coïncidences en fonction du délai entre les détecteurs ont permis de trouver le retard optimal pour chaque couple de canaux symétriques par rapport à $\nu_{p/2}$ afin de trouver le retard optimal. Le tableau 4.3 récapitule les valeurs optimales de retard trouvées dans chaque cas (Le retard est donné par $R = \text{délai}_{\text{dét}B} - \text{délai}_{\text{dét}A}$).

On qualifie de délai la différence temporelle entre le signal de déclenchement et le moment d'ouverture de la fenêtre de détection. Comme la séparation au sein du WDM DG se fait en espace libre, il est normal de n'observer aucun délai dans le cas de cette technologie.. La présence d'un délai optique peut poser problème dans une distribution multi utilisateur où les détecteurs sont supposés garder des caractéristiques fixes, surtout dans le cas où l'on déciderait de varier la fréquence centrale de pompe afin de modifier l'appariement des canaux.

Cependant il est possible de remédier à ce problème. Pour une valeur de fréquence de pompe fixe ω_p , on relève les délais optimaux entre tous les couples de canaux symétriques $\omega_p/2$. On fait ceci pour plusieurs valeurs de ω_p afin de prendre en compte toutes les paires de canaux possibles. Une fois les délais relevés, on prévoit un protocole dynamique de réglage qui nous permet lorsqu'on veut desservir un couple ITU donné, de se placer à la fréquence de pompe ainsi qu'au retard optimal.

Une fois l'optimisation fine du retard entre les canaux réalisée, j'ai effectué des mesures de visibilité source et système en fonction de la puissance de pompe. Les couples de canaux testés pour les 4 filtres sont ITU (21,27), ITU (22,26), ITU (23,25) sauf dans le cas de l'AWG où le canal ITU 21 n'est pas présent et l'on se contentera

des canaux ITU (23,25) ainsi que ITU (22,26). Je trace donc les visibilitées en fonction de la brillance afin d'avoir un axe de comparaison commun comme dans le cas statistique. Je présente au départ les résultats obtenus pour les différents couples de canaux d'un même filtre. Les figures 4.12 et 4.13 illustrent l'évolution des visibilitées source et système en fonction de la brillance, obtenue pour les différents couples de canaux testés pour chacun des filtres et le tableau 4.4 résume les valeurs de I_{1A} , I_{1B} , I_2 , $(I_{1A} * I_{1B})/I_2^2$, X_A et X_B calculés.

Les courbes des figures 4.12 et 4.13 montrent que pour chaque filtre, tous les couples de canaux présentent des performances de distribution identiques. Cependant dans le cas de l'AWG, il est clair que le couple ITU (22,26) donne de meilleures performances que le couple ITU (23,25).

En se référant au tableau 4.4, on observe une différence importante entre les valeurs de X_A pour les couples de canaux ITU(23,25) et ITU(22,26) de l'AWG, et un rapport $(I_{1A} * I_{1B})/I_2^2$ plus élevé pour le couple ITU (23,25). On peut donc conclure par cette première série de mesures que l'AWG semble être le démultiplexeur le moins adapté à une distribution multiutilisateurs, due à la variation de la qualité de la visibilité entre les différentes paires de canaux. Ceci ne semble pas être le cas dans les deux autres technologies.

Il est également intéressant de comparer les performances des mêmes couples ITU entre les 4 démultiplexeurs. Les figures 4.14, 4.15 et 4.16 illustrent les contrastes entre les mêmes paires de canaux pour les différents filtres et la figure 4.17 montre de plus près la différence de performance des paires de canaux entre les filtres DG Gaussien et DG Flat-Top. Ces courbes rapportent l'évolution des visibilitées source et système en fonction de la brillance.

Les figures 4.14, 4.15 et 4.16 montrent que pour les trois couples de canaux, le filtre à technologie DTF est toujours le plus performant. On observe aussi que la classification des filtres pour les trois couples de canaux est toujours similaire (DTF > AWG > DGG > DGFT).

Afin d'expliquer cette classification à partir des données mesurées, on introduit le facteur de qualité dans le cas déterministe donné par :

$$F_{qual} = \frac{X_A X_B I_2^2}{I_{1A} I_{1B}} \quad (4.4.7)$$

et obtient dans chaque cas les valeurs données dans le tableau 4.5. Ce facteur de qualité, tout comme dans le cas statistique, explique bien les résultats obtenus et est conforme au classement des 4 démultiplexeurs retrouvés.

Une observation plus fine de la figure 4.17 nous montre la différence entre les performances du filtre DGG et DGFT. Ces deux filtres ayant des rapports $(I_{1A} * I_{1B})/I_2^2$ assez proches, la différence se joue surtout sur les termes X_A et X_B . Dans le cas des canaux ITU 21 et 27 par exemple, les transmissions X_A et X_B correspondant au démultiplexeur DG Gaussien (0,0064 ; 0,0065) sont meilleures que celles du DG

FIGURE 4.12: Comparaison de l'évolution des visibilitées source et système entre les différents canaux d'un même démultiplexeur (DTF et AWG)

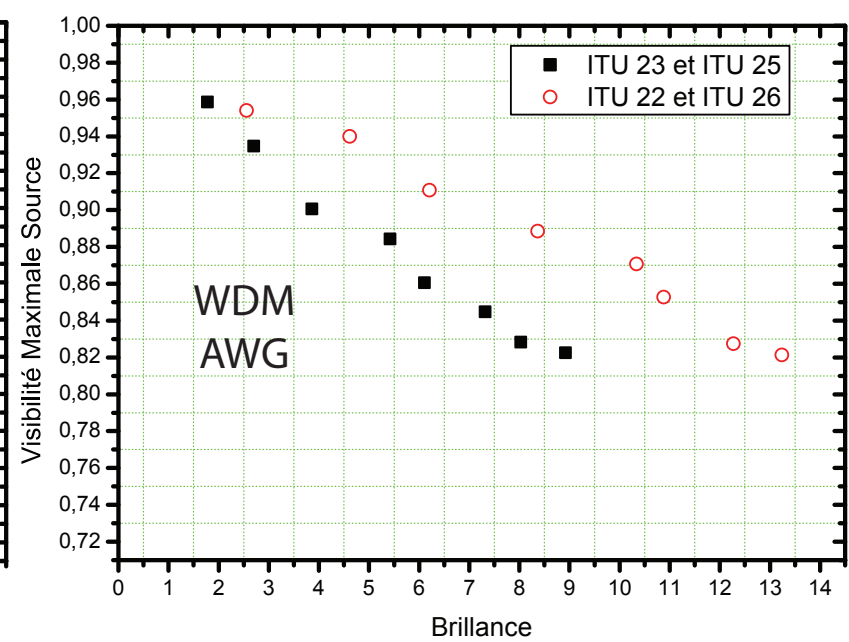
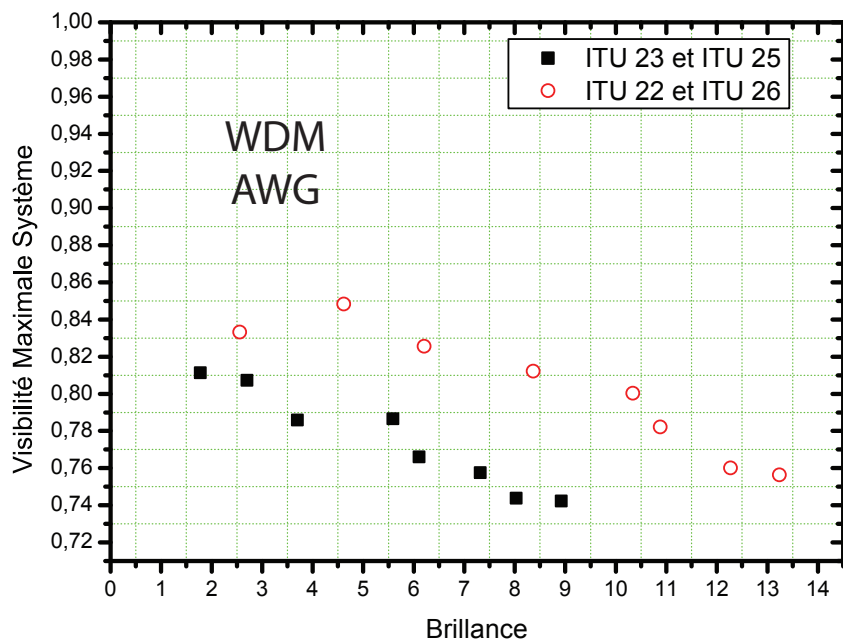
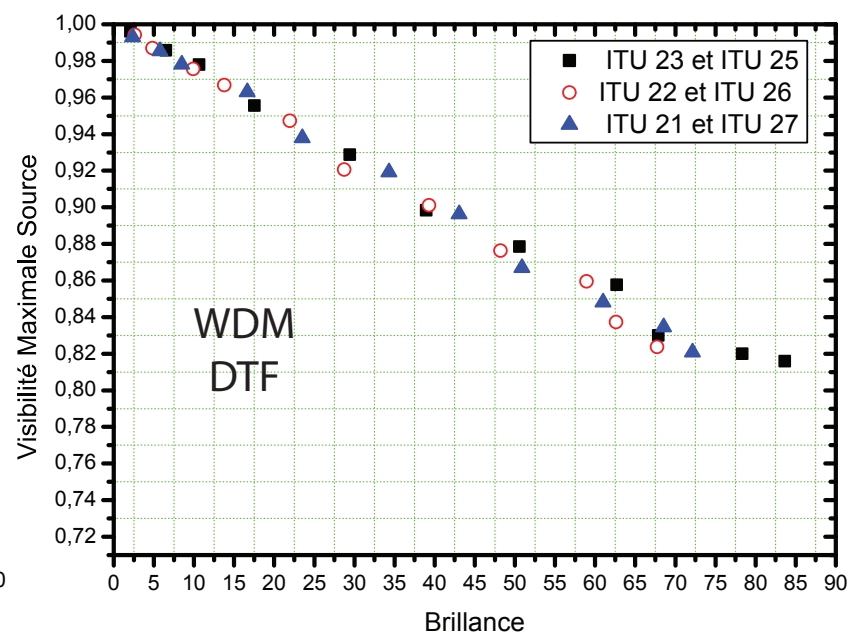
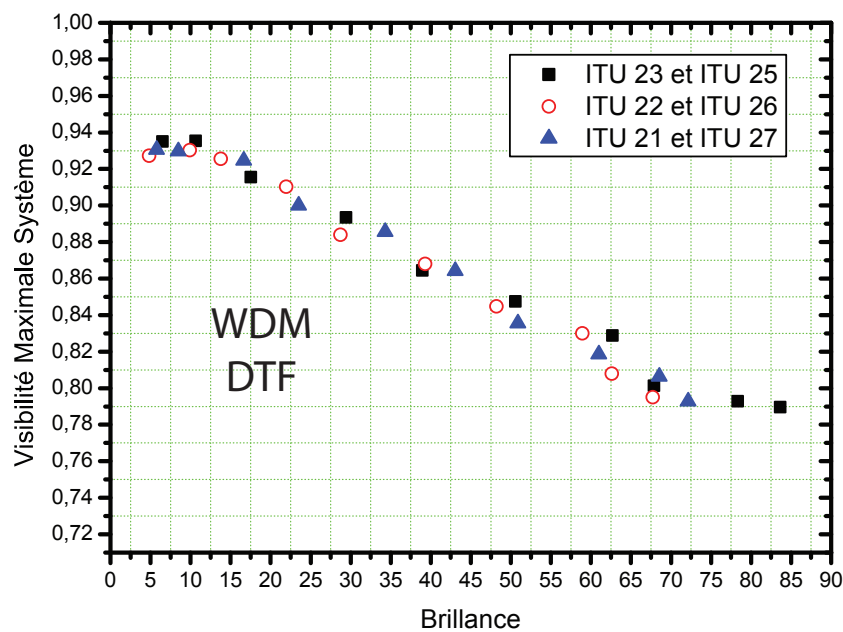


FIGURE 4.13: Comparaison de l'évolution des visibilitées source et système entre les différents canaux d'un même démultiplexeur (DGG et DGFT)

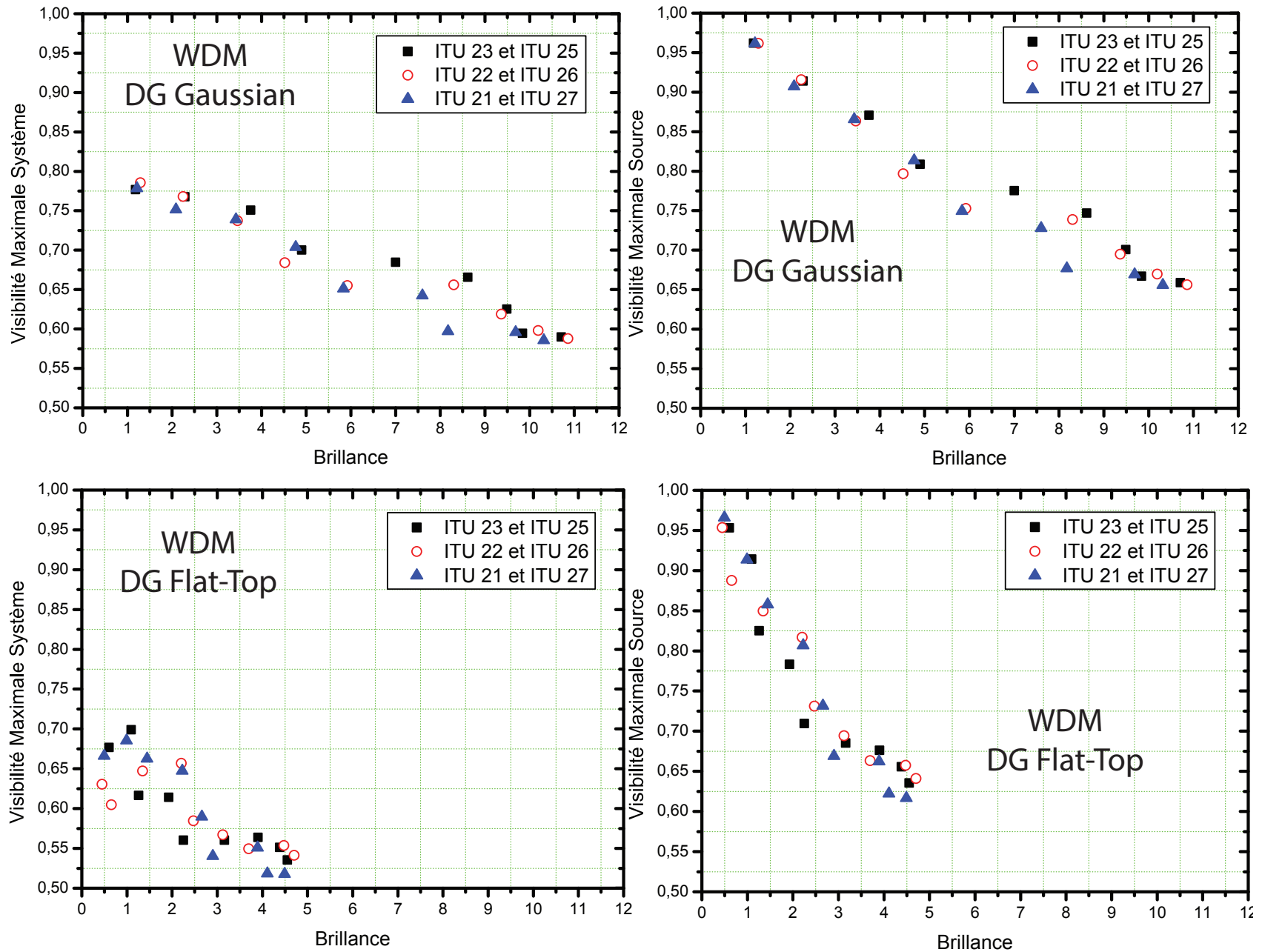


TABLE 4.4: *Tableau récapitulatif des valeurs de I_{1A} , I_{1B} , I_2 , X_A et X_B pour chaque couple de canaux ITU*

Type Demux	ITU	I_{1A} (GHz)	I_{1B} (GHz)	I_2	$(I_{1A} * I_{1B})/I_2^2$	X_A	X_B
DTF	23-25	76,39	70,66	65,64	1,25	0,02	0,02
DTF	22-26	78,577	63,04	61,2	1,32	0,02	0,02
DTF	21-27	82,106	60,996	60,663	1,36	0,02	0,02
AWG	23-25	64,897	57,109	49,783	1,49	0,007	0,008
AWG	22-26	73,23	71,188	62,773	1,32	0,009	0,009
DGG	23-25	56,272	57,847	40,17	2,02	0,007	0,007
DGG	22-26	55,577	56,295	39,486	2,01	0,007	0,007
DGG	21-27	55,473	55,599	39,553	1,97	0,006	0,006
DGFT	23-25	70,566	76,0041	52,672	1,93	0,004	0,004
DGFT	22-26	71,429	73,399	51,749	1,96	0,004	0,004
DGFT	21-27	68,046	73,269	50,55	1,95	0,004	0,004

TABLE 4.5: *Tableau récapitulatif des valeurs de facteur de qualité calculés pour chaque couple de canaux ITU*

Type Demux	ITU	$F_{qual} \times 10^{-4}$
DTF	21-27	3,72
DTF	23-25	3,7
DTF	22-26	3,66
AWG	22-26	0,64
AWG	23-25	0,40
DGG	23-25	0,24
DGG	22-26	0,22
DGG	21-27	0,21
DGFT	21-27	0,086
DGFT	23-25	0,081
DGFT	22-26	0,078

Flat-Top (0,0041 ;0,0041).

En résumé le DTF donne toujours les meilleurs résultats que ce soit dans le cas statistique ou déterministe. Nous nous attendons donc à ce que ce filtre nous permettent d'obtenir les meilleurs résultats lors des mesures de visibilité et du paramètre de Bell S, une fois l'étage d'intrication monté. Cependant en comparant les autres filtres, on observe que le WDM DG Gaussien donne de meilleurs résultats en séparation statistique que déterministe. Ceci vient du fait que le rapport I_1/I_2 de ce filtre dans les deux cas est considérablement différent et ceci affecte le facteur de qualité.

A partir des résultats obtenus dans les cas statistiques et déterministes, on peut déterminer les caractéristiques d'un filtre idéal pour la distribution de paires de photons corrélés. Le facteur de qualité F_{qual} dépend du produit $X_A X_B$, donc de la transmission des canaux du démultiplexeur. Il va donc de soi qu'un démultiplexeur idéal doit présenter le minimum de pertes d'insertion et si possible 0 dB. F_{qual} dépend du rapport I_2/I_1 dans le cas statistique et $I_2^2/I_{1A}I_{1B}$ dans le cas déterministe. Un rapport I_1/I_2 égal à l'unité permet d'obtenir la plus grande valeur de facteur de qualité. Ceci est obtenu dans le cas d'un démultiplexeur aux canaux de sortie ayant une fonction de transmission rectangulaire [SGG⁺11].

Comme effectué dans le cas statistique je relève aussi la variation de p_0 en fonction de la brillance pour chaque couple de canaux de chaque filtre. La figure 4.18 montre aussi que plus le facteur de qualité est élevé, moins il faut envoyer de puissance afin d'atteindre les valeurs de brillance désirées. Ceci prouve encore une fois la validité de notre modèle cette fois dans le cas déterministe.

Il est intéressant de noter que les bornes supérieures de visibilités obtenues en séparation statistique sont toujours nettement inférieures à celles prédites en séparation déterministe. Cette différence vient de la réduction systématique par un facteur deux

FIGURE 4.14: Comparaison de l'évolution des visibilitées source et système entre les mêmes canaux des différents démultiplexeurs testés ITU(23,25)

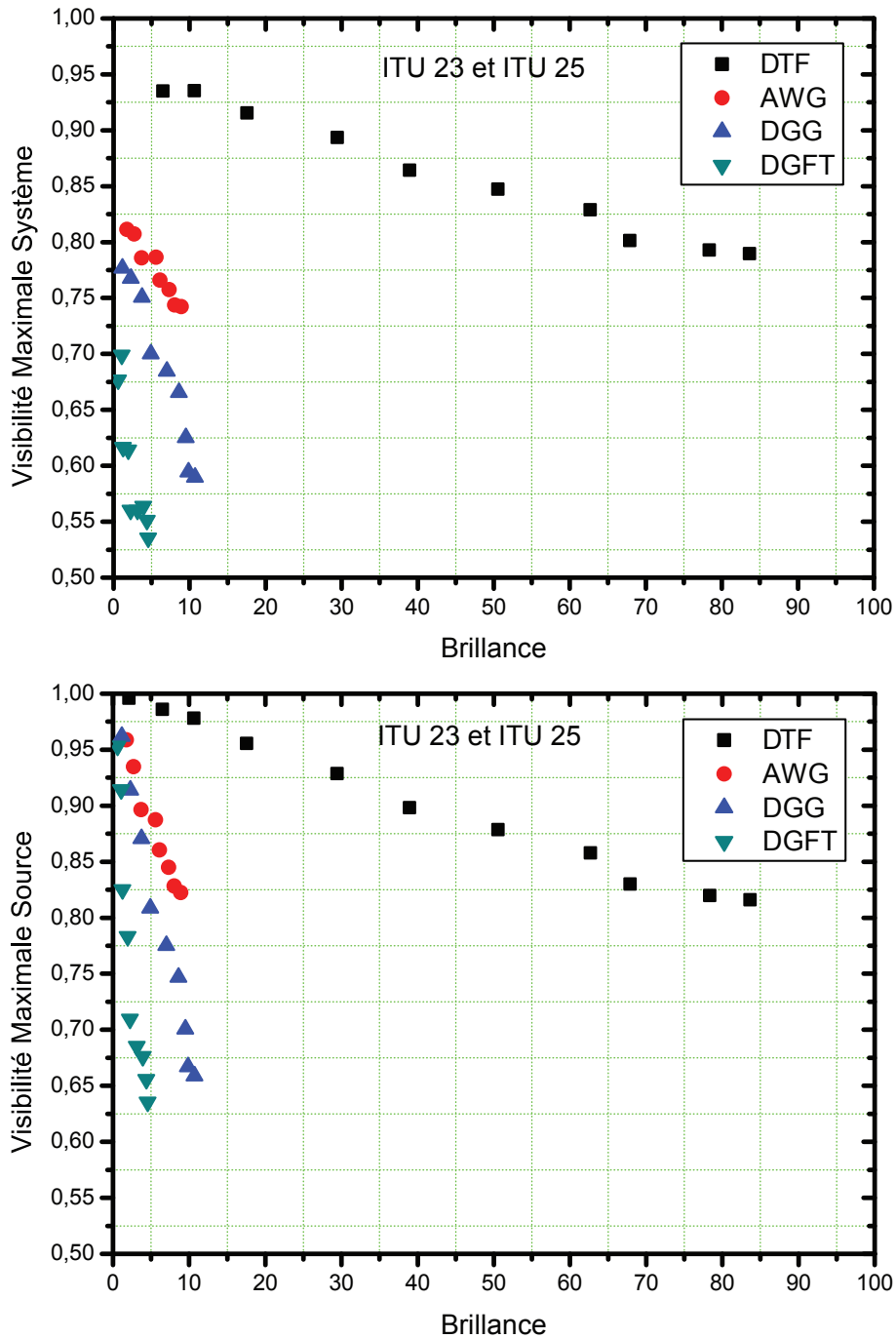


FIGURE 4.15: Comparaison de l'évolution des visibilitées source et système entre les mêmes canaux des différents démultiplexeurs testés ITU (22,26)

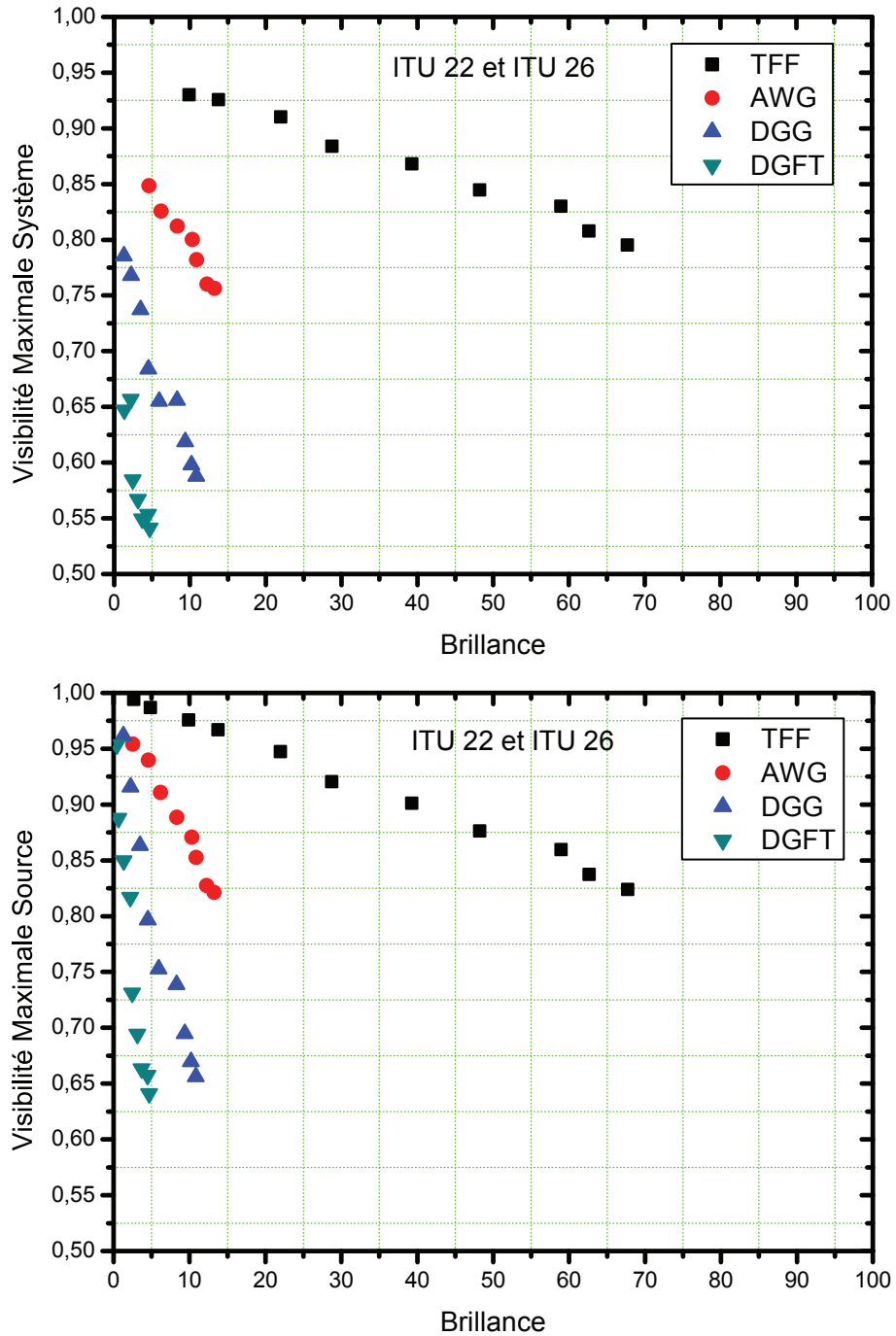


FIGURE 4.16: Comparaison de l'évolution des visibilitées source et système entre les mêmes canaux des différents démultiplexeurs testés ITU (21,27)

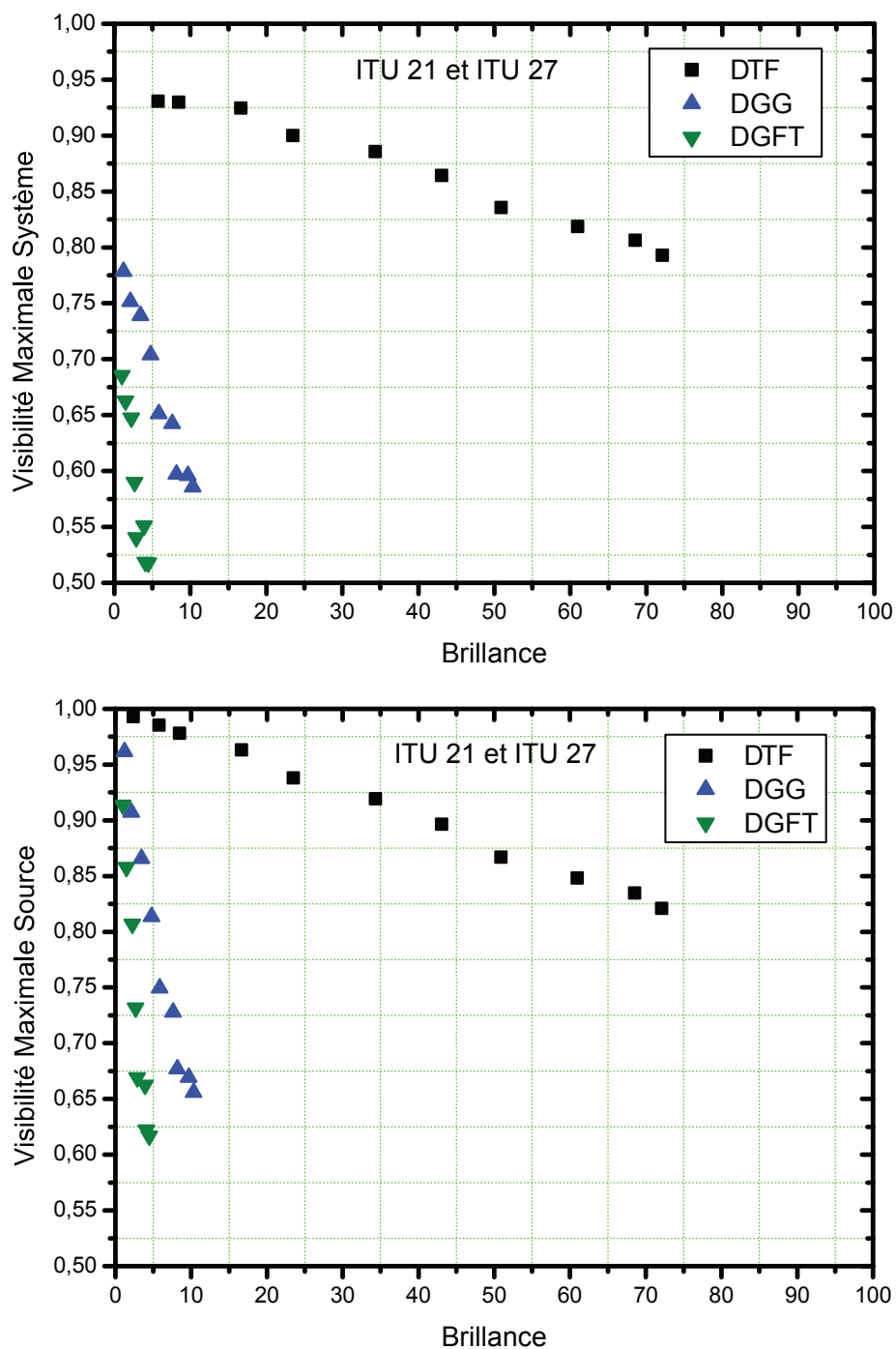


FIGURE 4.17: Comparaison de l'évolution des visibilité source et système entre les mêmes canaux des deux démultiplexeurs à technologie identique mais forme spectrale différente (DGG et DGFT)

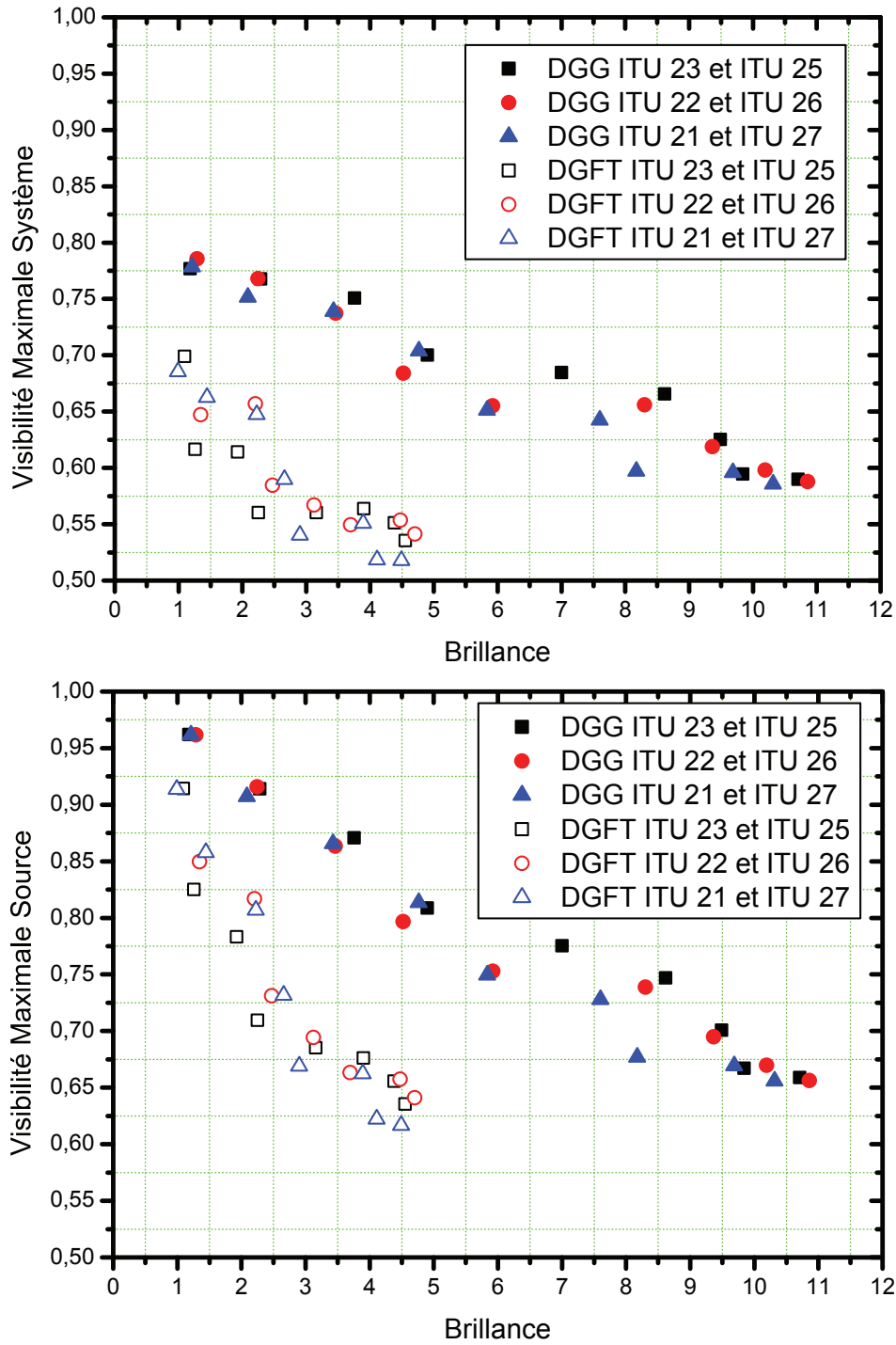
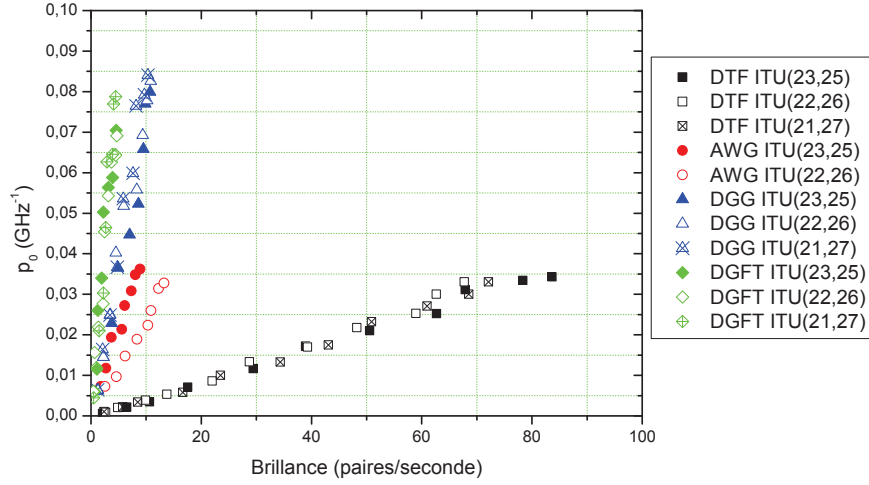


FIGURE 4.18: *Evolution de p_0 en fonction de la brillance pour chaque couple ITU de chaque démultiplexeur*



du rapport des coïncidences accidentelles sur coïncidences vraies, dû à la probabilité $1/2$ des deux photons de passer du même côté. Ceci n'est pas du tout équivalent à une réduction de la transmission de chaque voie par un facteur deux qui, elle, affecterait de la même manière les coïncidences vraies et les coïncidences accidentelles (4.4.1). Le modèle présenté a permis de faire le lien entre les caractéristiques des démultiplexeurs et leur performance dans une distribution de paires de photons. En ayant calculé les visibilités maximales pour chaque filtre. On s'attend aussi à un classement des démultiplexeurs selon leur performance, comme celui obtenu dans le cas de photons corrélés. Les résultats de ce chapitre ont fait l'objet d'une publication [GAF⁺13].

Suite à une étude de Smirr [SDF⁺13], sur l'optimisation du couplage des paires de photons produites par SPDC dans une fibre, il m'a paru intéressant d'évaluer le couplage obtenu sur cette première version de la source. Il faut pour cela mesurer la transmission totale de la chaîne T_I . Pour cela je branche un laser à émission continue dans l'infrarouge à 1564 nm, à la fibre de sortie du coupleur en ayant mesuré au préalable sa puissance de sortie. Je place ensuite un puissance mètre dans l'infrarouge à la position du cristal de PPLN et je mesure la puissance reçue. La figure 4.19 est une illustration du protocole expérimental.

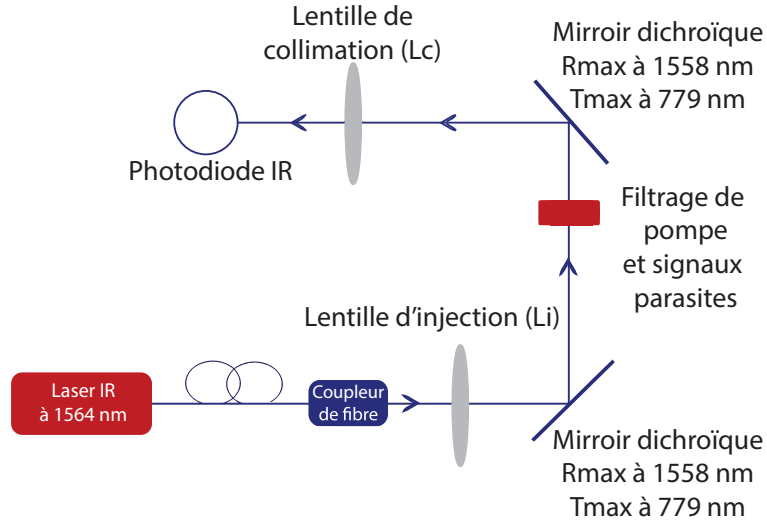
A partir des données X_A et X_B , il est possible de remonter au taux de couplage. Je rappelle que l'équation 4.3.1 nous donne :

$$X_I = R_I \cdot T_I \cdot \eta_I \quad (4.4.8)$$

Je rappelle aussi que T_I peut être exprimé par le produit $\tau_I \times C_F$ où τ_I constitue la transmission des composants sur le chemin optique et C_F le couplage à la fibre. Au final, je peux tirer le coefficient de couplage par l'intermédiaire de l'équation suivante :

$$C_F = \frac{X_I}{R_I \times \tau_I \times \eta_I} \quad (4.4.9)$$

FIGURE 4.19: *Dispositif expérimental permettant d'estimer le taux de couplage dans la fibre*



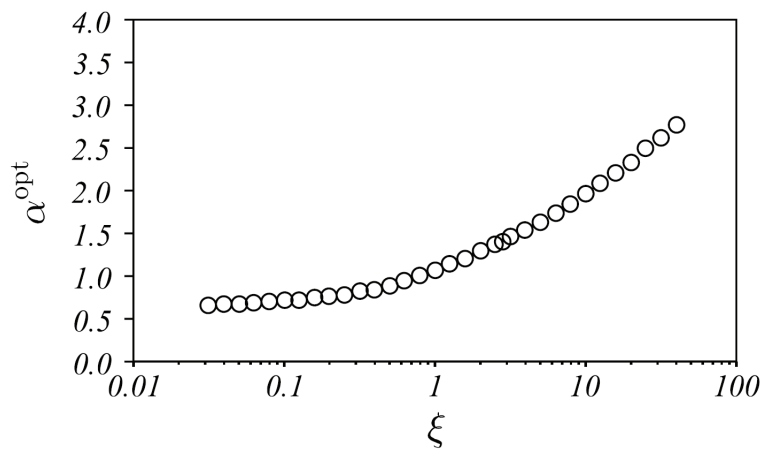
Dans le cas d'une séparation déterministe, $R_I = 1$ et dans le cas d'une séparation statistique $R_I = 0,5$. Pour chaque démultiplexeur, il faut multiplier τ_I par la transmission du canal afin de bien prendre en compte les pertes d'insertions. La valeur du couplage que je trouve au final tout calcul fait est $C_F = 45,5\%$. Dans ses travaux, Smirr avait trouvé une valeur de 74% . Nous avons cependant une explication pour cette faible valeur obtenue.

Dans ce même article [SDF⁺13], une étude théorique a été réalisée afin de déterminer le terme $\alpha = \frac{\alpha_0}{\omega_0}$ qui représente le rapport entre le waist de la fibre imagée dans le cristal et le waist du faisceau de pompe. Ceci nécessite en premier la détermination du paramètre de focalisation de pompe $\xi = \frac{L}{2Z_R}$ où L représente la longueur du cristal et Z_R la longueur de Rayleigh donnée par $Z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$. Dans notre cas, pour une longueur d'onde de pompe de 779 nm, une lentille de focalisation L_c de 150 mm on obtient $\xi = 1,81$. Il est possible de déterminer α_{opt} pour n'importe quelle valeur de ξ à partir de la courbe de la figure 4.20. Ceci nous donne une valeur $\alpha_{opt} = 1,1$ pour obtenir un maximum de couplage.

Or dans notre cas, la valeur de α trouvée est égale à 0,43. Ceci explique pourquoi nous n'étions pas dans les conditions optimales de couplage. Nous avons pris ceci en compte lors de la mise en place du dispositif du chapitre 5.

La partie suivante consistera à montrer que l'on obtient bien de l'intrication en présence des démultiplexeurs. On montrera les résultats obtenus pour chaque démultiplexeur testé, et feront le lien les résultats obtenus et les caractéristiques des démultiplexeurs.

FIGURE 4.20: Évolution du rapport α_{opt} en fonction du rapport ξ [SDF⁺ 13]



Chapitre 5

Distribution de photons intriqués en polarisation par démultiplexage en longueur d'onde

Les résultats présentés dans le chapitre 4 nous ont permis, que ce soit dans le cas d'une séparation statistique ou déterministe, d'établir un facteur de mérite des démultiplexeurs F_{qual} . Celui-ci permet de faire le lien entre les caractéristiques annoncées d'un démultiplexeur (pertes d'insertion, largeur de canal, etc...) et ses performances au sein d'une source de photons corrélés. De plus, le modèle mathématique développé a permis de prédire les meilleurs résultats possibles pouvant être obtenus lors de la génération d'intrication.

Le chapitre 5 a pour but de montrer et d'expliquer les résultats obtenus lors d'une situation d'intrication. Je commencerai par présenter le dispositif expérimental adopté, ainsi que ses différents réglages et optimisations, au niveau de la source et de la détection. Je continuerai en présentant les résultats pour chacun des 4 démultiplexeurs utilisés (courbes de visibilité dans les bases à 0 et 45 degrés, ainsi que le paramètre de Bell S obtenu), dans le cas statistique puis dans le cas déterministe. Je conclurai par un récapitulatif ainsi que des perspectives d'amélioration.

5.1 Dispositif Expérimental

Un faisceau de pompe continu et monomode à 779 nm (Diode Eagleyard Annexe C) est focalisé dans un cristal de MgO :PPLN, identiquement à l'expérience du chapitre 4. Afin de pouvoir générer un état intriqué à partir d'un cristal unique, nous avons procédé à une configuration en double passage. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, König et al. [KMWA05] ont montré la faisabilité de cette configuration. Notre source compte parmi ses objectifs, la limitation des ressources nécessaires à sa mise en place. Il est par conséquent plus avantageux d'adopter le double passage, plutôt que la mise en place deux cristaux en série comme il a été démontré dans l'article de Christensen et al. [CMA⁺13].

Sur le chemin à l'aller, le faisceau de pompe peut, avec une probabilité très faible (voir chapitre précédent 4) générer une paire de photons à polarisation verticale $|VV\rangle$. Cette paire est réfléchi par le miroir dichroïque DM2 comme le montre la figure 5.1, et passe deux fois par une lame quart d'onde d'ordre zéro à 1558 nm après avoir été réfléchi par le miroir dichroïque DM4. Par conséquent on obtient au final une paire de polarisation horizontale $|HH\rangle$.

Le restant du faisceau de pompe non converti est quant à lui transmis par DM2, pour être ensuite réfléchi par DM3. Sur son trajet de retour, il est refocalisé dans le cristal afin de générer (avec la même probabilité qu'à l'aller) une paire verticale $|VV\rangle$. La recombinaison des générations aller et retour sur le miroir dichroïque DM1, donne lieu à une paire dans l'état intriqué $|\Phi(\phi)\rangle = |HH\rangle + e^{i\phi}|VV\rangle$ où ϕ correspond à la différence de phase entre les composantes de l'état. La paire obtenue est réfléchi par DM1 et DM5 avant d'être couplée dans une fibre monomode. La réflexion par DM1 et DM5 permet aussi de filtrer une grande partie du faisceau de pompe (il ne reste plus aucun photon de pompe après leur passage par les miroirs DM1, DM5 et l'étage de filtrage).

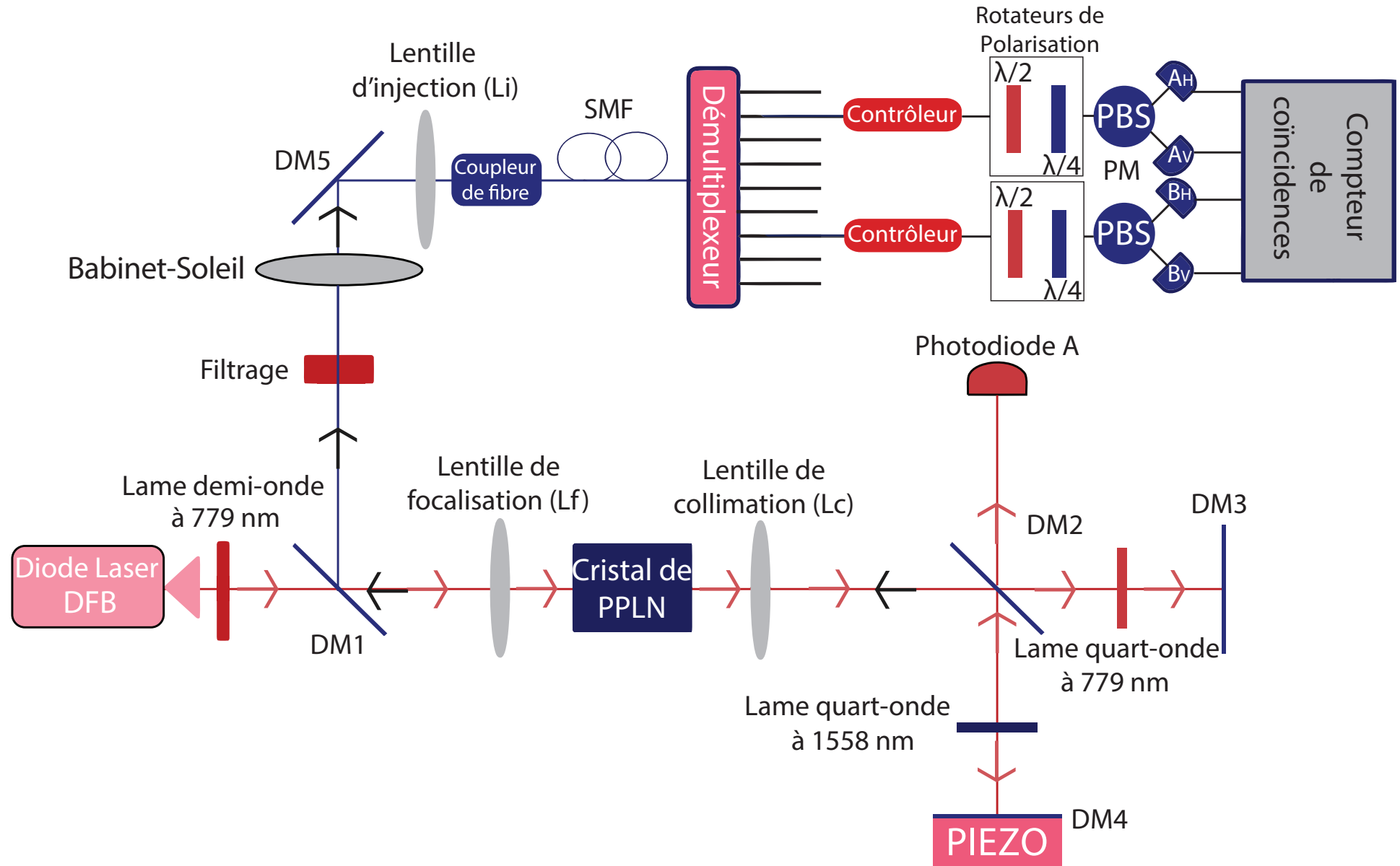
Les miroirs dichroïques (DM1, DM2 et DM5) sont traités pour avoir une transmission maximale (99%) à 779 nm et une réflexion maximale (99%) à 1558 nm. Les miroirs dichroïques DM3 et DM4 sont traités pour être réfléchissants (99%) à 779 nm, et le miroir DM4 est aussi traité pour être réfléchissant (99%) à 1558 nm. La réflectivité des deux miroirs DM3 et DM4 à 779 nm permet d'obtenir, au niveau de la photodiode A, des interférences provenant de la superposition de deux composantes du faisceau de pompe équilibrées en puissance : la première, transmise par DM2 à l'aller, réfléchi par DM3 et par DM2 au retour et la seconde réfléchi par DM2 à l'aller, réfléchi par DM4 et transmise par DM2 au retour. Ce signal nous permettra, à l'aide d'une modulation sur la cale piézoélectrique du miroir DM4, de stabiliser par un asservissement comportant une détection synchrone et un module PID, la différence de phase entre les composantes HH et VV de l'état intriqué.

Les lentilles de focalisation et collimation (pré et post cristal) sont traitées d'une couche anti-reflet allant de 650 à 1620 nm (Ce traitement a nécessité d'être fait sur mesure du fait qu'il n'est pas standard). Du fait que nous sommes en configuration de double passage, il est nécessaire que le faisceau de pompe au retour ait la même puissance qu'à l'aller, afin d'équilibrer les probabilités de génération de paires dans les deux sens. Pour minimiser les pertes sur les paires de photons générées, la lentille d'injection est traitée anti-reflet pour la gamme de longueur d'onde allant de 1050 à 1620 nm comme cela a été le cas pour le chapitre 4.

5.1.1 Optimisation du retournement de polarisation

La polarisation des photons générés sur le chemin DM2-DM3 est connue, elle est verticale. Cependant, celle sur le chemin DM2-DM4 reste inconnue tant que la lame quart d'onde à 1558 nm n'est pas optimisée. Afin de réaliser cette optimisation, il faut au préalable s'assurer de la séparation des polarisations dans les PBS. Ceci

FIGURE 5.1: Dispositif expérimental pour générer de l'intrication en polarisation par double passage



nécessite de bloquer en un premier temps le chemin DM2-DM4 et de ne permettre que la propagation des photons générés sur le chemin retour. On place un contrôleur de polarisation entre la fibre de collection SMF et un PBS dont on relie les voies H et V, chacune à un détecteur. On règle le contrôleur en variant la contrainte mécanique sur la fibre, de façon à ce que tout le signal de SPDC passe par la voie V. On s'assure de ceci lorsque les coups affichés à la sortie de la voie H, sont identiques au bruit intrinsèque du détecteur.

En un deuxième temps, on bloque la réflexion de la pompe en retour de DM3 et on permet de nouveau la réflexion des photons de SPDC par le miroir DM4. On varie la position angulaire de la lame quart d'onde, de façon maintenant à ce que tout le signal de SPDC passe par la voie H du PBS. On s'assure de cela en vérifiant que les coups affichés à la sortie de la voie V sont identiques au bruit intrinsèque du détecteur. Par suite, la position de la lame quart d'onde à 1558 nm reste inchangée pour tout le reste des expériences.

5.1.2 Optimisation de la répartition de polarisation

Avant de procéder aux mesures expérimentales, je vérifie à chaque fois que les PBS séparent bien les polarisations. Cependant, j'ai à ma disposition 2 démultiplexeurs PM (DGG et DGFT) et deux non PM (DTF et AWG). Je procède par conséquent à deux différents protocoles expérimentaux de réglage dans chaque cas.

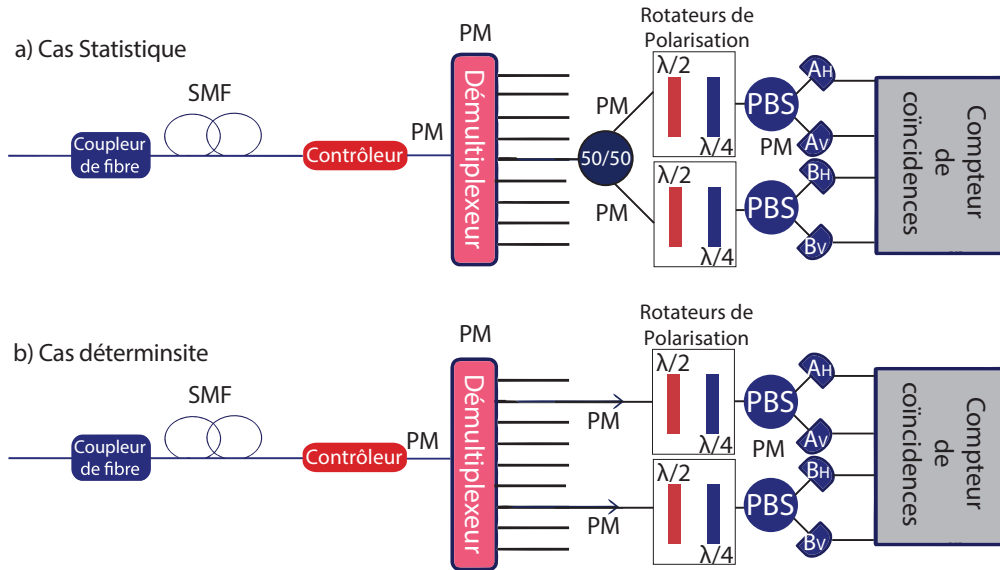
Dans le cas PM, je place un contrôleur de polarisation entre la fibre de couplage (de type SMF) et l'entrée du démultiplexeur. Dans le cas d'une séparation statistique, la sortie ITU 24 est reliée à un séparateur fibré 50-50 PM. Chacune des sorties de ce séparateur est reliée à un rotateur de polarisation (qui est en espace libre), suivi sur chaque voie par un PBS fibré PM. La figure 5.2 a) illustre cette configuration expérimentale.

Dans le cas d'une séparation déterministe, chaque canal ITU est relié à un rotateur de polarisation, suivi par un PBS fibré PM comme l'illustre la figure 5.2 b).

Pour les deux séparations, le réglage se fait en bloquant un des bras de l'interféromètre, par exemple le bras DM2-DM3 et en gardant d'ouvert que le bras DM2-DM4. On varie la biréfringence de la fibre en modifiant la contrainte mécanique appliquée par le contrôleur de façon à envoyer tout le signal SPDC aux sorties H des PBS. On s'assure de ceci en vérifiant qu'à la sortie V des PBS, les coups affichés sont confondus avec le bruit intrinsèque des détecteurs. En ouvrant le bras DM2-DM3 et en bloquant le bras DM2-DM4, on doit observer que tout le signal est passé aux sorties V des PBS et que les coups affichés aux sorties H des PBS sont confondus avec le bruit intrinsèque des détecteurs.

Dans le cas d'un démultiplexeur non PM, le protocole diffère légèrement. Cette fois-ci, les contrôleurs sont placés à la sortie des canaux ITU. En séparation statistique, le contrôleur est suivi par un séparateur 50-50 fibré dont chaque voie est reliée à un rotateur de polarisation puis un PBS PM. En déterministe, les contrôleurs sont suivis chacun par une fibre PM (longueurs identiques) reliée chacune à un rota-

FIGURE 5.2: Configuration expérimentale de contrôle de polarisation pour des démultiplexeurs PM (DGG et DGFT)



teur de polarisation puis par un PBS PM. La figure 5.3 illustre les deux configurations.

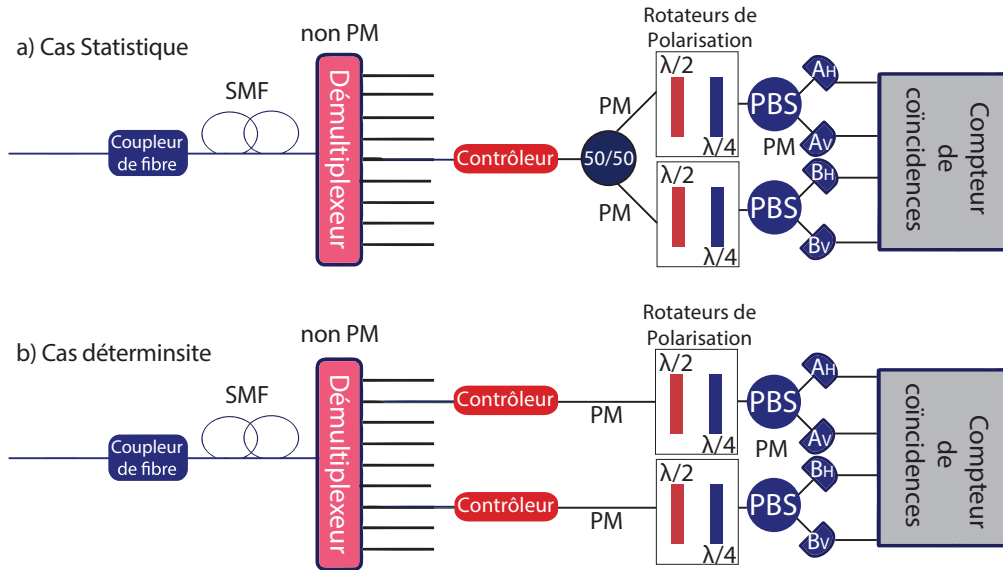
Comme dans le cas PM, on choisit une des deux voies de génération, on bloque l'autre, et on règle chaque contrôleur (ou un contrôleur unique en séparation statistique) de façon à envoyer les paires HH vers les sorties H et les paires VV vers les sorties V des PBS. Dans tout ce protocole de réglage, les lames d'ondes des rotateurs de polarisation sont maintenues sur leur axe neutre, donc à une position de 0 degrés chacune.

5.1.3 Mesure des coïncidences

Afin de mesurer les coïncidences entre les voies 1 (comprenant les détecteurs A_H et A_V) et 2 (comprenant les détecteurs B_H et B_V), nous sommes dans l'obligation de choisir une configuration différente de celle adoptée précédemment dans le chapitre 4. Avec la présence de 4 détecteurs, nous avons opté pour un système fonctionnant sur le "timetag". Dans ce cas de figure, le compteur de coïncidences n'a pas besoin d'être déclenché par une source externe. Lorsqu'il reçoit un signal de détection, il marque son temps d'arrivée.

Le compteur de coïncidences que nous utilisons pour la caractérisation de la qualité de l'intrication comporte 8 voies d'entrées (id quantique ID800-TDC). Il permet de comparer simultanément sur les 4 premières entrées, les temps d'arrivée des signaux électroniques reçus. Si l'on considère que les 4 détecteurs ont envoyé un signal de détection, on associe aux détecteurs A_H , A_V , B_H et B_V les temps d'arrivés respectifs t_{A_H} , t_{A_V} , t_{B_H} et t_{B_V} . On impose une valeur de différence de temps limite égale à δ_t de façon à ce que toute différence de temps $t_i - t_j < \delta_t$ soit

FIGURE 5.3: Configuration expérimentale de contrôle de polarisation pour des démultiplexeurs non PM (DTF et AWG)



considérée comme une coïncidence. A la différence du compteur de coïncidence utilisé dans le dispositif du chapitre 4, il n'est pas nécessaire d'avoir une taille de fenêtre de coïncidences $\delta_{coin} \geq \delta_{det}$. Les vraies coïncidences correspondent à des photons émis en même temps qui doivent être détectés en même temps si le chemin optique qu'ils empruntent est le même. Avec ce système de comptage, les coïncidences seront comptées à condition que la différence de temps d'arrivée des deux photons soit inférieure à δ_{coin} .

5.2 Optimisation de la conception de la source

5.2.1 Optimisation des lentilles

L'optimisation de cette source comporte des similarités de réglage avec le dispositif utilisé dans l'expérience précédente. La température optimale pour le quasi-accord de phase est la même puisque le cristal utilisé est identique. Le jeu de lentille employé est cependant différent. En effet, la nécessité de symétrie entre les trajets aller et retour a conduit à utiliser des lentilles identiques pour la focalisation et la collimation. De plus, afin de minimiser les fluctuations mécaniques de l'interféromètre, nous avons réduit autant que possible la longueur des deux bras DM 2 - DM 3 et DM 2 - DM 4.

Cependant, nous avons fait en sorte de rester autant que possible dans les mêmes conditions de focalisation dans le cristal que dans le chapitre 4. Pour un jeu de lentilles de 100 mm de distance focale, on obtient à l'aller et au retour du faisceau de pompe, un waist dans le cristal de 31 microns. En testant une lentille de 150 mm de distance focale, on trouve un waist de 47 microns. Cette différence par rapport à l'expérience précédente, où une lentille de focale identique à été utilisée, et où l'on a obtenu 39 microns de waist dans le cristal, provient du fait que le collimateur utilisé

TABLE 5.1: *Tableau récapitulatif rapportant les différentes valeurs de α en fonction des lentilles d'injection testées*

L_i (mm)	α	$ \alpha - \alpha_{opt} / \alpha_{opt}$
8 mm	2,12	0,51
11 mm	1,54	0,1
15 mm	1,1	0,21

est différent. Il ne permet donc pas de focaliser le faisceau de pompe dans les mêmes conditions.

Les lentilles pré et post cristal retenues sont donc dotées d'une distance focale de 100 mm, valeur pour laquelle nous restons le plus proche des conditions du chapitre 4. Le terme ξ obtenu pour cette configuration est cependant différent et on trouve une valeur de $\xi = 2,58$. Le terme α_{opt} selon l'article d'optimisation de couplage de Smirr [SFD⁺11] est égal à 1,4. Afin de choisir cette fois la lentille optimale d'injection, on se place dans les conditions qui nous donnent une valeur de α la plus proche possible de α_{opt} . Pour trois lentilles d'injection à notre disposition, le tableau 5.1 résume les valeurs de α calculées. La lentille d'injection retenue est celle qui a une focale de 11 mm, du fait qu'elle permet d'obtenir la valeur de α la plus proche de l'optimal.

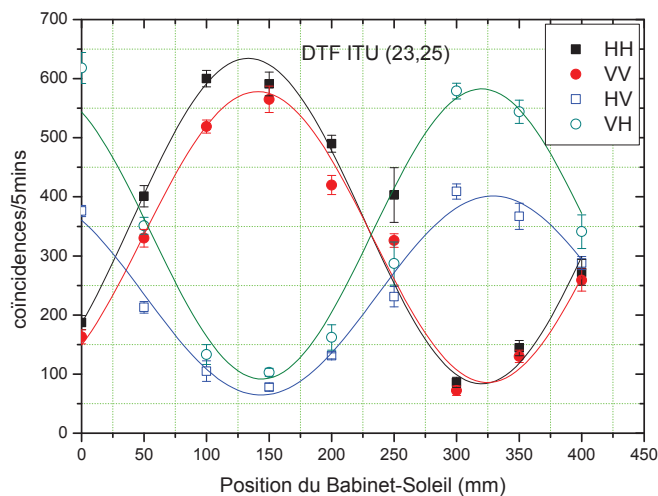
5.2.2 Compensation de la phase

L'optimisation de la source telle que décrite jusqu'à présent, n'a consisté qu'à limiter les pertes et à augmenter le rendement du processus de fluorescence paramétrique. Cependant dans le cas d'une source de photons intriqués, un deuxième type d'optimisation doit être effectué : l'optimisation sur la phase. La phase ϕ obtenue dans notre état intriqué, correspond à la somme de deux déphasages indépendants. Le premier ϕ_1 provenant de l'interféromètre (origine d'instabilités mécaniques) et le deuxième ϕ_2 de la biréfringence du cristal (origine optique). Nous souhaitons obtenir un état maximalelement intriqué de type $|\Phi\rangle$ et par conséquent une phase totale ϕ nulle ou égale à π .

Afin de procéder expérimentalement à ceci, on agit en deux temps. En premier lieu, on stabilise la phase ϕ_1 dans l'interféromètre de façon à la rendre constante. Par l'intermédiaire d'une cale piézoélectrique placée à l'arrière du miroir DM4 et reliée à un contrôleur de tension, il est possible en variant la tension apportée à la cale, de balayer les pics d'interférence sur un oscilloscope. Grâce à un système d'asservissement électronique de type circuit dérivateur combiné à une PID (proportional-integral-derivative), il est possible de se positionner sur un maximum et d'y stabiliser l'interféromètre.

Dans ce système, le signal d'interférences reçu par la photodiode est injecté dans le circuit dérivateur. Sur les maxima ou minima des pics d'interférences, la dérivée est nulle. Le rôle du PID est d'appliquer une consigne au contrôleur de tension de la cale piézoélectrique, afin de maintenir la dérivée nulle. En l'occurrence, ceci nous permet de nous stabiliser en phase et d'obtenir une valeur de ϕ_1 constante.

FIGURE 5.4: Évolution du nombre de coïncidences HH , VV , HV et VH en fonction de la position de translation du compensateur de Babinet-Soleil



En deuxième lieu, l'utilisation d'un compensateur de Babinet-Soleil permet de compenser la phase totale en rendant la somme $\phi_1 + \phi_2$ nulle. Expérimentalement, la compensation se réalise en se plaçant tout d'abord dans la base à 45 degrés. Ceci est réalisé en tournant la lame demi-onde de chacun des rotateurs de polarisation de 22,5 degrés. On relie directement la fibre de couplage à un séparateur fibré 50-50 dont chaque voie est reliée aux contrôleurs de polarisation, suivis par les rotateurs de polarisation puis les PBS.

On relie les 4 voies résultantes, chacune sur un détecteur et on mesure pour chaque position du Babinet-Soleil, les coïncidences (HH,VV) ainsi que (HV,VH). On reconnaît la position optimale lorsque les coïncidences (HH,VV) et (HV,VH) sont respectivement maximales et minimales. La figure 5.4 montre la variation des coïncidences (HH,VV) ainsi que (HV,VH) en fonction de la position de translation du compensateur.

En présence d'un démultiplexeur, le même protocole est appliqué en insérant le filtre à la suite de la fibre de couplage. Pour toutes les mesures qui suivent, la même optimisation a été refaite afin de bien s'assurer que la phase totale était nulle lors des prises de données expérimentales.

5.3 Optimisation de la détection

Une fois la source optimisée, on peut réaliser les différentes mesures en séparation statistique et déterministe. On rappelle qu'afin d'obtenir les meilleurs résultats, il faut aussi optimiser la détection en choisissant le délai optique optimal entre les 2 voies testées (la voie 1 comporte les détecteurs A_H et A_V , et la voie 2 les détecteurs B_H et B_V) ainsi que la taille de fenêtre de coïncidence qui nous permettra d'obtenir les meilleurs résultats en visibilité et paramètre de Bell S. Je procède par la des-

cription du protocole expérimental adopté pour les deux optimisations, dans les cas déterministe puis statistique.

5.3.1 Cas déterministe

Dans le cas d'une séparation statistique, nous avons relevé dans le chapitre 4 la présence d'un retard optique entre les canaux pour les démultiplexeurs DTF et AWG. En présence de deux polarisations différentes, il est intéressant de refaire des mesures de coïncidences en fonction du délai optique entre les détecteurs pour chaque filtre, afin de s'assurer que le retard optimal reste inchangé. Les figures 5.5, 5.6 et 5.7, correspondant respectivement aux couples ITU (23,25), (22,26) et (21,27) montrent cependant une claire différence de valeur de retard optimal entre les coïncidences HH et VV. De plus, on observe dans les filtres DGG et DGFT la présence d'un retard non nul, et ceci pour les deux polarisations, ce qui n'était pas présent dans le cas de la paire VV lors des expériences en photons jumeaux.

Afin d'investiguer ceci, une expérience supplémentaire a consisté à inverser les connections des fibres sur les détecteurs. Au lieu de brancher les voies H des PBS 1 et 2 respectivement sur les détecteurs A_H et B_H , on les a branchées sur les détecteurs A_V et B_V . De la même façon, les voies V des PBS 1 et 2 ont été branchées respectivement sur les détecteurs A_H et B_H au lieu des détecteurs A_V et B_V . Cette manipulation a été réalisée avec le couple de canaux ITU (23,25) du DGG. La figure 5.8 rapporte les cas a) et b), respectivement avec et sans inversion des fibres. Cette figure nous indique des valeurs de retard optimal de 2,5 et 5 nanosecondes, et correspondent respectivement aux retards VV et HH dans le cas a) et HH et VV dans le cas b). Le signe du retard s'inverse quand on inverse les détecteurs, prouvant bien que ce retard provient des détecteurs plutôt que d'une différence de chemin optique entre les deux photons. Nous nous sommes par ailleurs assurés que les fibres des PBS sont de même longueur et que les câbles coaxiaux reliant le générateur d'impulsion aux détecteurs sont également identiques. Le temps caractéristique qui intervient ici pourrait être le temps qui sépare l'arrivée effective du photon et la génération par le détecteur du signal électrique associé à la détection. Ce temps pourrait être légèrement différent d'un détecteur à l'autre. Le tableau 5.2 résume les valeurs de retard optimal, trouvées entre les paires HH et VV pour chaque couple ITU des 4 démultiplexeurs à notre disposition.

Un autre aspect sur lequel nous nous sommes penchés a été l'influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur le nombre de coïncidences. Les figures 5.9 et 5.10 illustrent un exemple pour le couple ITU (23,25) dans le cas des trois technologies de WDM à notre disposition. La figure 5.9 montre que les coïncidences HH et VV passent d'une valeur quasi-nulle à saturation en un saut, dès lors que la fenêtre de coïncidences devient égale à la moyenne des délais optiques optimaux HH et VV. En parallèle, la figure 5.10 montre une évolution linéaire du nombre de coïncidences accidentelles HV et VH, en fonction de la taille de la fenêtre de coïncidences. Le nombre de coïncidences accidentelles devient par la suite constant dès lors que la fenêtre de coïncidences devient égale à la fenêtre de détection. On constate ici expérimentalement le rôle du paramètre G_t défini dans le chapitre 4 où les coïncidences

FIGURE 5.5: Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation déterministe pour le couple ITU (23,25)

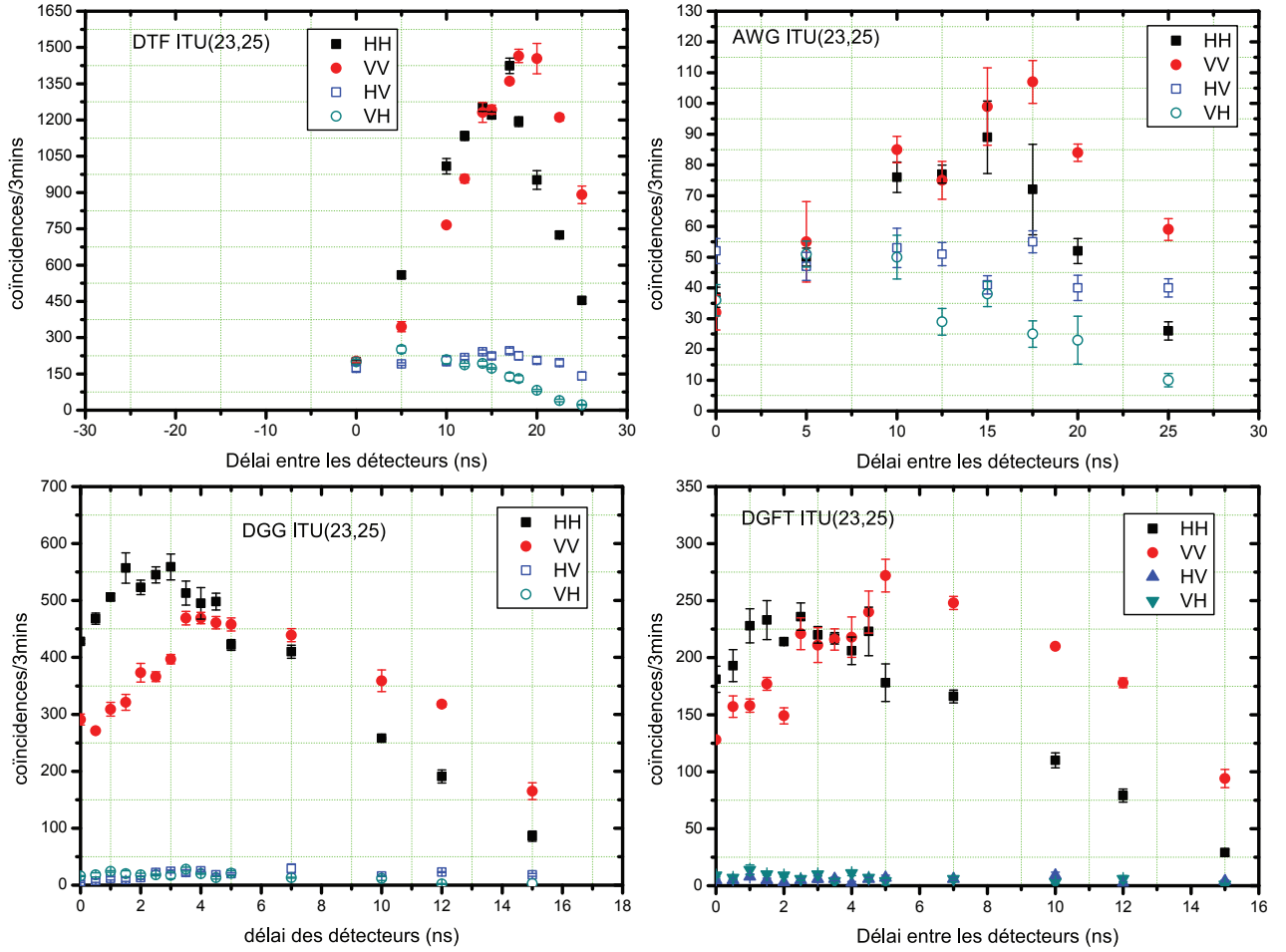
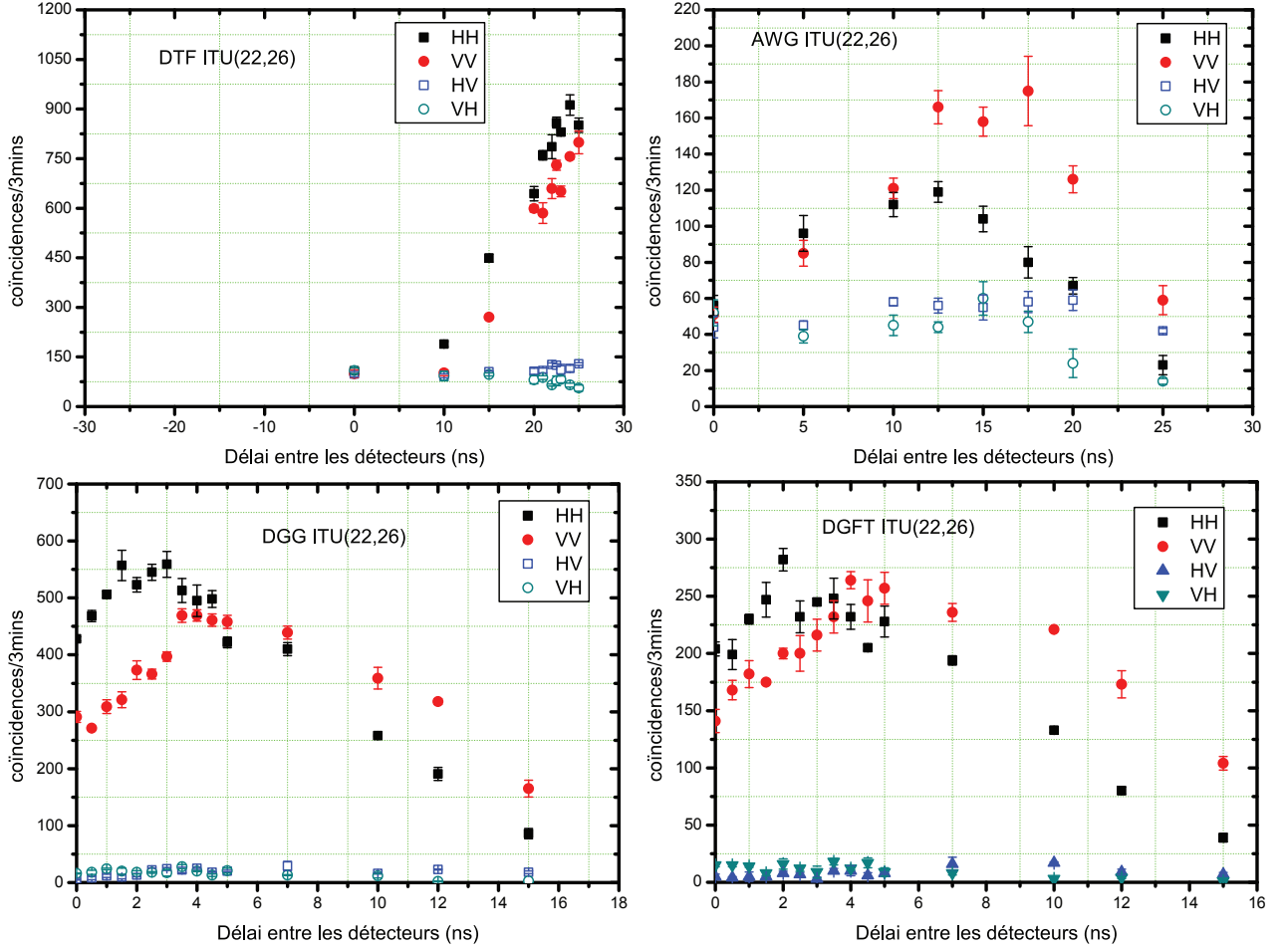


TABLE 5.2: Délai optimal entre les voies de détection dans le cas d'une séparation déterministe

Démultiplexeur	Délai Optimal HH	Délai Optimal VV
DTF ITU(23,25)	15 ns	17,5 ns
DTF ITU(22,26)	22,5 ns	25 ns
DTF ITU(21,27)	0 ns	5 ns
AWG ITU(23,25)	15 ns	17,5 ns
AWG ITU(22,26)	12,5 ns	16 ns
DGG ITU(23,25)	2,5 ns	4 ns
DGG ITU(22,26)	2,5 ns	4 ns
DGG ITU(21,27)	2,5 ns	4 ns
DGFT ITU(23,25)	2,5 ns	5 ns
DGFT ITU(22,26)	2,5 ns	5 ns
DGFT ITU(21,27)	2,5 ns	4,5 ns

FIGURE 5.6: Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation déterministe pour le couple ITU (22,26)



accidentelles deviennent maximales pour $\delta_{coin} \geq \delta_{det}$.

Il va de soi qu'utiliser une large fenêtre de coïncidences est très pénalisant et minimisera considérablement le contraste de la source donné par :

$$C = \frac{P_{HH} + P_{VV} - P_{HV} - P_{VH}}{P_{HH} + P_{VV} + P_{HV} + P_{VH}} \quad (5.3.1)$$

et qui doit idéalement tendre vers l'unité. Le contraste n'est autre qu'une expression de la visibilité comme il est possible de montrer à partir des formules données dans

FIGURE 5.7: Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation déterministe pour le couple ITU (21,27)

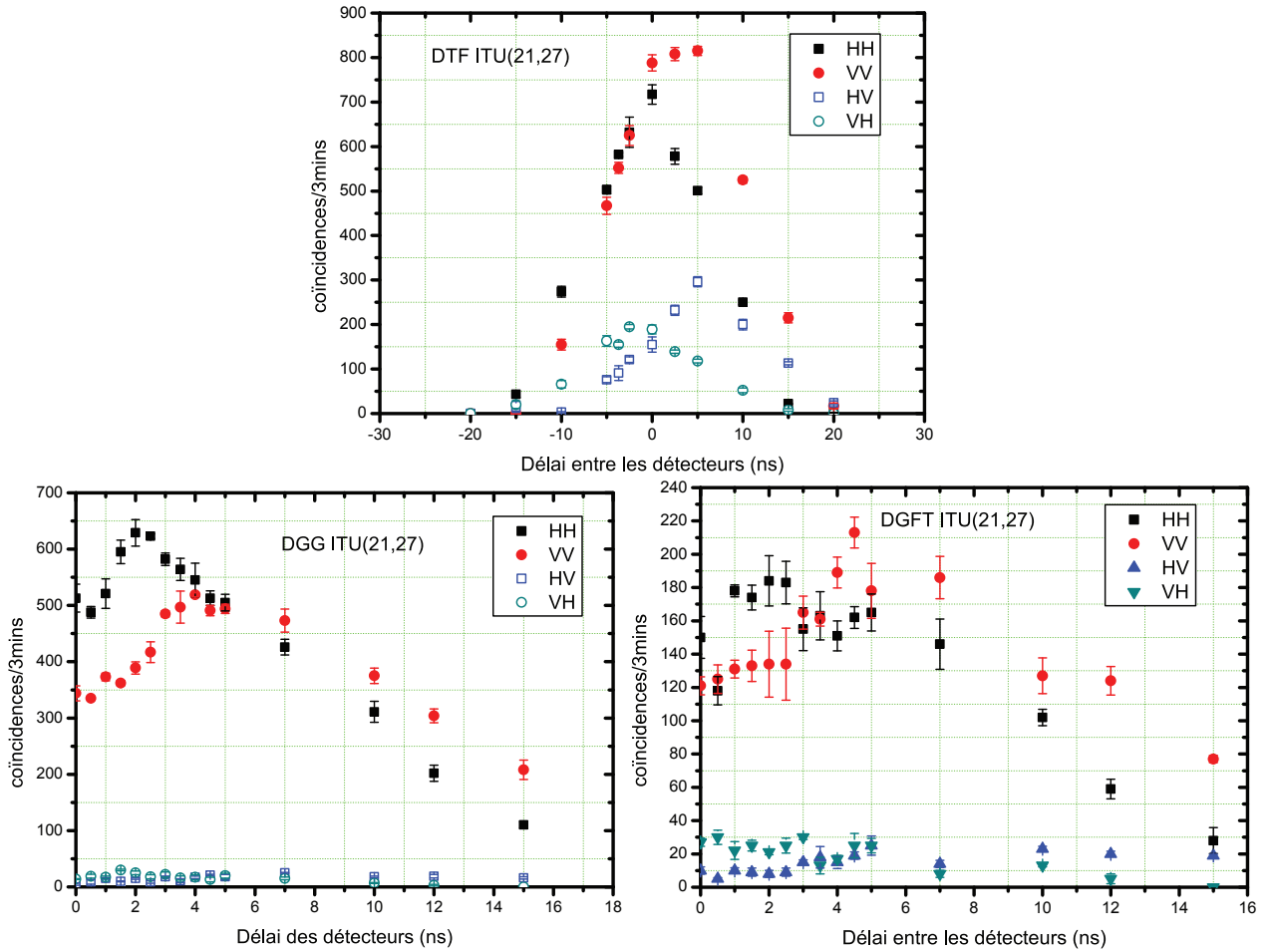


FIGURE 5.8: Coïncidences HH et VV en fonction du délai optique a) avec inversion du branchement des fibres b) sans inversion du branchement des fibres

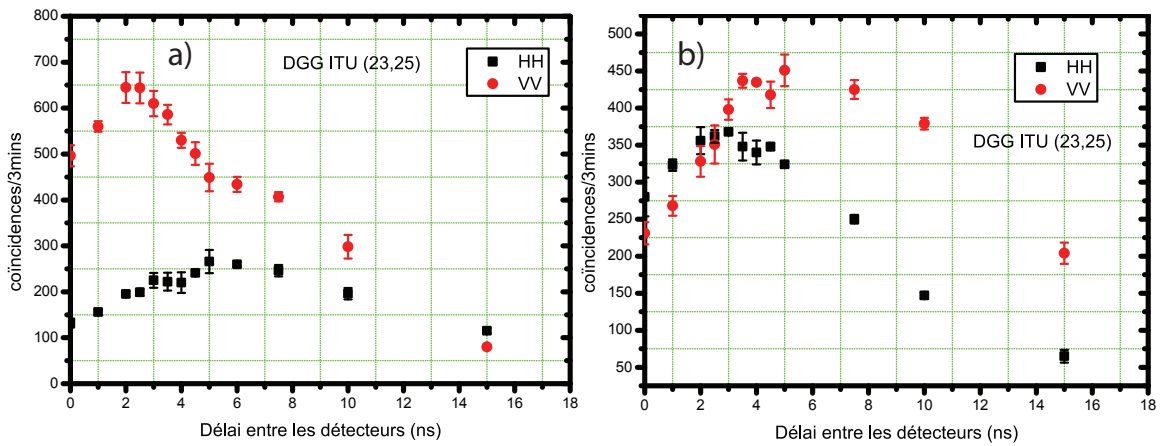
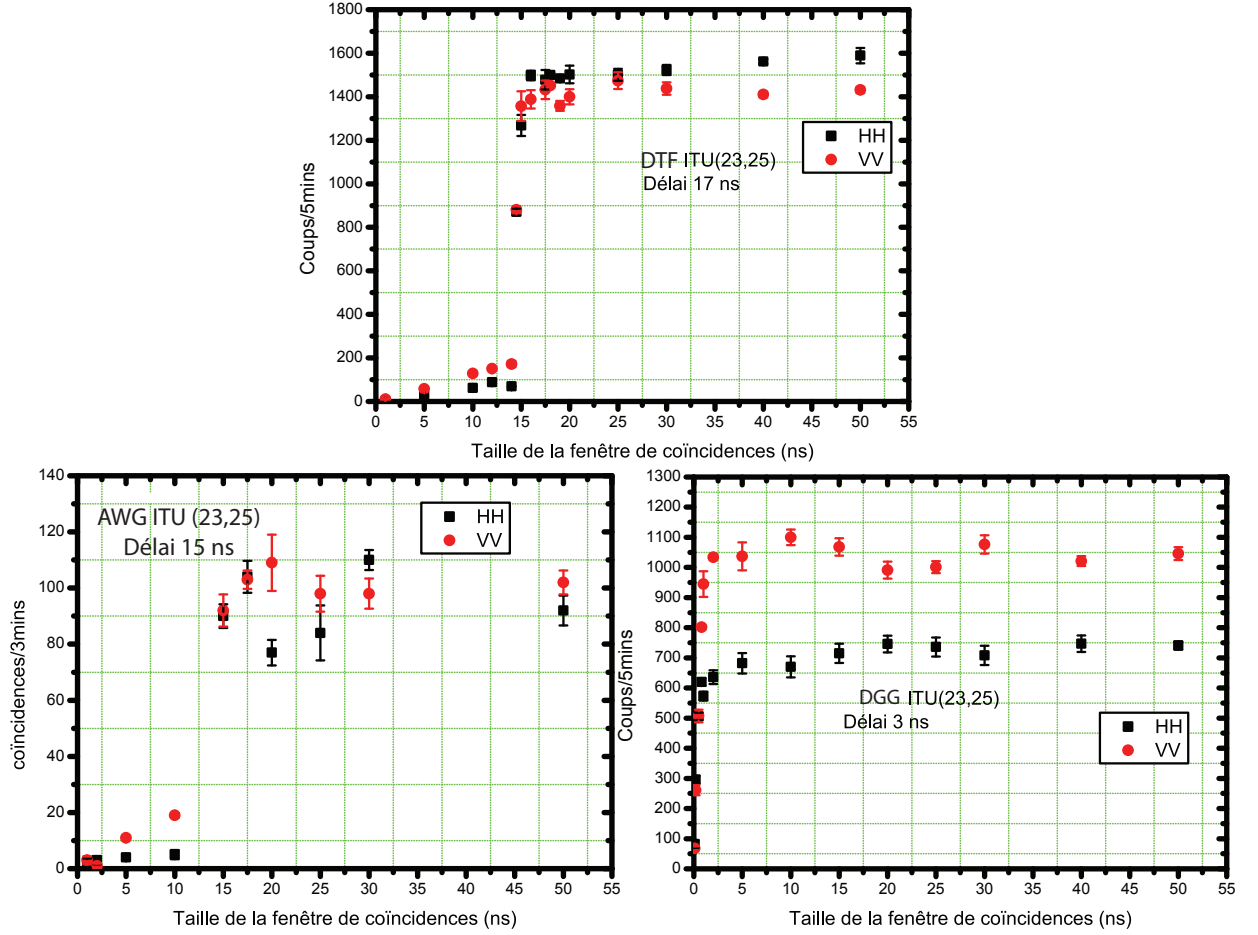


FIGURE 5.9: Influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur les corrélations HH et VV en séparation déterministe

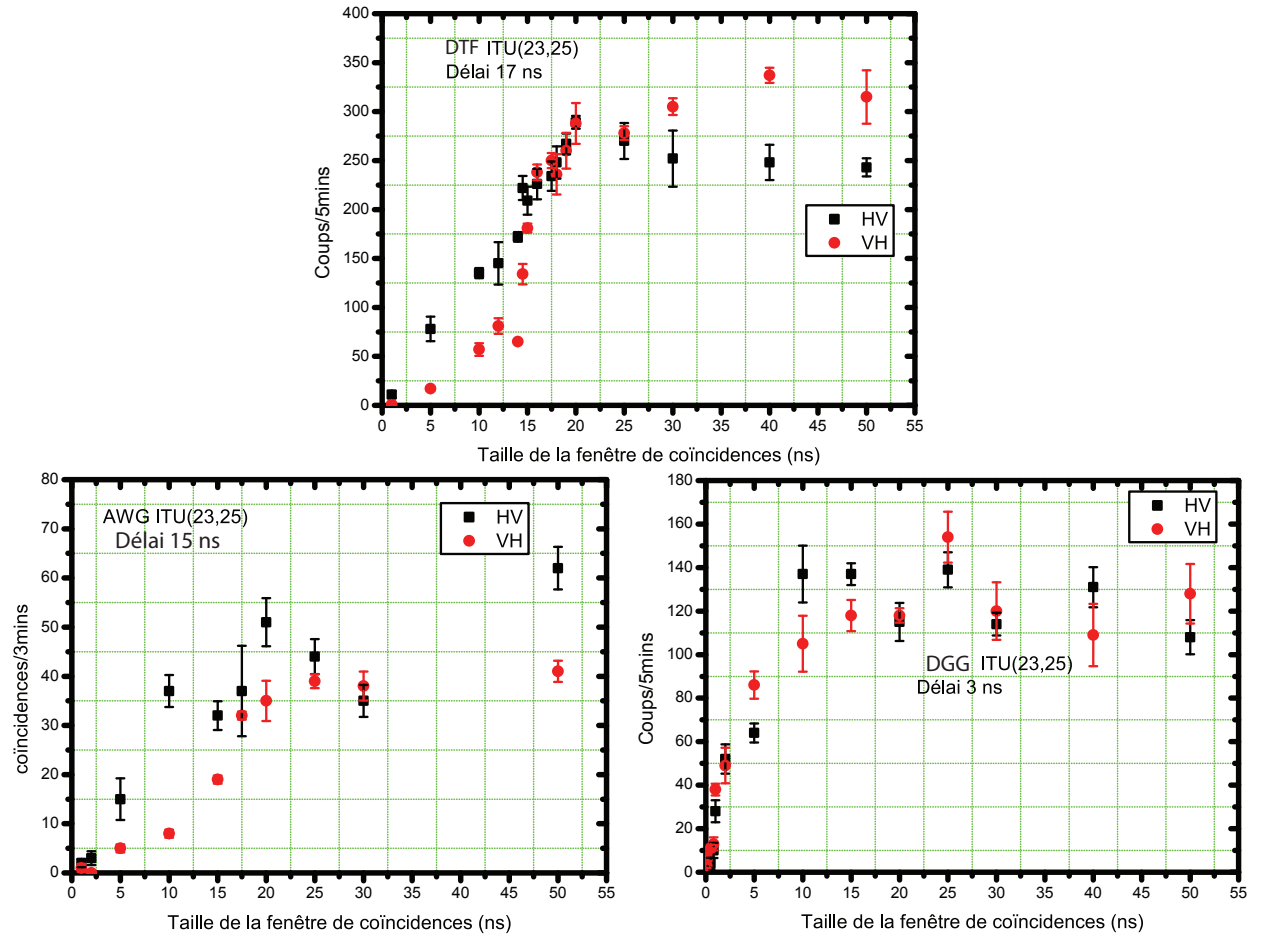


l'annexe G. En effet :

$$\begin{aligned}
 V &= \frac{1}{1 + 2P_{AC}/P_{TC}} = \frac{P_{TC}}{P_{TC} + 2P_{AC}} \\
 &= \frac{P_{C_{A_i B_j}}^{max} - P_{C_{A_i B_j}}^{min}}{P_{C_{A_i B_j}}^{max} + P_{C_{A_i B_j}}^{min}} \\
 &= \frac{P_{HH} + P_{VV} - P_{HV} - P_{VH}}{P_{HH} + P_{VV} + P_{HV} + P_{VH}}
 \end{aligned} \tag{5.3.2}$$

Dans le cas d'un démultiplexeur comme le DGG, on observe qu'il est possible d'utiliser une fenêtre de coïncidences qui est assez grande afin de détecter le maximum de vraies coïncidences mais suffisamment petite pour limiter la détection des coïncidences accidentelles. Ceci est similaire pour le démultiplexeur DGFT, vu qu'ils sont basés sur la même technologie de séparation des signaux. Cependant dans le cas des démultiplexeurs DTF et AWG, il est impossible d'utiliser une taille de fenêtre de coïncidences inférieure au retard optimal entre les canaux. Cependant, nous avons

FIGURE 5.10: Influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur les corrélations HV et VH en séparation déterministe



mis au point un moyen électronique qui permet de compenser ce retard, et qui permet par conséquent l'utilisation de fenêtres de coïncidences de taille plus réduite.

Lors de la détection d'un photon, les détecteurs envoient instantanément un signal électronique de type TTL (5 volts). Un retard optique, a pour conséquence un retard électronique. La figure 5.11 a) illustre ce phénomène. Il est possible de compenser le retard optique en retardant un des deux signaux électroniques par rapport à l'autre. Pour cela, nous avons conçu deux cartes électroniques permettant de retarder les signaux TTL de 0 à 50 ns avec un pas de 0,25 ns. La figure 5.11 b) montre le cas où $\Delta'_t = 0$ où Δ'_t est le retard électronique après compensation.

La figure 5.12 montre pour 4 tailles de fenêtres de coïncidences, l'évolution des coïncidences HH, VV, HV et VH en fonction du délai électronique pour le couple ITU (23,25) du DTF. Ces courbes sont la preuve qu'il est désormais possible d'accéder dans le cas du DTF à des fenêtres de coïncidences plus petites que le délai optique entre les canaux. Il reste cependant à trouver la valeur optimale. Pour cela, on mesure

FIGURE 5.11: Correspondance entre retard optique et électronique a) Sans compensation de retard b) Avec compensation de retard

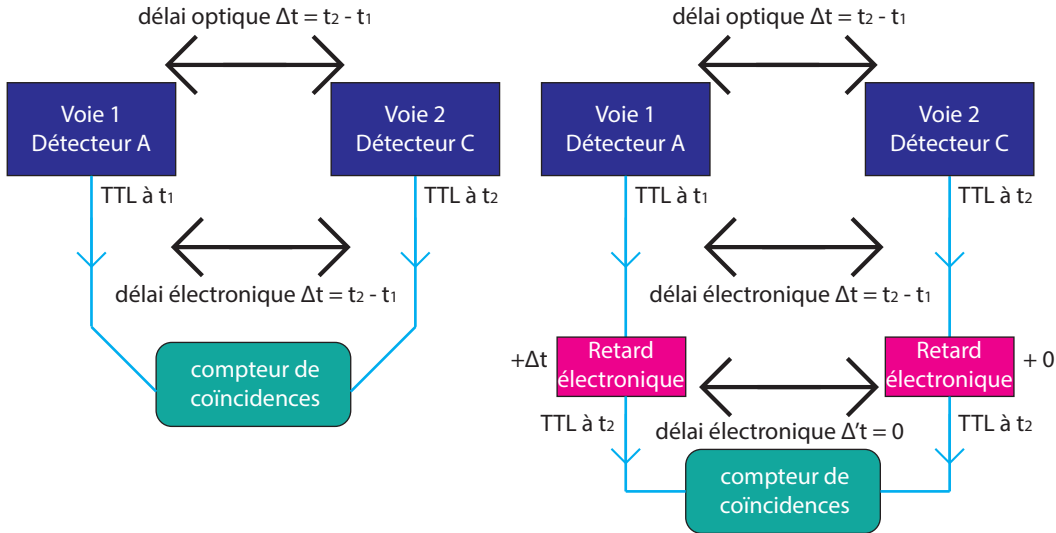


TABLE 5.3: Vraies coïncidences, coïncidences accidentelles et contraste pour 4 tailles de fenêtres de coïncidences (DTF ITU (23,25))

Taille de fenêtre (ns)	Vraies coïncidences (3 mins)	Coïncidences accidentelles (3 mins)	Contraste
5	2664	745	56,2%
2,5	2548	494	67,5%
1	2323	203	89,3%
0,5	1654	258	73%

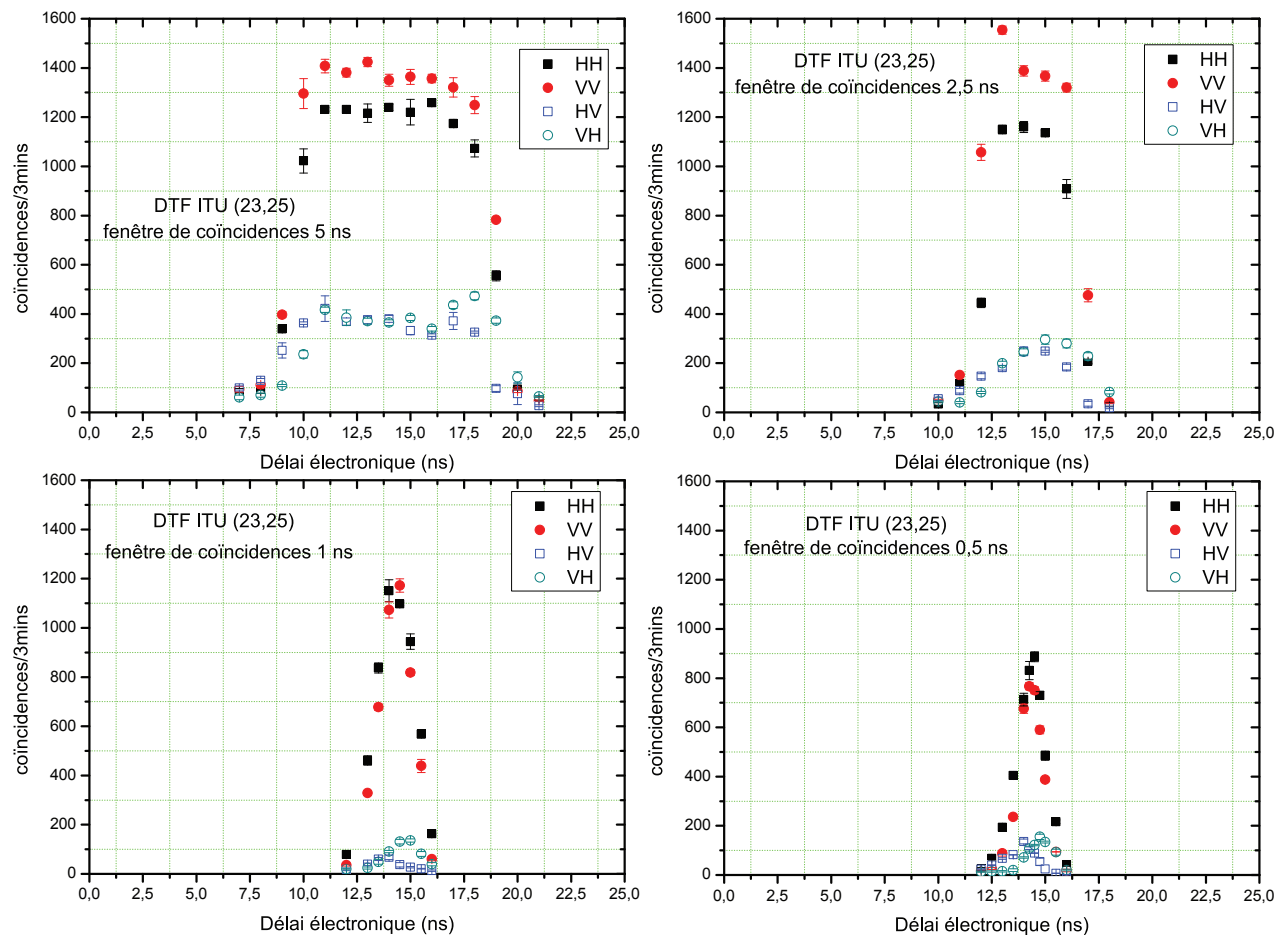
dans les 4 cas la valeur du contraste de la source.

Le tableau 5.3 montre qu'une fenêtre de coïncidences de 1 ns de largeur nous donne le meilleur contraste (5.3.1). La chute du contraste pour une valeur inférieure à 1 ns s'explique du fait que les vraies coïncidences commencent à chuter considérablement comme indiqué dans le tableau 5.3. Nous attribuons ce résultat à une imprécision de l'ordre de la nanoseconde sur le réglage des retards, qui pourrait correspondre à des temps de montée électroniques de l'ordre de la nanoseconde.

5.3.2 Cas statistique

On effectue cette fois-ci la mesure du délai optique optimal entre les voies 1 et 2 pour une séparation statistique. Le canal ITU 24 de chaque démultiplexeur est suivi d'un séparateur fibré 50-50 dont chaque sortie est relié à un PBS. En principe, aucun délai optique d'origine de biréfringence ne doit être introduit vu que les deux

FIGURE 5.12: Évolution du nombre de coïncidences HH , VV , HV et VH en fonction du délai électronique pour 4 tailles de fenêtres de coïncidences



photons de la paire sont de polarisation identique.

Pour chacun des 4 filtres testés, on obtient les courbes du nombre de coïncidences (intégrées sur 3 minutes), en fonction du délai entre les détecteurs, pour les 4 couples HH , VV , HV et VH rapportées dans la figure 5.13. Une différence de délai est notée. Cependant elle est identique pour tous les filtres avec 2,5 nanosecondes pour la paire $|HH\rangle$ et 5 ns pour la paire $|VV\rangle$. Ces valeurs correspondent aux délais observés dans le cas des filtres DGG et DGFT pour une séparation déterministe, et nous indiquent que leur origine provient intrinsèquement des détecteurs. Le tableau 5.4 récapitule les valeurs de retard 7ard trouvées pour chacun de nos démultiplexeurs en séparation statistique.

Comme pour le cas déterministe, des mesures ont été réalisées dans le cas statistique afin de voir l'impact de la taille fenêtr de coïncidences sur le nombre de coïncidences. Les courbes de la figure 5.14 rapportent le même phénomène que celui qui a été observé dans le cas déterministe. Les vraies coïncidences passent d'un seuil

FIGURE 5.13: Retard entre les paires de photons dans le cas d'une séparation statistique

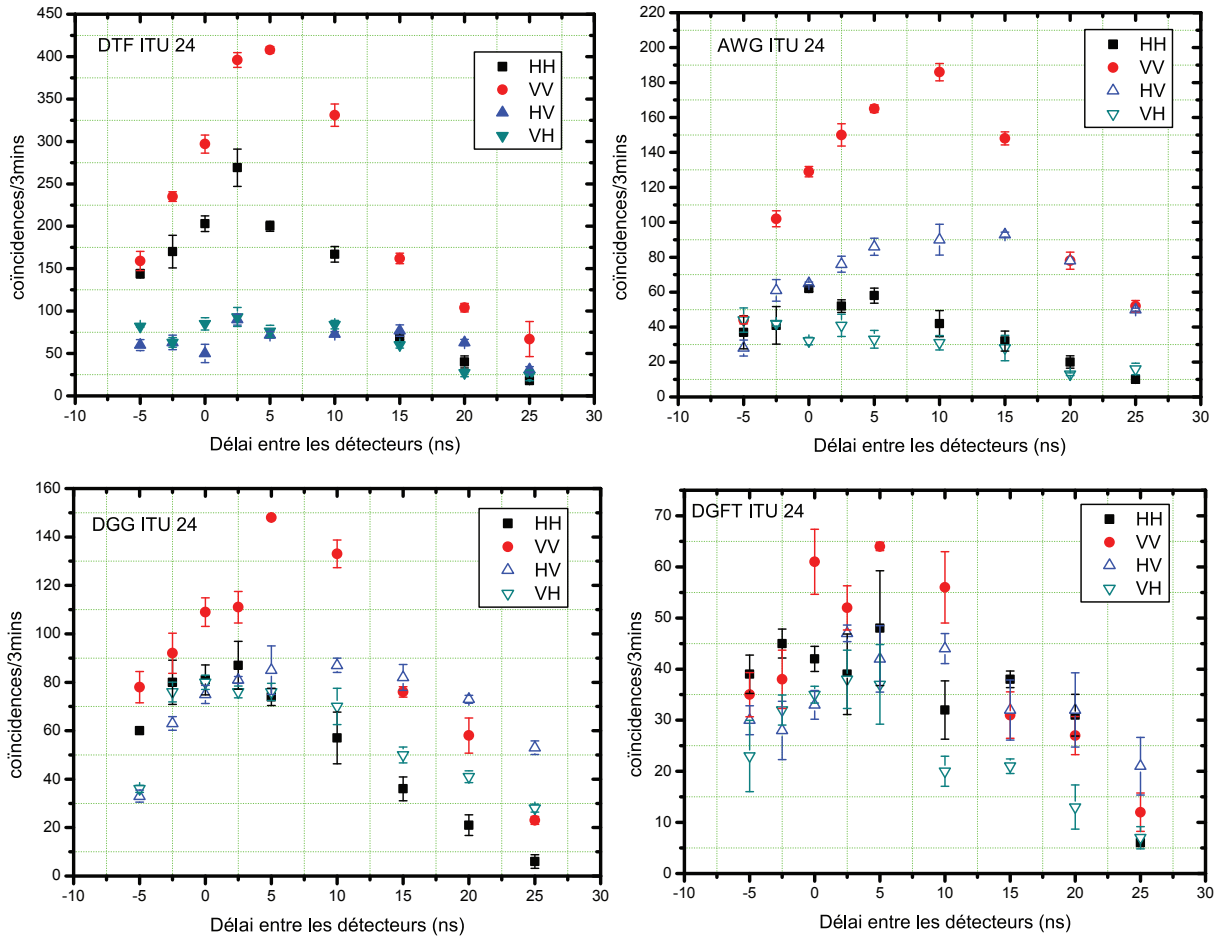
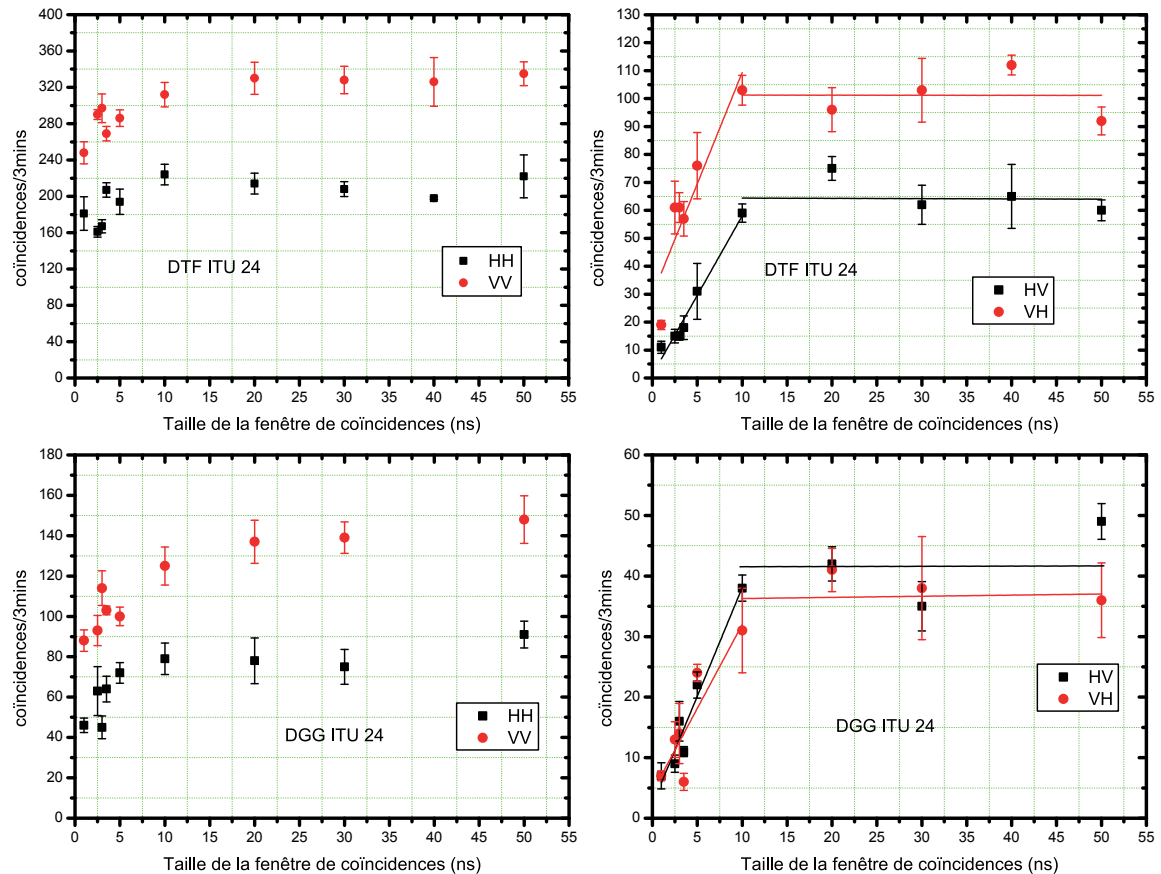


TABLE 5.4: Délai optimal entre les voies de détection dans le cas d'une séparation statistique

Démultiplexeur	Délai Optimal HH	Délai Optimal VV
DTF	2,5 ns	5 ns
AWG	2,5 ns	7,5 ns
DGG	2,5 ns	5 ns
DGFT	2,5 ns	5 ns

FIGURE 5.14: Influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur les corrélations HH , VV , HV et VH en séparation statistique



à une valeur constante par un saut, tandis que les coïncidences accidentelles évoluent linéairement avant de se stabiliser. On remarque encore une fois grâce à cette série de mesures qu'il faut envisager l'utilisation d'une fenêtre de coïncidence la plus réduite possible, de façon à minimiser les coïncidences accidentelles. L'optimisation de détection ayant été effectuée, je peux maintenant passer à la présentation des résultats obtenus en séparation déterministe et statistique.

5.4 Résultats expérimentaux

Dans cette dernière section, je présente dans chaque cas les courbes de visibilité et paramètre de Bell S obtenus. Afin d'observer l'impact de la taille de la fenêtre de coïncidences sur la visibilité et S , différentes valeurs de ce paramètre ont été choisies dans le cas du DTF. Pour la suite des mesures, nous avons choisi une taille de fenêtre commune de 1 ns afin de pouvoir comparer les performances de nos 4 démultiplexeurs entre eux.

Avant toute mesure, je vérifie au préalable que les deux bras de l'interféromètre sont équilibrés. Afin de réaliser ceci, je dois m'assurer que la puissance de SPDC généré à l'aller pour les photons HH est la même que celle au retour pour les photons VV. Le protocole expérimental consiste à premièrement bloquer la réflexion de la pompe provenant du miroir dichroïque DM3, et à se placer à une puissance de génération désirée pour le trajet provenant de la réflexion des photons sur DM4. On réalise ceci en variant la position de la lame demi-onde à 779 nm placée devant le cristal.

Sur les détecteurs, on relève la valeur des coups provenant des voies H des deux PBS. On permet de nouveau le passage de la pompe après sa réflexion par DM3 afin de permettre la génération des paires VV. Afin d'équilibrer les deux générations, on varie la position de la quart d'onde à 779 nm placée devant DM3, de façon à ce que les coups obtenus sur les voies V des PBS 1 et 2 soient respectivement égaux aux coups obtenus sur les voies H des PBS 1 et 2. Ce réglage a été effectuée pour tous les couples de canaux ITU lors de la séparation déterministe, et à chaque séparation statistique.

Afin de tracer les courbes de visibilité, je maintient un des deux rotateurs de polarisation avec un angle fixe (0 puis 22,5 degrés), puis je varie l'angle du second avec un pas de 10 degrés. Je mesure à chaque position d'angle le nombre de coïncidences HH et VV, et je trace ensuite les courbes HH et VV en fonction de l'angle du rotateur de polarisation. Chaque valeur mesurée est intégrée sur 3 minutes. La valeur de la visibilité pour chaque base est déduite de chacune des courbes comme étant le rapport $V = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}}$. Il est important de noter que toutes les valeurs mentionnées sont des visibilités brutes. Aucune soustraction de bruit n'a été effectuée.

Pour mesurer le paramètre de Bell S , je mesure les corrélations HH et VV puis les anti-corrélations HV et VH pour 4 couples d'angles différents des rotateurs de polarisation. Ces 4 couples d'angles sont (0;11,25), (0; 33,75), (22,5; 11,25) et (22,5; 33,75). Pour chacun de ces couples, les corrélations et anti-corrélations sont mesurées pendant un temps d'intégration de 10 minutes et les probabilités $P(I_a, II_b)$ sont calculées. Le paramètre de Bell S est donné par la somme des ces 4 probabilités tel que $S = P(I_0, II_{11,25}) - P(I_0, II_{33,75}) + P(I_{22,5}, II_{11,25}) + P(I_{22,5}, II_{33,75})$.

5.4.1 Séparation Déterministe

Le premier filtre testé en séparation déterministe a été le DTF. Les mesures ont tout d'abord été effectuées sans utilisation de cartes de retard, ce qui nous a obligé pour chaque couple de canaux, à utiliser des tailles de fenêtres de coïncidences supérieures au retard optique entre eux. Les figures 5.15 et 5.16 représentent les courbes de visibilités obtenues dans les bases à 0 et 45 degrés pour les coïncidences HH et VV. On observe la présence d'un fond de coïncidences accidentelles assez important (plus de 100 coïncidences sur 3 minutes). Le tableau 5.5 montre que le paramètre de Bell obtenu est à peine supérieur à 2. Il est souhaitable d'obtenir des valeurs plus élevées pour ce paramètre.

FIGURE 5.15: Courbe de visibilité HH dans les deux bases pour les couples de canaux ITU du DTF

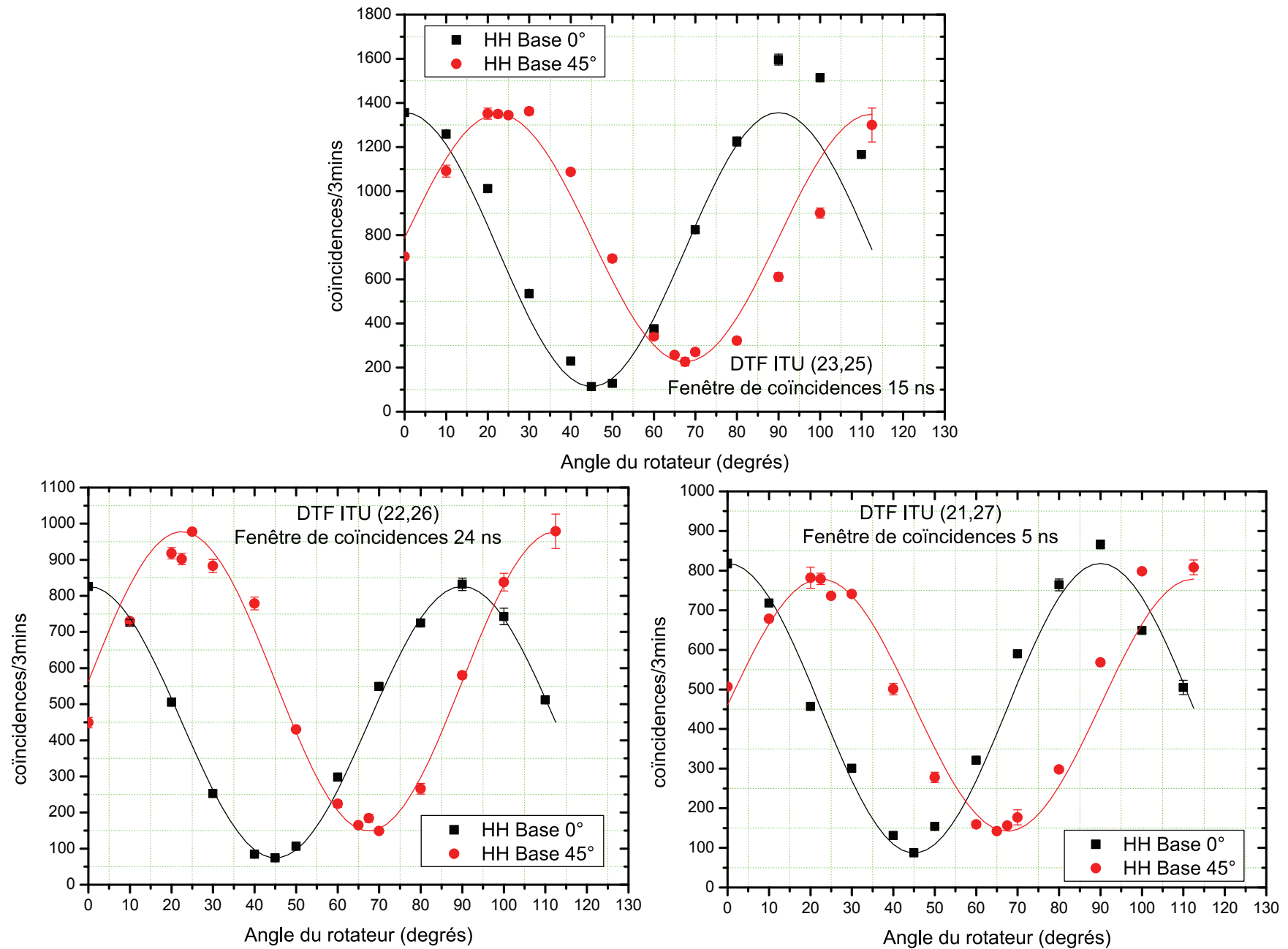


FIGURE 5.16: Courbe de visibilité VV dans les deux bases pour les couples de canaux ITU du DTF

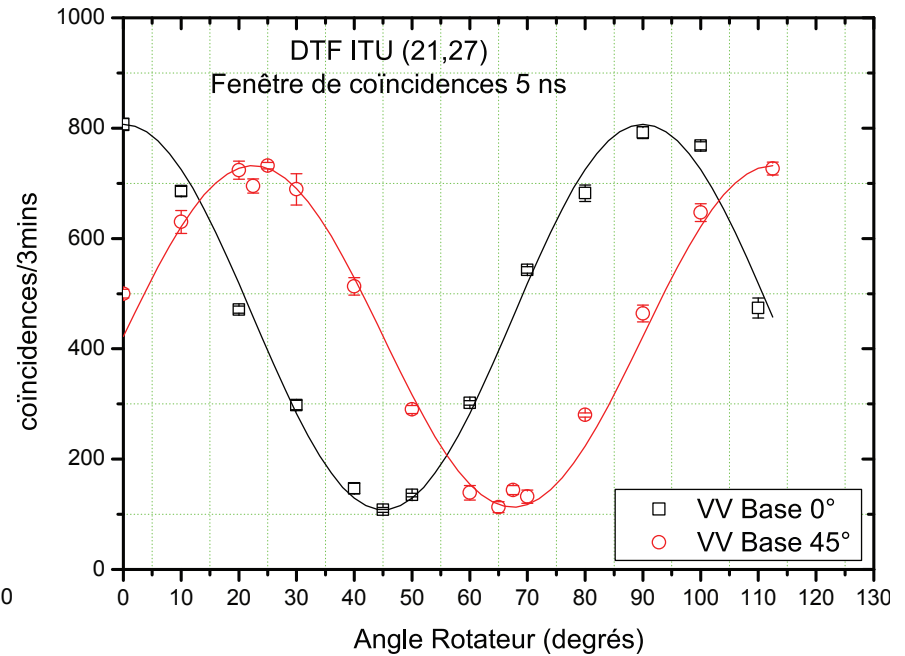
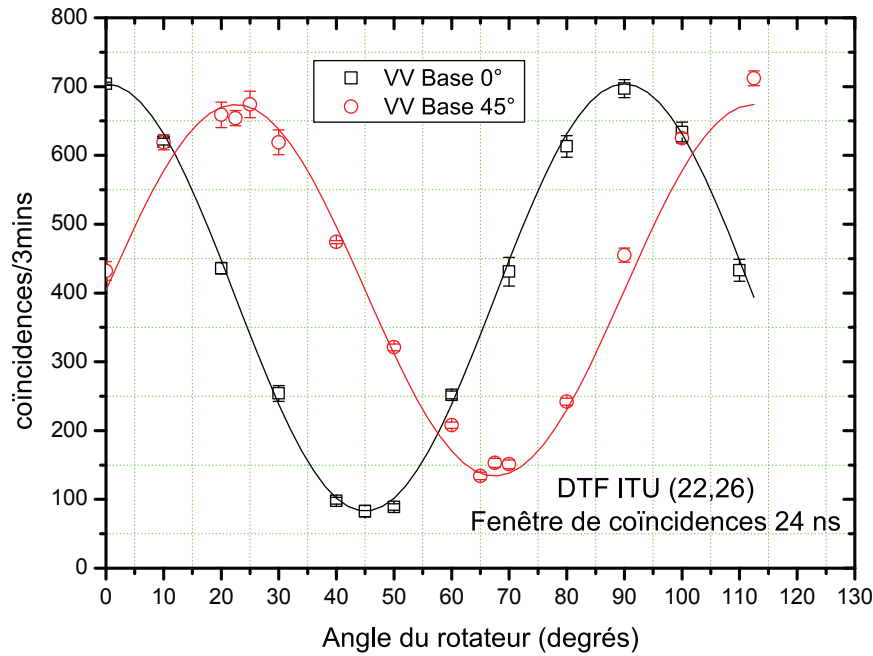
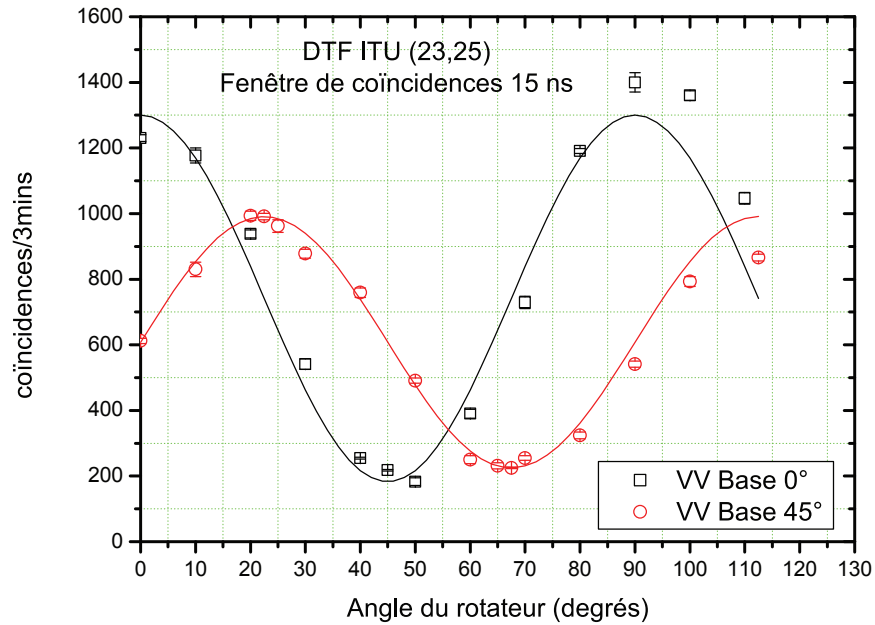


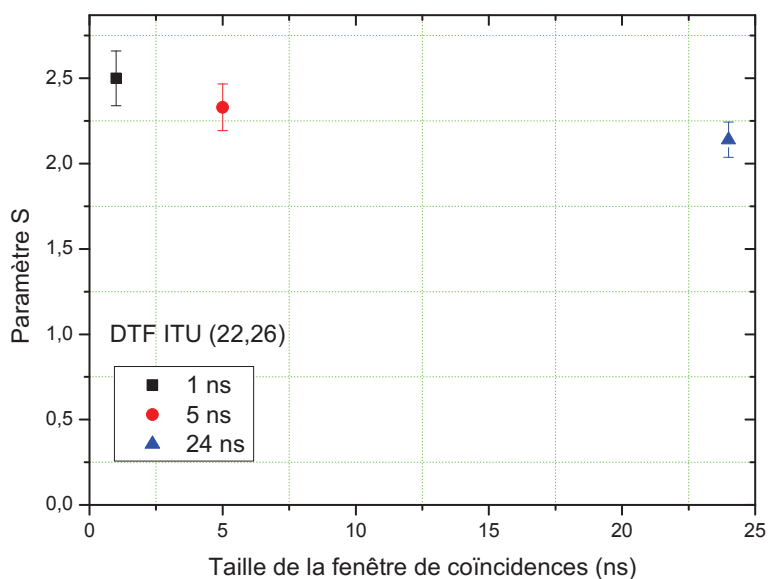
TABLE 5.5: *Tableau récapitulatif pour la séparation déterministe du DTF*

ITU	Fenêtre coïncidences (ns)	V_{0HH}	V_{45HH}	V_{0VV}	V_{45VV}	S
23-25	15	84,4%	74,1%	71,3%	62,9%	$2,13 \pm 0,074$
22-26	24	83,5%	78,9%	73,5%	63,3%	$2,14 \pm 0,103$
21-27	5	80,7%	76,4%	66,7%	73,2%	$2,17 \pm 0,092$

TABLE 5.6: *Tableau récapitulatif de paramètre S pour trois tailles différentes de fenêtres de coïncidences*

fenêtre coïncidences (ns)	S
1	$2,5 \pm 0,16$
5	$2,33 \pm 0,137$
24	$2,14 \pm 0,103$

FIGURE 5.17: *S en fonction de la taille de la fenêtre de coïncidences*



J'ai donc par la suite testé pour le couple ITU (22,26), deux autres fenêtres de coïncidences : 5 et 1 ns. J'ai choisi le couple qui présente le plus de retard optique entre ses canaux. Le tableau 5.6 montre que le paramètre S est le meilleur dans le cas d'une fenêtre de coïncidences de 1 ns, et la figure 5.17 montre l'évolution du paramètre S en fonction de la taille de fenêtre de coïncidences. Ces résultats confirment nos attentes.

En utilisant une taille de fenêtre de coïncidences commune, j'ai comparé les performances des différents démultiplexeurs, pour le même couple de canaux, soit

TABLE 5.7: *Tableau comparatif entre les 4 démultiplexeurs pour la séparation déterministe du couple ITU (22,26)*

Démux	V_{0HH}	V_{45HH}	V_{0VV}	V_{45VV}	S
DTF	79%	80,2%	81,8%	82,1%	$2,5 \pm 0,16$
AWG	93,6%	93,4%	90,3%	86,1%	$2,28 \pm 0,19$
DGG	95,7%	96,7%	92,2%	92,5%	$2,45 \pm 0,13$
DGFT	88,1%	92,2%	79,8%	85,3%	$2,42 \pm 0,19$

ITU (22,26). Les figures 5.18 et 5.19 rapportent les courbes de visibilité obtenues et le tableau 5.7 est un tableau récapitulatif des valeurs de visibilité et du paramètre S trouvés. Afin de comparer les performances des différents couples d'un même filtre entre eux, j'ai mesuré les courbes de visibilité des DGG et DGFT, ainsi que le paramètre S aussi pour les couples de canaux ITU(23,25) et (21,27).

Je conclus cette sous section par le tableau 5.8 récapitulatif des différentes valeurs de visibilité, brillance et paramètre S obtenus, ainsi que des réglages de retard optique et électronique adoptés, pour toutes les séparations déterministes réalisées. Ce tableau montre bien dans le cas des DGG et DGFT que toutes les paires de canaux présentent des performances proches, ce qui est en parfait accord avec les résultats trouvés du chapitre 4.

A la différence de la prédiction du chapitre 4 où l'on s'attend à avoir de meilleures performances pour l'AWG (un paramètre S supérieur à celui obtenu pour le DGG et le DGFT), on trouve qu'il est le moins bon et qu'il aurait donc du avoir le facteur de qualité le plus faible. Par ailleurs, on s'attend aussi dans le cas du DTF à obtenir de meilleures visibilité et à mesurer un paramètre S qui se différencie plus de celui obtenu avec les trois autres filtres. Ici, il est bon de rappeler que les prédictions du modèle exposé au chapitre précédent ne nous fournissent qu'une borne supérieure de la visibilité qui peut être obtenue car seules les coïncidences accidentelles dues aux doubles paires y sont prises en compte.

Cependant le classement des performances des filtres n'est pas celui prédit. Les DGG et DGFT sont bien meilleurs que prévus avec de fortes visibilité et des paramètres S élevés. A la différence du chapitre 4, la variable polarisation cette fois-ci rentre en compte. On peut se demander si les démultiplexeurs de technologie DTF et AWG pourraient introduire une distinguabilité entre les deux états de polarisation, par l'intermédiaire par exemple d'un phénomène de PDL, dont les effets ne pouvaient pas être observés dans le cadre de la source de photons jumeaux. Nous examinerons ces questions dans la sous-section 5.4.4.

Je passe maintenant à la distribution de paires de photons intriqués en séparation statistique.

5.4.2 Séparation Statistique

Tout comme dans le cas déterministe, une taille commune de fenêtre de coïncidences de 1 ns a été adoptée afin de pouvoir comparer tous les démultiplexeurs entre eux. Cependant, seul le DTF a pu donner une valeur du paramètre $S > 2$

FIGURE 5.18: Courbes de visibilité pour les démultiplexeurs DTF et AWG [ITU (22,26)]

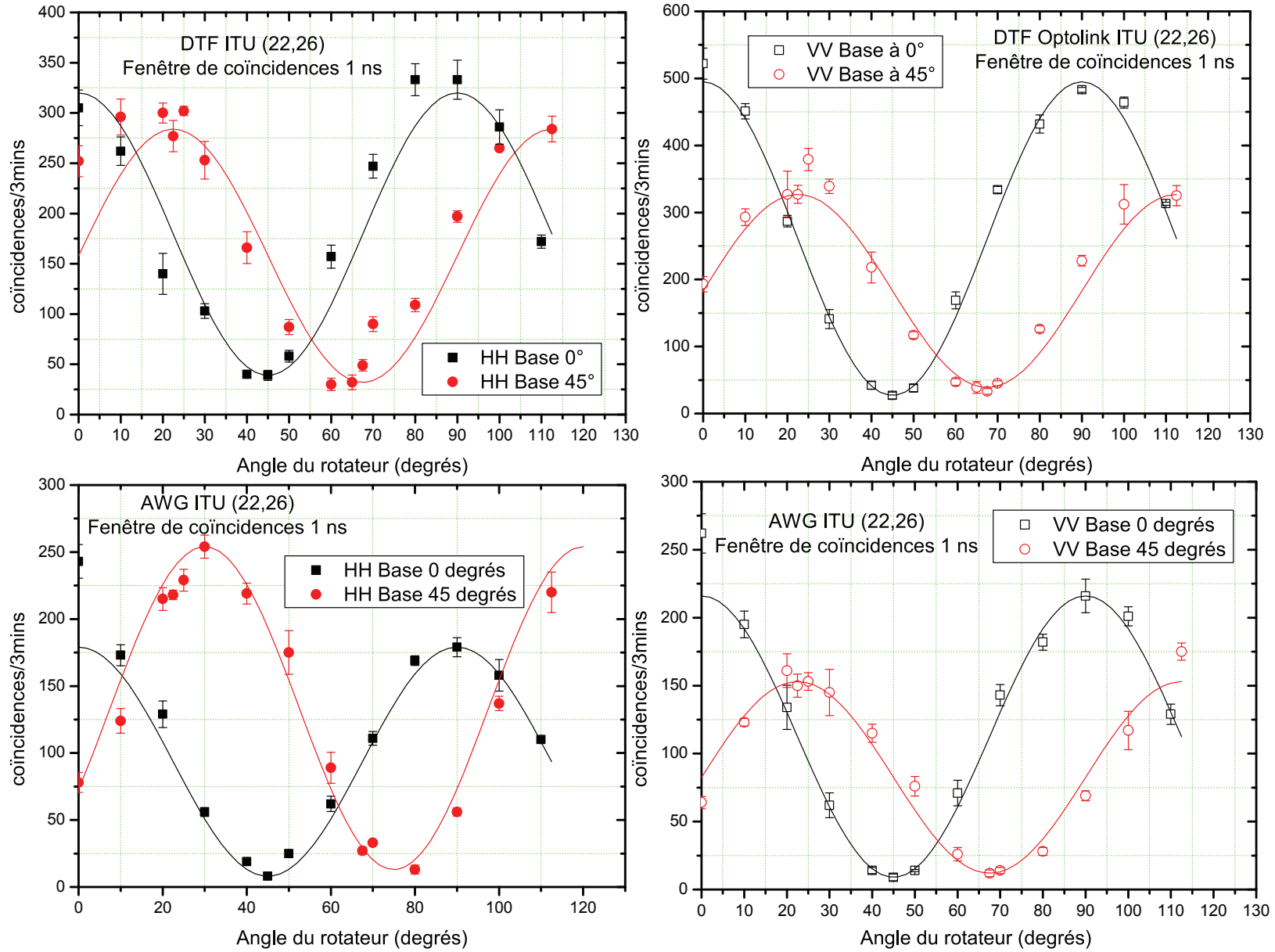


FIGURE 5.19: Courbes de visibilité pour les démultiplexeurs DGG et DGFT [ITU (22,26)]

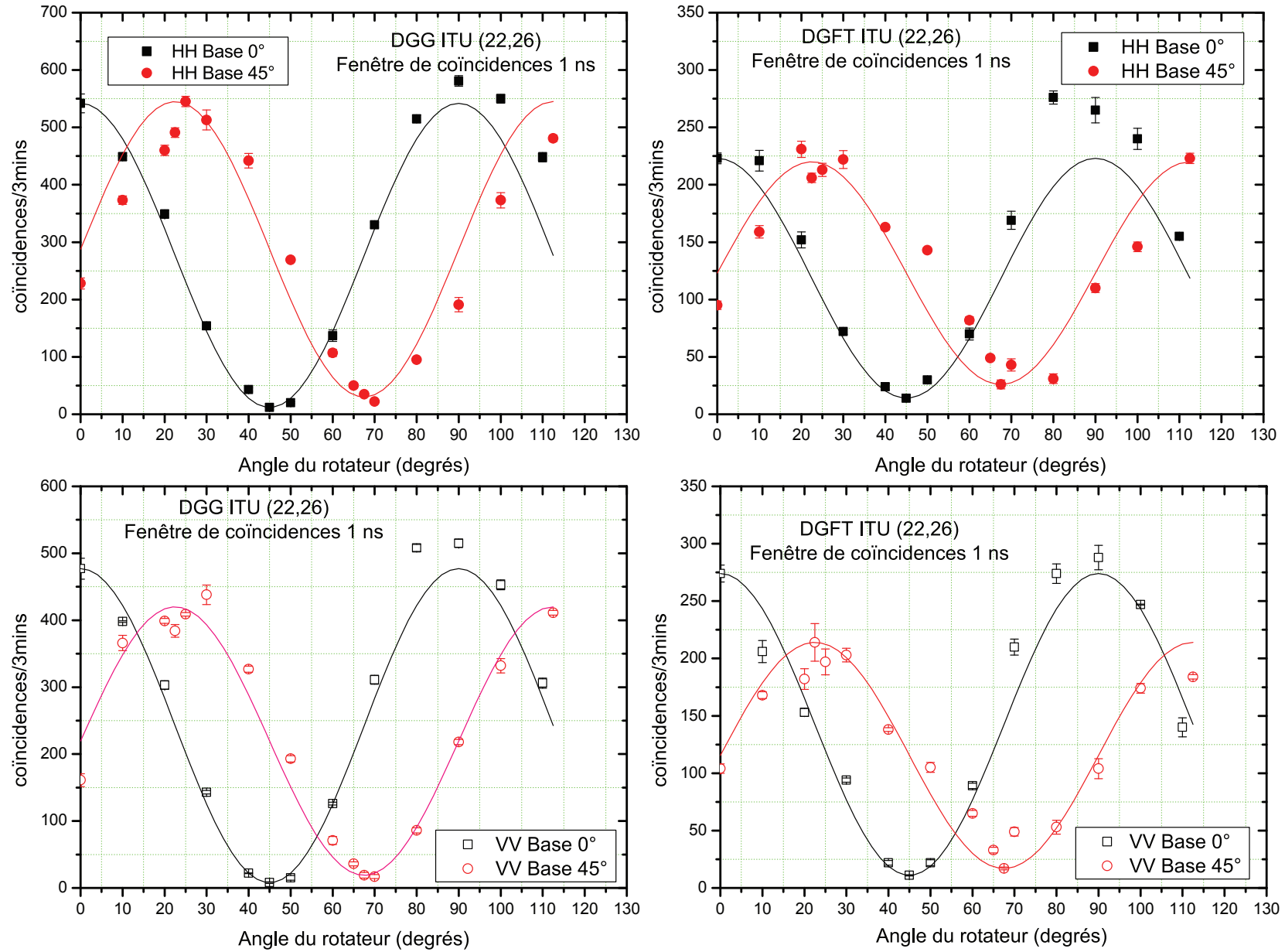


TABLE 5.8: *Tableau récapitulatif des données obtenues en séparation déterministe*

Démux	Délai HH (ns)	Délai VV (ns)	Délai électroni- -que (ns)	Fenêtre de coïnci- -dences (ns)	V_{0HH}	V_{45HH}	V_{0VV}	V_{45VV}	S	Brillance 0 deg (paires/sec)	Brillance 45 deg (paires/sec)
DTF (23,25)	15	17,5	-	15	84,4%	74,1%	71,3%	62,9%	$2,13 \pm 0,074$	14,4	13
DTF (22,26)	22,5	25	-	24	83,5%	78,9%	73,5%	63,3%	$2,14 \pm 0,103$	8,5	9,2
DTF (22,26)	22,5	25	22,5	5	92%	90,2%	80,5%	84%	$2,33 \pm 0,137$	5,3	4,73
DTF (22,26)	22,5	25	21,5	1	79%	80,2%	81,8%	82,1%	$2,5 \pm 0,16$	3,26	2,7
DTF (21,27)	0	5	-	5	80,7%	76,4%	66,7%	73,2%	$2,17 \pm 0,092$	9	8,39
AWG(22,26)	12,5	16	9,5	1	93,6%	93,4%	90,3%	86,1%	$2,28 \pm 0,19$	2,81	2,26
DGG(23,25)	2,5	5	-	1	93,4%	93,3%	88,2%	91,6%	$2,37 \pm 0,13$	5,42	5,82
DGG(22,26)	2,5	5	-	1	95,7%	96,7%	92,2%	92,5%	$2,45 \pm 0,13$	5,66	5,3
DGG(21,27)	2,5	5	-	1	94,6%	96,2%	81,8%	77,4%	$2,78 \pm 0,13$	6,06	5,07
DGFT(23,25)	2,5	5	-	1	89,5%	95,6%	78,2%	75%	$2,56 \pm 0,22$	2,49	2,23
DGFT(22,26)	2,5	5	-	1	88,1%	92,2%	79,8%	85,3%	$2,42 \pm 0,19$	2,76	2,47
DGFT(21,27)	2,5	5	-	1	80,1%	84,5%	55,2%	61,5%	$2,69 \pm 0,23$	2,06	1,67

mais en présentant quand même des visibilités médiocres. En ce qui concerne l'AWG, le DGG et le DGFT, aucun d'entre eux n'a permis dans la configuration actuelle d'aboutir à la violation des inégalités de Bell. Du fait d'un signal de SPDC trop faible à l'entrée des détecteurs, les vraies coïncidences ne se distinguent pas suffisamment des coïncidences accidentelles. Ceci implique un manque de contraste entre les vraies et coïncidences accidentelles, qui a déjà été remarqué dans la figure 5.13 et explique selon nous les résultats observés.

Le tableau 5.9 montre les résultats qui ont été obtenus. On voit comme prévu dans le chapitre 4 que le DTF donne les meilleures visibilités et le DGFT les moins bonnes. Cependant on remarque moins de différences de performances entre l'AWG et le DGG que celles trouvées précédemment. Du fait des faibles brillances obtenues, on peut supposer que les photons subissent beaucoup trop de pertes et qu'il est donc impossible dans ces conditions d'obtenir de l'intrication. De plus, la puissance de pompe que l'on a utilisé dans ce cas était maximale, ce qui nous indique aussi qu'elle était dans ce cas trop faible ou bien que les pertes étaient bien trop importantes.

5.4.3 Estimation des pertes et du couplage

En utilisant les coups relevés sur les détecteurs, ainsi que le nombre total de coïncidences, il est possible revenir à une configuration en deux détecteurs et d'utiliser le modèle du chapitre 4. Ceci nous permet ainsi de trouver le taux de couplage dans la fibre. Tout d'abord, nous devons estimer les pertes sur le chemin optique emprunté. Tout comme le chapitre 4, on utilise aussi un laser continu à 1564 nm que l'on branche cette fois sur un rotateur de polarisation suivi d'un contrôleur, suivi par la fibre de collection du coupleur. On place ensuite un puissance-mètre dans l'infrarouge devant le miroir dichroïque DM4, et on mesure la valeur reçue.

En faisant le rapport de la puissance mesurée sur la puissance de sortie de la fibre, nous trouvons un rapport de 0,23. En utilisant les données des termes X_A et X_B du tableau 5.10, il est possible de déduire le coefficient de couplage. On trouve cette fois-ci un coefficient de couplage de 67 %, qui est meilleur que celui obtenu précédemment sur le dispositif de génération de photons jumeaux.

5.4.4 Comparaison avec les prédictions du chapitre 4

Je conclus ce chapitre avec la dernière sous-section qui consiste à comparer les valeurs de visibilité obtenues avec celles obtenues pour le modèle appliqué dans le chapitre 4. Rappelons à nouveau que les valeurs trouvées dans le chapitre précédent sont une borne supérieure. A noter de plus que les éléments tels que les rotateurs de polarisation et les PBS, ont introduit des pertes supplémentaires qui n'étaient pas présentes dans l'expérience du chapitre 4.

Afin de mieux comprendre le changement dans le classement des performances de nos démultiplexeurs, j'ai tout d'abord réfléchi aux différences de conditions de mesure entre les résultats du chapitre 4 et ceux du chapitre 5. Les différences les plus remarquables sont les pertes rajoutées d'une part, et la prise

TABLE 5.9: *Tableau récapitulatif des données obtenues en séparation statistique*

Demux	Délai HH (ns)	Délai VV (ns)	Fenêtre de Coïncidences (ns)	V_{0HH}	V_{45HH}	V_{0VV}	V_{45VV}	S	Brillance 0 deg (paires/sec)	Brillance 45 deg (paires/sec)
DTF	2,5	5	1	61%	82%	54%	71,4%	$2,19 \pm 0,21$	0,91	1,09
AWG	2,5	7,5	1	55,1%	59%	57,9%	58,6%	$1,51 \pm 0,34$	0,45	0,57
DGG	2,5	5	1	48,4%	50%	48,4%	41,2%	$1,4 \pm 0,45$	0,24	0,194
DGFT	2,5	5	1	10,2%	42,9%	6,9%	35,5%	$0,26 \pm 0,4$	0,32	0,28

TABLE 5.10: *Tableau comparatif avec les prédictions des expériences en photons jumeaux. $X_i(0)$*

Demux	V_{0HH}	V_{45HH}	V_{0VV}	V_{45VV}	V_{0max}	V_{45max}	$X_A(0)$	$X_B(0)$
DTF (22,26)	79%	80,2%	81,8%	82,1%	98,2%	98,2%	0,01	0,01
AWG (22,26)	93,6%	93,4%	90,3%	86,1%	94,9%	95,2%	0,004	0,003
DGG (22,26)	95,7%	96,7%	92,2%	92,5%	97%	96,9%	0,007	0,007
DGFT (22,26)	88,1%	92,2%	79,8%	85,3%	95,4%	95,4%	0,004	0,004

en compte de la polarisation d'autre part. Or nous avons vu dans le chapitre 2, que les démultiplexeurs présentent de la PDL, dont les différentes valeurs annoncées par les constructeurs sont résumées dans le tableau 2.1.

Or ceci a pu nous induire en erreur lors de l'équilibrage des générations de paires HH et VV. Si l'on considère que les photons HH, subissent plus de perte que les VV, on aura donc au final été obligé d'envoyer plus de puissance de pompe au chemin aller qu'au retour. Une expérience supplémentaire que j'ai réalisé a permis de vérifier cette hypothèse.

Elle a consisté en premier à équilibrer les coups de fluorescence paramétrique (grâce à la lame quart d'onde à 778 nm) provenant des bras DM2-DM3 et DM2-DM4 en présence du DTF, pour le couple de canaux ITU (22,26). Par la suite, on place une lame demi-onde à 1558 nm devant le coupleur de fibre. On la positionne pour une première mesure sur son axe neutre et on relève les coïncidences HH et VV sur 3 minutes.

Pour une deuxième mesure, on varie sa valeur de 45 degrés de façon à tourner les HH en VV et les VV en HH et on mesure de nouveau les coïncidences HH et VV. En deuxième, cette mesure a été refaite en équilibrant DM2-DM3 et DM2-DM4 en présence du DGG puis en présence de l'AWG.

Le but de ces mesures a été de vérifier pour chacun des 3 filtres, si l'équilibrage est conservé après le retournement de polarisation. Le tableau 5.11 récapitule les valeurs trouvées de coups et coïncidences pour les différents filtres, ainsi que du facteur de perte défini comme étant le rapport des coïncidences d'une même paire avant et après retournement. Les valeurs obtenues semblent clarifier les différences observées avec le chapitre 4. Le DGG présente le moins de PDL avec un facteur de perte le plus élevé, suivi du DTF et de l'AWG. On retrouve le classement obtenu en séparation déterministe d'intrication pour les canaux ITU (22,26). Mais comment la PDL intervient-elle dans les résultats d'intrication ? A notre avis, en équilibrant les bras DM2-DM3 et DM2-DM4 avec un composant présentant de la PDL, on ne maximise plus l'état intriqué généré et on dégrade ainsi les performances en visibilités et le paramètre S comme il a été observé dans les résultats du tableau 5.8. Dans l'annexe F nous fournissons un modèle détaillé permettant de montrer l'influence de la PDL sur le paramètre S .

TABLE 5.11: *Tableau du nombre de coïncidences en fonction de la position de la lame demi-onde devant le coupleur. Le facteur de perte est défini comme étant le rapport des coïncidences d'une même paire avant et après retournement. On prend ici la moyenne de la valeur obtenue pour le retournement de HH et de VV.*

WDM	pos $\lambda/2$	HH	VV	Facteur d'équilibre
DTF	$\lambda/2$ neutre	252	255	0,75
DTF	$\lambda/2 +45$	179	320	
DGG	$\lambda/2$ neutre	235	236	0,94
DGG	$\lambda/2 +45$	255	226	
AWG	$\lambda/2$ neutre	124	116	0,70
AWG	$\lambda/2 +45$	78	169	

Un moyen pour compenser ces effets est d'effectuer l'équilibrage entre DM2-DM3 et DM2-DM4 en l'absence de démultiplexeur. Il suffit de brancher la fibre du coupleur à un puissance mètre et d'égaliser les puissance SPDC des deux bras. Pour cela, on mesure un bras à la fois, en gardant l'autre bloqué et on s'arrange en réglant les lames demi et quart d'ondes à 779 nm, afin d'avoir pour les deux chemins des puissances équivalentes.

A noter que selon le tableau 2.1 du chapitre 2, les DGG et DGFT sont sensé avoir plus de PDL que le DTF dans les caractéristiques annoncées par le constructeur. Cependant ces filtres avaient été commandés sur mesure et nous avons précisé au constructeur l'importance de la symétrie de traitement du démultiplexeur par rapport aux deux polarisations. L'annexe D contient les fiches de test réalisés par le constructeur pour les DGG et DGFT, mais nous n'avons pas de fiches similaires dans le cas du DTF et de l'AWG afin de les comparer.

En résumé, nous avons présenté dans ce chapitre les différentes valeurs de visibilité et de paramètre S obtenus pour les séparations statistique et déterministe. Ces tests ont été réalisés pour les 4 démultiplexeurs dont nous disposons. Nous les avons comparés en performance, dans le cas du couple ITU (22,26) et du canal 24, pour une taille commune de 1 ns de fenêtre de coïncidences. Dans le cas du DTF, nous avons aussi mesuré les valeurs de visibilité et du paramètre S mais pour différentes tailles de fenêtre de coïncidence.

Les résultats obtenus en séparation déterministe montrent des résultats meilleurs pour les DGG et DGFT que ceux attendus. Ceci nous a menés à faire une série de mesures supplémentaires. Elles ont eu pour but de comparer le traitement des polarisations entre les DTF, DGG et AWG et nous ont permis d'expliquer les différences constatées au niveau du classement, par rapport au chapitre 4. Ceci nous a donné une piste d'amélioration de notre modèle, afin qu'il puisse idéalement inclure les effets de la PDL.

Le taux élevé de pertes de transmission sur le chemin optique, est selon nous

une explication de la dégradation des résultats en séparation statistique. Le DTF est cependant le démultiplexeur qui donne les meilleurs résultats du fait de ses faibles pertes d'insertion et de la forme spectrale de ses canaux. Ceci est en accord avec les prédictions du chapitre 4.

Conclusion

Dans ce manuscrit, nous avons étudié la compatibilité d'implémentation d'une source de photons corrélés puis intriqués en polarisation, avec une opération de démultiplexage en longueur d'onde, pour une distribution de l'intrication à plusieurs couples d'utilisateurs.

La première partie de ce travail a été la conception et le montage d'une source de photons jumeaux, basée sur la fluorescence paramétrique dans un cristal de PPLN, centrée à 1558 nm et de large bande spectrale. La source a été testée avec quatre démultiplexeurs, dont trois de technologies différentes, et deux formes de fonctions de transmission des canaux. Pour la technologie de type DTF basée sur des Fabry-Perot fibrés en cascade, ainsi que pour la technologie AWG basée sur des guides d'onde, les mesures ont montré qu'un retard était introduit par le démultiplexeur entre les deux photons de la paire, ce qui devrait être pris en compte lors de l'implémentation dans un réseau de communications.

Nous avons présenté le modèle mathématique qui nous permet d'estimer, à partir des données expérimentales de coups sur chaque voie et de coïncidences, la visibilité maximale pouvant être obtenue avec cette source, une fois l'intrication réalisée dans le cas d'une séparation déterministe, avec un faisceau de pompe continu. Pour chaque démultiplexeur testé, une borne de visibilité maximale a été déterminée. La décroissance de cette borne supérieure en fonction de la puissance de pompe a été mise en évidence, permettant de montrer que le compromis entre la visibilité et la brillance de la source dépendait du démultiplexeur employé. La séparation statistique des photons donne des visibilités nettement inférieures au cas déterministe, et ce quelque soit le démultiplexeur utilisé. Il s'agit là d'un résultat important, sur la manière optimale d'exploiter les possibilités de la fluorescence paramétrique dans une source de photons jumeaux. A ce stade de la caractérisation, les exigences quant au démultiplexeur du concepteur de sources pour les communications quantiques portent sur la minimisation des pertes d'insertion, et sur une forme de la fonction de transmission des canaux, la plus rectangulaire possible. Un facteur de qualité a été défini pour les deux cas statistique et déterministe, qui nous a permis d'établir un classement des démultiplexeurs.

Pendant la seconde partie de la thèse, le montage de la source a été complété pour réaliser l'intrication en polarisation. Les tests ont été effectués en séparation statistique et déterministe avec nos 4 démultiplexeurs et pour plusieurs paires de canaux. La visibilité dans deux bases différentes et le paramètre de Bell S ont été mesurés, prouvant la distribution multi-utilisateur de l'intrication. Le classement des démultiplexeurs établi dans le cadre des mesures en photons jumeaux n'a pas pu être confirmé en intrication. En effet, le montage en double passage qui produit

l'intrication induisant des pertes supplémentaires sur le trajet des photons a donc réduit la gamme de brillances accessibles de la source. Nous ne disposons plus, avec la diode laser utilisée, d'une dynamique suffisante pour réaliser l'étude des pentes des courbes de visibilité en fonction de la brillance, dont nous nous étions servis pour définir le facteur de qualité et donc le classement. De plus, la dégradation relative des résultats obtenus avec le démultiplexeur de technologie DTF, dont les performances étaient de loin les meilleures en photons jumeaux, a montré la nécessité de prendre en compte des caractéristiques supplémentaires des démultiplexeurs. En particulier, nous avons mis en évidence l'impact des pertes dépendant de la polarisation. Pour cet aspect, les démultiplexeurs basés sur une séparation des longueurs d'onde par un réseau de diffraction (DG) se sont révélés être les mieux adaptés à notre nécessité d'indistinguabilité entre les deux polarisations.

Ici, on peut noter une différence importante par rapport à l'usage de ces composants en télécommunications classiques pour lesquelles la dépendance vis à vis de la polarisation peut être compensée par un traitement du signal, alors qu'elle induit obligatoirement une dégradation de performances dans le cas quantique.

Par ailleurs, l'intrication n'a pas été obtenue en séparation statistique, confirmant ainsi les prédictions obtenues à partir de la caractérisation de la source de photons jumeaux, selon lesquelles la séparation déterministe est plus favorable.

A ce stade de l'étude, on a défini des exigences de caractéristiques auxquelles aucun des démultiplexeurs commerciaux testés ne satisfait totalement. On souhaiterait concevoir un démultiplexeur adapté aux contraintes spécifiques à l'intrication en polarisation, c'est-à-dire combinant les avantages de faibles pertes d'insertion observées dans la technologie DTF et d'indistinguabilité entre les deux polarisations obtenue dans la technologie DG.

Nous proposons plusieurs pistes pour la suite de ce travail :
 Pour mieux modéliser le comportement de la source, il serait souhaitable d'affiner le modèle utilisé au chapitre 4 en prenant en compte les pertes dépendant de la polarisation. Pour améliorer les performances, il apparaît nécessaire d'utiliser des démultiplexeurs dont les fibres seraient à maintien de polarisation et dont les caractéristiques seraient indépendantes de la polarisation. Dans un montage plus finalisé, les pertes globales du montage pourraient être réduites en remplaçant les nombreuses connexions de fibres par des soudures. Par ailleurs, il serait utile de compléter la caractérisation de l'état produit par la source en réalisant une tomographie quantique. Au vu des problèmes rencontrés avec l'intrication en polarisation, la solution alternative de l'intrication en time bin constitue une piste d'investigation intéressante.

Dans un deuxième temps, on pourrait envisager de mettre en œuvre une accordabilité de la source, afin de changer l'appariement des usagers au sein du réseau.

Elle nécessiterait une calibration

- de la température du cristal non linéaire pour différentes longueurs d'onde, afin de réaliser l'accord de phase,
- des retards optimaux pour chaque couple de canaux.

et évidemment une automatisation de tous les réglages. Il serait ainsi possible, d'effectuer la distribution d'intrication à n'importe quel couple d'utilisateurs sur le réseau.

Cette étude constitue donc une aide au choix des composants pour la conception des sources utilisées dans les futurs réseaux de communications quantiques, dans le cadre d'une économie des ressources nécessaires. Une prochaine étape importante dans cette voie sera l'intégration.

Annexe A

Grille ITU

FIGURE A.1: Grille ITU pour des canaux de sortie de largeur fréquentielle égale à 100 GHz

ITU Grid Channels (100 GHz Spacing)					
Channel	Frequency (GHz)	Wavelength (nm)	Channel	Frequency (GHz)	Wavelength (nm)
1	190,100	1577.03	38	193,800	1546.92
2	190,200	1576.20	39	193,900	1546.12
3	190,300	1575.37	40	194,000	1545.32
4	190,400	1574.54	41	194,100	1544.53
5	190,500	1573.71	42	194,200	1543.73
6	190,600	1572.89	43	194,300	1542.94
7	190,700	1572.06	44	194,400	1542.14
8	190,800	1571.24	45	194,500	1541.35
9	190,900	1570.42	46	194,600	1540.56
10	191,000	1569.59	47	194,700	1539.77
11	191,100	1568.77	48	194,800	1538.98
12	191,200	1567.95	49	194,900	1538.19
13	191,300	1567.13	50	195,000	1537.40
14	191,400	1566.31	51	195,100	1536.61
15	191,500	1565.50	52	195,200	1535.82
16	191,600	1564.68	53	195,300	1535.04
17	191,700	1563.86	54	195,400	1534.25
18	191,800	1563.05	55	195,500	1533.47
19	191,900	1562.23	56	195,600	1532.68
20	192,000	1561.42	57	195,700	1531.90
21	192,100	1560.61	58	195,800	1531.12
22	192,200	1559.79	59	195,900	1530.33
23	192,300	1558.98	60	196,000	1529.55
24	192,400	1558.17	61	196,100	1528.77
25	192,500	1557.36	62	196,200	1527.99
26	192,600	1556.55	63	196,300	1527.22
27	192,700	1555.75	64	196,400	1526.44
28	192,800	1554.94	65	196,500	1525.66
29	192,900	1554.13	66	196,600	1524.89
30	193,000	1553.33	67	196,700	1524.11
31	193,100	1552.52	68	196,800	1523.34
32	193,200	1551.72	69	196,900	1522.56
33	193,300	1550.92	70	197,000	1521.79
34	193,400	1550.12	71	197,100	1521.02
35	193,500	1549.32	72	197,200	1520.25
36	193,600	1548.51	73	197,300	1519.48
37	193,700	1547.72			

Telecom Engineering, Inc.

www.telecomengineering.com

888-250-1562

Annexe B

Transmission des WDM

FIGURE B.1: *Courbes de transmission linéaire des 4 démultiplexeurs testés*

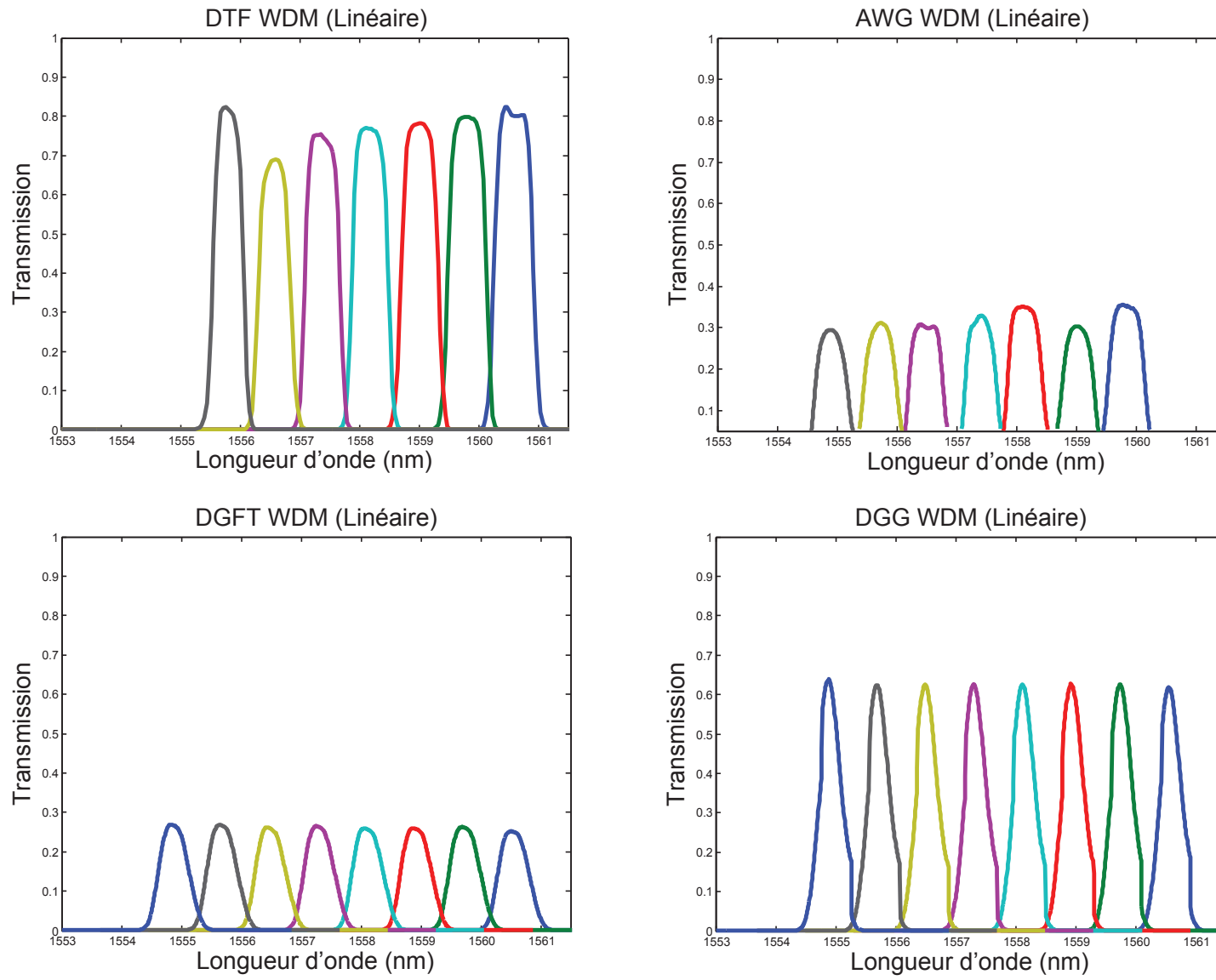
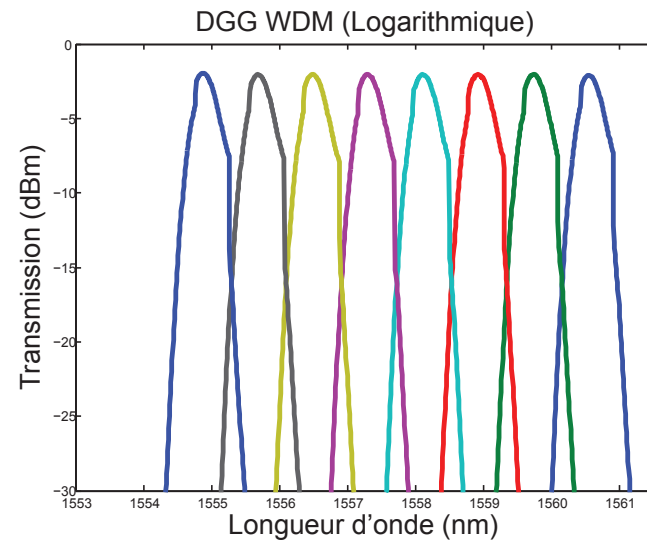
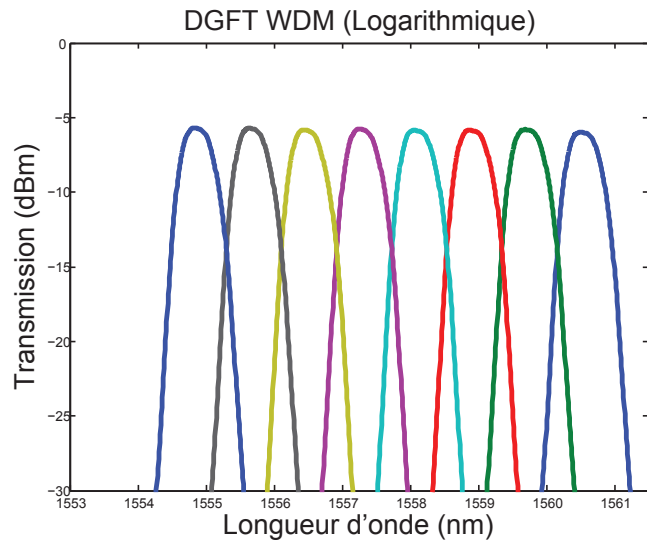
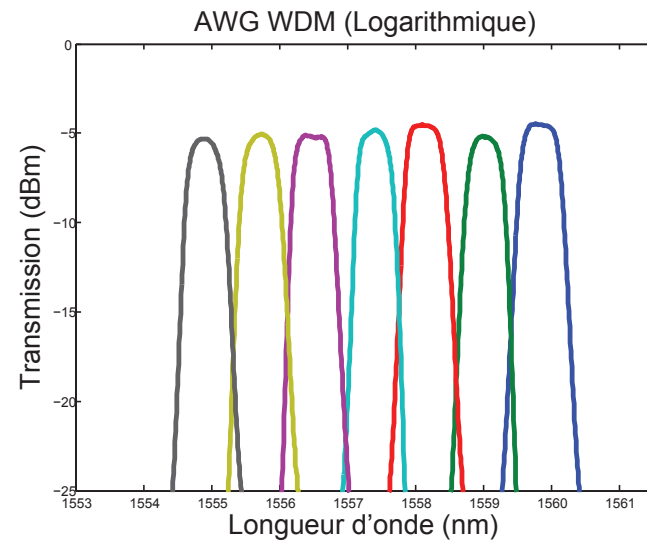
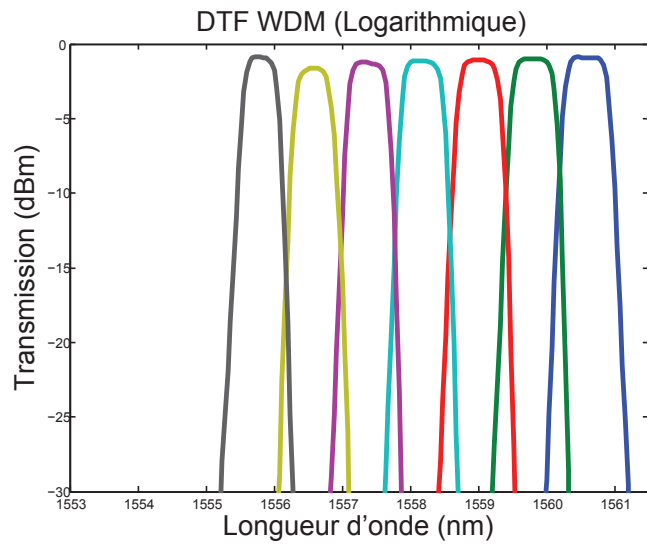


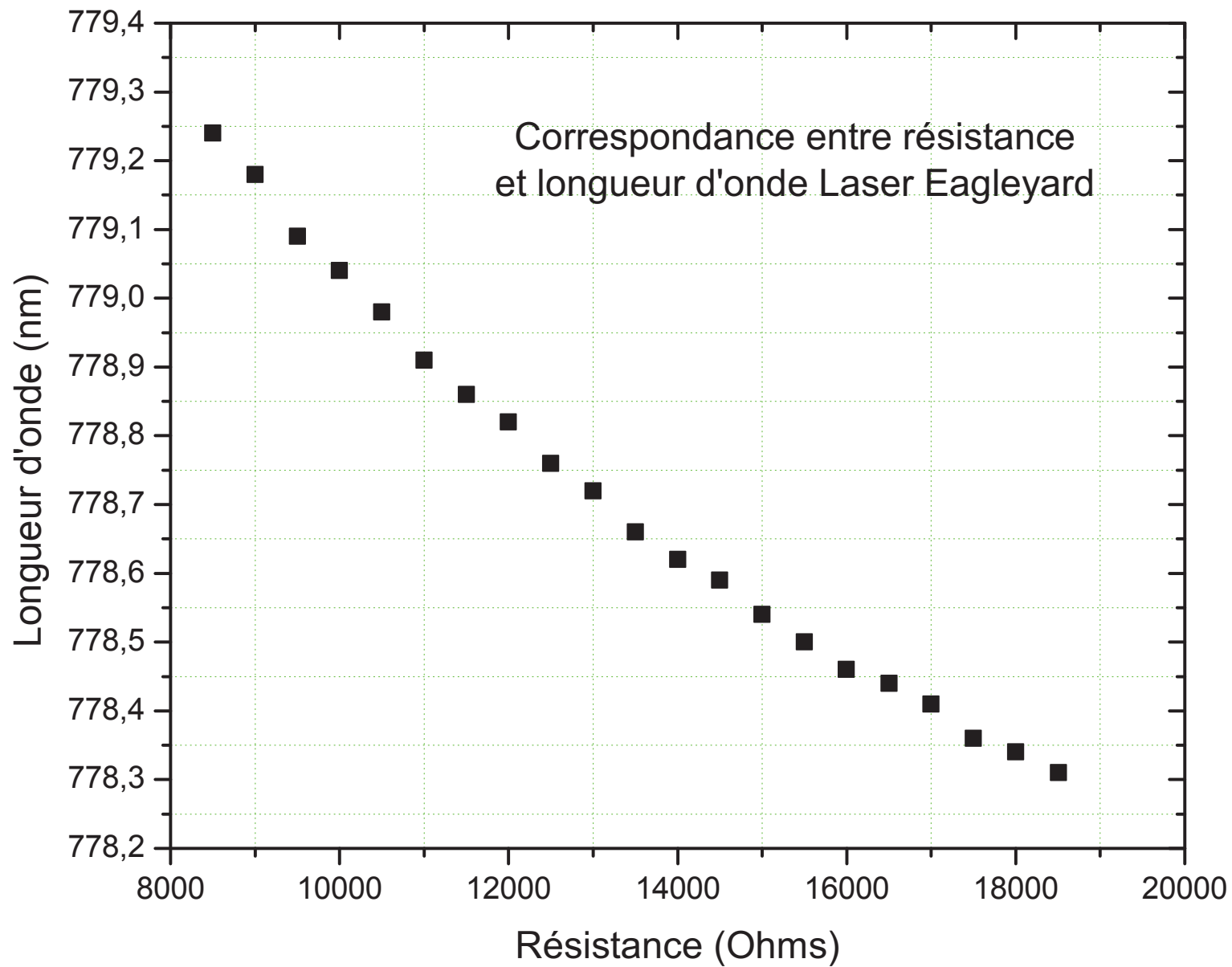
FIGURE B.2: Courbes de transmission logarithmique des 4 démultiplexeurs testés



Annexe C

Diode Eagleyard

FIGURE C.1: *Correspondance entre longueur d'onde et résistance du laser de pompe Eagleyard*



Annexe D

Données constructeur des démultiplexeurs DGG et DGFT

FIGURE D.1: *Données constructeur des caractéristiques du DGG*

Insertion Losses Uniformity : 0.10

Channel Number	ITU Grid THz	ITU Grid nm	Insertion Losses including PDL dB	Polarization extinction ratio dB	Channel Accuracy GHz	1 dB BandWidth GHz	Adjacent Crosstalk dB
1	192.800	1554.940	2.31	19.00	0.66	28.0	34
2	192.700	1555.747	2.28	21.00	0.59	28.1	33
3	192.600	1556.555	2.35	28.00	0.77	28.1	35
4	192.500	1557.364	2.37	24.00	0.21	28.4	38
5	192.400	1558.173	2.34	28.00	0.18	28.1	39
6	192.300	1558.983	2.33	22.00	-0.07	28.4	39
7	192.200	1559.794	2.35	23.00	-0.60	28.1	35
8	192.100	1560.606	2.39	29.50	-0.70	28.2	34

FIGURE D.2: *Données constructeur des caractéristiques du DGFT*

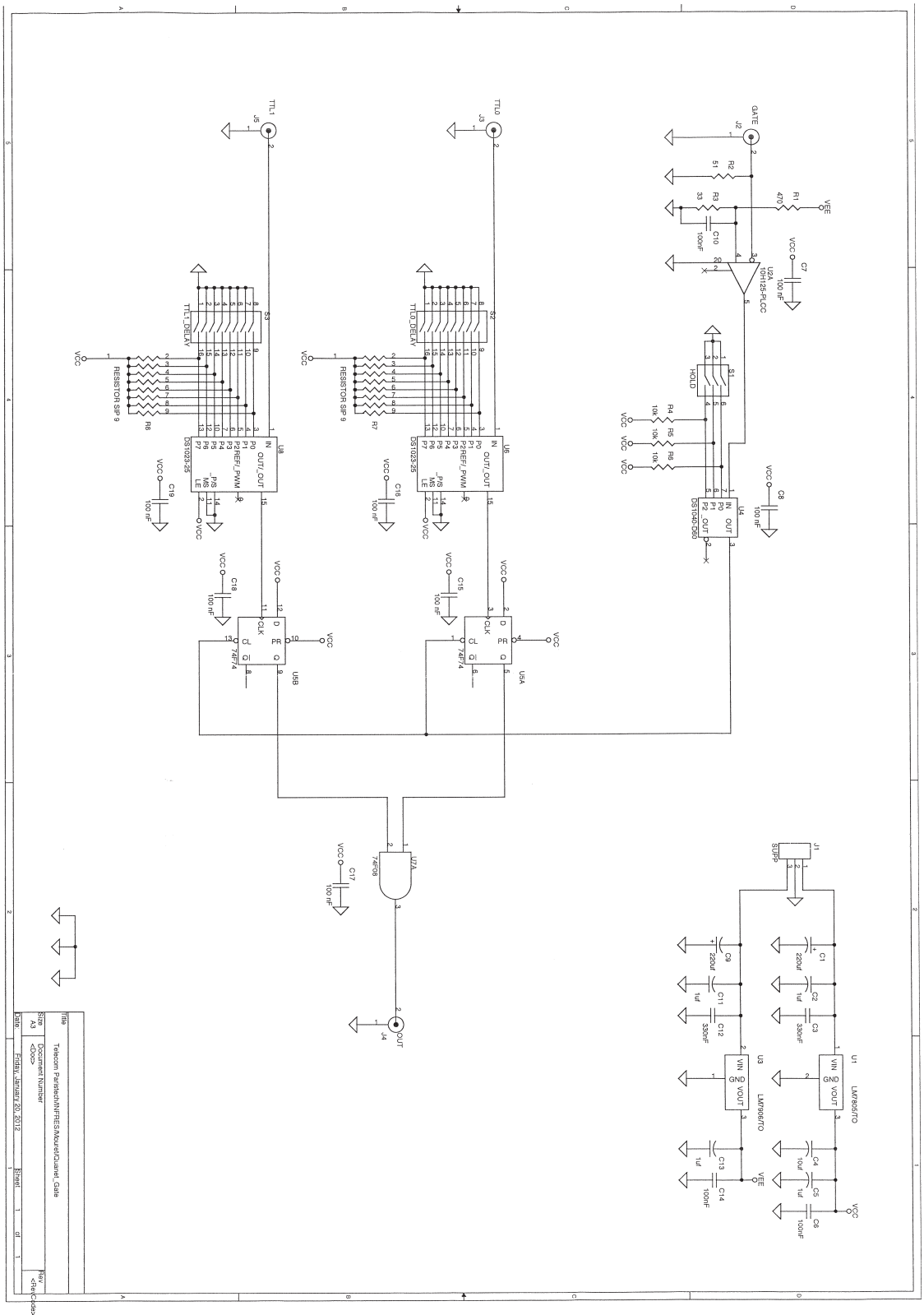
Insertion Losses Uniformity :

Channel Number	ITU Grid THz	ITU Grid nm	Insertion Losses including PDL dB	Polarization extinction ratio dB	Channel Accuracy GHz	1 dB BandWidth GHz	Adjacent Crosstalk dB
1	192.800	1554.940	5.11	22.00	-0.07	46.0	28
2	192.700	1555.747	5.16	28.00	-0.17	46.0	29
3	192.600	1556.555	5.27	22.00	0.07	46.5	30
4	192.500	1557.364	5.23	24.00	-0.15	46.2	30
5	192.400	1558.173	5.34	26.00	-0.36	47.0	30
6	192.300	1558.983	5.37	29.00	-0.35	46.9	30
7	192.200	1559.794	5.31	25.00	-0.32	47.2	29
8	192.100	1560.606	5.41	23.00	-0.44	47.8	29

Annexe E

Circuit électronique de la boîte de coïncidences employée dans le chapitre 4

FIGURE E.1: *Circuit électronique de la boîte de coïncidences*



Titre	Telecom ParisTech/INRES/MuononQuaiel_Gate
Size	A3
Document Number	<Doc>
Date	Friday, January 26, 2012
Sheet	1 of 1
File	<File>

Annexe F

Influence de la PDL sur l'état intriqué et le paramètre de Bell S

Soit l'état intriqué $|\Phi_{PDL}\rangle$ donné par :

$$|\Phi_{PDL}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|HH\rangle + \beta|VV\rangle) \quad (\text{F.0.1})$$

où α et β sont des coefficients de pondération. Dans le cas d'un état maximalement intriqué, $\alpha = \beta = 1$ et on retrouve $|\Phi_{PDL}\rangle = |\Phi\rangle$. En présence de PDL, ces coefficients ne sont plus égaux du fait qu'une polarisation subit plus de pertes que l'autre. Voyons cependant comment ceci influe sur le paramètre de Bell S .

Considérons que le photon signal passe par un polariseur tourné d'un d'angle a et que le photon complémentaire passe par un polariseur tourné d'un angle b . On redéfinit les probabilités de trouver les photons dans un état H ou V dans le cas d'un état non maximalement intriqué et on trouve tout calcul fait :

$$\begin{aligned} P_\phi(V_{Ia}, V_{IIb}) &= \frac{1}{2}(\alpha(\sin a \sin b) + \beta(\cos a \cos b))^2 \\ P_\phi(H_{Ia}, H_{IIb}) &= \frac{1}{2}(\alpha(\cos a \cos b) + \beta(\sin a \sin b))^2 \\ P_\phi(H_{Ia}, V_{IIb}) &= \frac{1}{2}(-\alpha(\cos a \sin b) + \beta(\sin a \cos b))^2 \\ P_\phi(V_{Ia}, H_{IIb}) &= \frac{1}{2}(\alpha(\sin a \cos b) - \beta(\cos a \sin b))^2 \end{aligned} \quad (\text{F.0.2})$$

Les degrés de corrélation sont exprimés de la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 E(I_a, II_b) &= \frac{1}{2}((\alpha^2 + \beta^2)[\sin^2 a \sin^2 b + \cos^2 a \cos^2 b - \cos^2 a \sin^2 b - \sin^2 a \cos^2 b] \\
 &\quad + 8\alpha\beta \sin a \sin b \cos a \cos b) \\
 E(I_a, II'_b) &= \frac{1}{2}((\alpha^2 + \beta^2)[\sin^2 a \sin^2 b' + \cos^2 a \cos^2 b' - \cos^2 a \sin^2 b' - \sin^2 a \cos^2 b'] \\
 &\quad + 8\alpha\beta \sin a \sin b' \cos a \cos b') \\
 E(I'_a, II_b) &= \frac{1}{2}((\alpha^2 + \beta^2)[\sin^2 a' \sin^2 b + \cos^2 a' \cos^2 b - \cos^2 a' \sin^2 b - \sin^2 a' \cos^2 b] \\
 &\quad + 8\alpha\beta \sin a' \sin b \cos a' \cos b) \\
 E(I'_a, II'_b) &= \frac{1}{2}((\alpha^2 + \beta^2)[\sin^2 a' \sin^2 b' + \cos^2 a' \cos^2 b' - \cos^2 a' \sin^2 b' - \sin^2 a' \cos^2 b'] \\
 &\quad + 8\alpha\beta \sin a' \sin b' \cos a' \cos b')
 \end{aligned} \tag{F.0.3}$$

Pour les angles $(a, b, a', b') = (0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8)$ qui correspondent à ceux utilisés pour la mesure du paramètre de Bell S , les degrés de corrélations deviennent :

$$\begin{aligned}
 E(0, \frac{\pi}{8}) &= \frac{1}{2}[(\alpha^2 + \beta^2)(\cos^2(\frac{\pi}{8}) - \sin^2(\frac{\pi}{8}))] \\
 E(0, \frac{3\pi}{8}) &= \frac{1}{2}[(\alpha^2 + \beta^2)(\cos^2(\frac{3\pi}{8}) - \sin^2(\frac{3\pi}{8}))] \\
 E(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{8}) &= 2\alpha\beta \sin(\frac{\pi}{8}) \cos(\frac{\pi}{8}) \\
 E(\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{8}) &= 2\alpha\beta \sin(\frac{3\pi}{8}) \cos(\frac{3\pi}{8})
 \end{aligned} \tag{F.0.4}$$

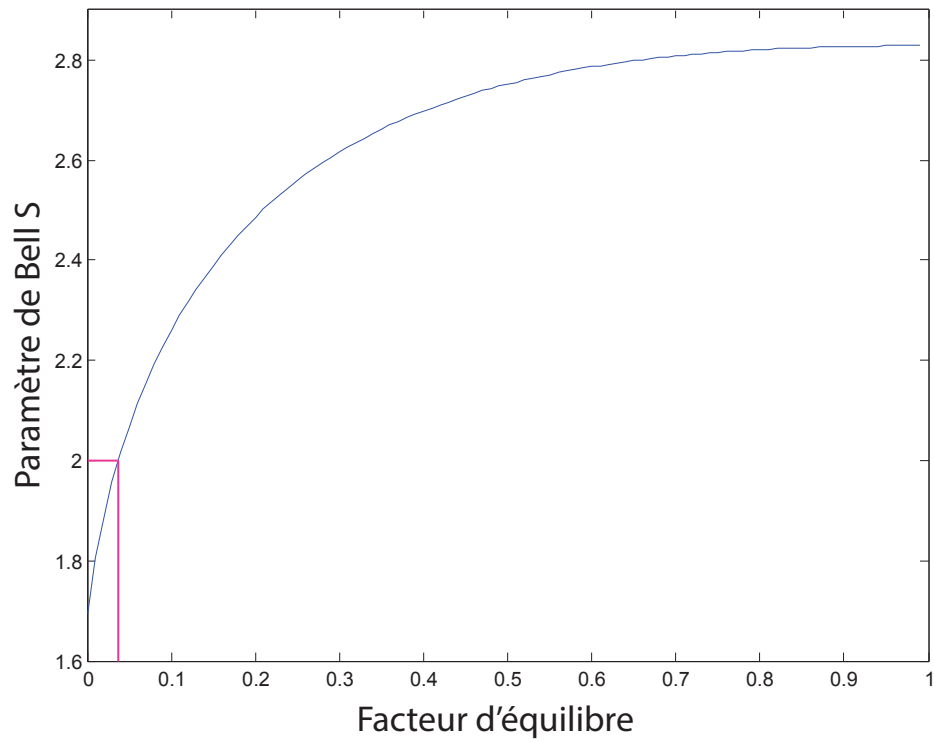
Il est par conséquent possible de tirer l'expression du paramètre S en fonction de α et β donnée par :

$$\begin{aligned}
 S &= E(0, \frac{\pi}{8}) - E(0, \frac{3\pi}{8}) + E(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{8}) + E(\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{8}) \\
 &= \frac{1}{2}[(\alpha^2 + \beta^2)(\cos(\frac{\pi}{4}) + \cos(\frac{3\pi}{4}))] + 2\alpha\beta[\sin(\frac{\pi}{8}) \cos(\frac{\pi}{8}) + \sin(\frac{3\pi}{8}) \cos(\frac{3\pi}{8})]
 \end{aligned} \tag{F.0.5}$$

La PDL telle que nous l'avons définie pour les coïncidences, est donnée par le rapport : $F_{eq} = (\frac{\alpha}{\beta})^2$ où F_{eq} représente le facteur d'équilibre défini dans le chapitre 5. En normalisant l'état intriqué $|\Phi_{PDL}\rangle$ qui prend en compte la PDL, on obtient :

$$\begin{aligned}
 \alpha^2 + F_{eq}\alpha^2 &= 2 \\
 \alpha &= \sqrt{\frac{2}{1 + F_{eq}}} \\
 \beta &= \sqrt{F_{eq}}\alpha
 \end{aligned} \tag{F.0.6}$$

Il est possible de tracer la courbe donnant la dépendance du paramètre S en fonction du facteur d'équilibre F_{eq} . La figure F.1 montre l'évolution de S en fonction de F_{eq} . Cette courbe ne prend pas en compte les pertes engendrées par d'autres phénomènes et ne considère que l'incidence de la PDL. Elle nous permet de prédire, pour une valeur F_{eq} donnée, la valeur maximale de S qu'il est possible d'obtenir. Elle

FIGURE F.1: *Dépendance du paramètre de Bell S en fonction de la PDL*

nous permet aussi de déduire la valeur seuil de F_{eq} en-dessous de laquelle il devient impossible de violer les inégalités de Bell. On trouve que S devient inférieur à 2 pour un facteur d'équilibre inférieur à 0,03.

Annexe G

Complément mathématique du modèle du chapitre 4

Le complémentant mathématique suivant est tiré de l'article de Smirr et al. [SFD⁺11] et a été adapté au cas d'une source à faisceau de pompe continu. Le dispositif expérimental est représenté par la figure G.1. La propagation colinéaire a été choisie pour des raisons de simplicité mais l'analyse peut également être appliqué au cas non colinéaire comme justifié ci-après . Comme nous sommes seulement intéressés par les coïncidences, les résultats présentés ici ne dépendent pas du type d'accord de phase de la source. Tout au long de cette annexe , nous supposons que la source produit des paires de photons uniquement par fluorescence paramétrique.

FIGURE G.1: Schéma du dispositif expérimental; SPDC : Fluorescence paramétrique, BS : Beam Splitter 50-50, F_A et F_B : filtres, D_{A1} , D_{A2} , D_{B1} et D_{B2} : détecteurs de photons uniques

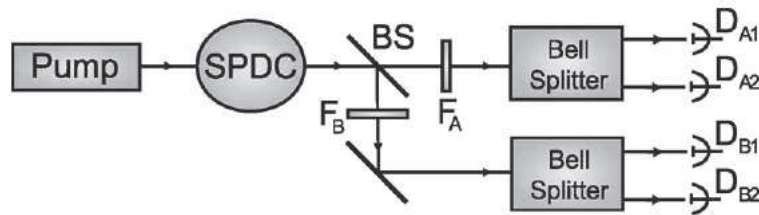
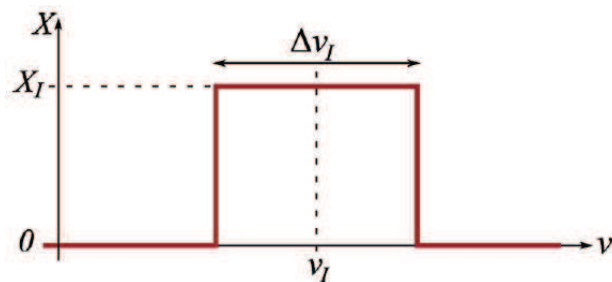


FIGURE G.2: Spectre de transmission du filtre rectangulaire utilisé dans ce modèle, ν_I est la fréquence centrale, $\Delta\nu_I$ la largeur spectrale, X_I la transmission ($I = A, B$)



Les fréquences des photons générés sont ν_s et ν_i , respectivement, et le faisceau de pompe est décrit par sa fréquence $\nu_p = \nu_s + \nu_i$. Le dispositif BS divise les paires vers des chemins A et B.

La séparation est dite déterministe dans des situations expérimentales telles que l'émission de fluorescence paramétrique non colinéaire (séparation spatiale des deux photons de la paires émis dans des directions différentes), la génération de paires non dégénérées en fréquence (séparation fréquentielle par un miroir dichroïque) ou la séparation selon la polarisation dans le cas de la fluorescence paramétrique de type II, et ce même dans le cas quasi- dégénérée ($\nu_s \simeq \nu_i \simeq \nu_p/2$). Cependant, la fluorescence paramétrique de type I quasi-dégénérée obéit à une séparation statistique. Les photons de la paire sont séparés par un beam splitter 50-50 défini par ses coefficients de réflexion R_A et transmission R_B . Tous les calculs suivants ont été effectués pour les deux types de séparation.

Les filtres F_A et F_B placés sur les voies A et B ont un spectre de transmission rectangulaire idéal, comme représenté sur la figure G.2. Leur transmission est nulle en dehors de leurs bandes passantes spectrales respectives $\Delta\nu_A$ et $\Delta\nu_B$, et nous supposons que $\Delta\nu_A \leq \Delta\nu_B$. Leur fréquence centre ν_A et ν_B sont liées par la relation $\nu_A + \nu_B = \nu_p$.

A noter que cette forme spectrale correspond à une situation de filtrage dite idéale. Bien que ces filtres rectangulaires ne soient pas disponibles dans le commerce (les canaux de transmission des filtres de télécommunication ayant cependant une forme relativement proche), nous avons délibérément choisi ce cas idéal, afin d'en tirer le meilleur possible au niveau des performances de la source.

Les coefficients de transmission de puissance X_A et X_B prennent en compte non seulement les pertes de transmission des filtres, mais aussi toutes les pertes optiques du chemin correspondant (y compris les pertes sur chaque voie de propagation, les pertes de couplage à la fibre, et l'efficacité du détecteur).

Comme nous sommes intéressés par des sources utiles pour l'information quantique basées sur les inégalités de Bell. Les séparateur de Bell BS_A et BS_B sont utilisés sur les voies A et B, respectivement. Par exemple, les séparateur de Bell peuvent être assimilés à des analyseurs ou rotateurs de polarisation dans le cas d'une intrication en polarisation.

Afin de simplifier les calculs, les efficacités quantique des détecteurs η_{A_1} , η_{A_2} , η_{B_1} et η_{B_2} sont choisies de telle sorte que les pertes totales soient identiques sur les chemins 1 et 2 (Cela peut être obtenu en ajustant le gain des photodiodes à avalanches).

Pour le dispositif expérimental présenté, nous calculons les probabilités P_{A_i} et P_{B_i} ($i = 1, 2$) de mesurer un photon sur le détecteur correspondant sur les chemins A_i et B_j , respectivement, et la probabilité de mesurer une coïncidence entre les voies A_i et B_j ($i, j = 1, 2$) correspondant soit à des photons jumeaux $P_{TC_{ij}}$ (vraies coïncidences) ou à des photons de paires indépendantes $P_{AC_{ij}}$ (coïncidences accidentelles). La cohérence de la source provient du fort degré de corrélation entre les photons d'une paire et se dégrade en raison de la présence de doubles paires.

Soit $P_{C_{A_i B_j}}^{min}$ et $P_{C_{A_i B_j}}^{max}$ les valeurs minimales (présence uniquement de coïncidences accidentelles) et maximales (présence de coïncidences accidentelles et un maximum de vraies coïncidences) du terme de probabilité de coïncidences $P_{C_{A_i B_j}}$ entre les

détecteurs D_{A_i} et D_{B_j} ($i, j = 1, 2$). Selon notre dispositif expérimental, on assume que la somme totale des coïncidences n'est autre que la somme des coïncidences vraies et accidentelles $P_{C_{A_i B_j}} = P_{TC_{A_i B_j}} + P_{AC_{A_i B_j}}$.

La probabilité de mesurer des coïncidences accidentelles $P_{AC_{A_i B_j}}$ entre les détecteurs D_{A_i} et D_{B_j} est indépendante de i et de j , vu l'absence de corrélation quantique entre les photons provenant de deux paires différentes. Pour les séparateurs de Bell, les probabilités de vraies coïncidences obéissent aux relations : $P_{TC_{A_1 B_1}} = P_{TC_{A_2 B_2}}$; $P_{TC_{A_1 B_2}} = P_{TC_{A_2 B_1}}$ et $P_{TC_{A_i B_1}} + P_{TC_{A_i B_2}} = P_{C_{A_i B_1}}^{max} - P_{C_{A_i B_1}}^{min} = P_{C_{A_i B_2}}^{max} - P_{C_{A_i B_2}}^{min}$ ($i = 1, 2$).

Soit P_I la probabilité d'obtenir un photon la voie I , et P_{AC} et P_{TC} , les probabilités respectives de coïncidences accidentelles et vraies coïncidences. Quand les contributions des deux sous-voies sont ajoutées, à savoir, ce qui est mesuré sur les détecteurs D_{A_1} et D_{A_2} d'une part, et D_{B_1} et D_{B_2} , d'autre part, on obtient $P_I = P_{I_1} + P_{I_2}$ avec P_{I_i} ($i = 1, 2$) qui est la probabilité de mesurer un photon sur le détecteur D_{I_i} . De la même manière, on tire $P_{AC_{A_i B_j}} = P_{C_{A_i B_j}}^{min} = P_{AC}/4$ et $P_{TC_{A_i B_1}} + P_{TC_{A_i B_2}} = P_{TC}/2$. La visibilité de la source est donnée par l'expression suivante :

$$v_{i,j} = V = \frac{1}{1 + 2P_{AC}/P_{TC}} \quad (\text{G.0.1})$$

G.1 Calcul des probabilités

Dans cette section, nous tirons les expressions des probabilités de détection d'un photon sur les voies A ou B, ainsi que la probabilité de vraies coïncidences et la probabilité de coïncidences accidentelles. Ceci est effectué dans les deux cas, de séparations déterministes et statistiques, en tenant compte dans les deux cas, du degré de cohérence des photons de la paire.

Abordons tout d'abord la question de la cohérence des photons de la paire. La densité spectrale de probabilité de génération de paire p_0 est supposée uniforme sur tous les intervalles spectraux considérés, de manière à obtenir une borne supérieure de la meilleure performance possible pour la source. La statistique de doubles paires dépend de la cohérence de l'état à quatre photons : la densité spectrale de probabilité de génération de double paire est donné par [DRSM⁺04] :

$$p_2 = \frac{1}{2}p_0^2[J_2^2 + J_4] \quad (\text{G.1.1})$$

où J_2 , J_2^2 et J_4 sont respectivement les distributions spectrales normalisées des paires, deux états indépendants de paires, et d'un état à 4 photons. $J_4 = \chi J_2^2$ où $\chi \in [0,1]$, représente le rapport entre la génération d'un état à 4 photons et la génération de deux paires indépendantes. En tenant compte de l'approximation d'une distribution spectrale uniforme des paires de photons, $J_2 = 1$ et la densité spectrale totale des doubles paires devient :

$$p_2 = \frac{1}{2}p_0^2[1 + \chi] \quad (\text{G.1.2})$$

Dans le cas de deux états de paires indépendants, la statistique est Poissonienne ($\chi = 0$) et la probabilité de densité spectrale d'une génération de double paire est

donnée par $p_{2_p} = p_0^2/2$. Ceci est vérifié lorsque les impulsions de pompe sont longues par rapport au temps de cohérence des photons signal et complémentaires. Ceci est de plus valide dans le cas d'un faisceau de pompe continu. Dans le cas contraire où le temps de cohérence des photons signal et complémentaire est grand devant la durée des impulsions de pompe, une distribution cohérente s'ajoute à la distribution incohérente : l'état à 4 photons où la génération de la seconde paire est stimulée par la présence de la première. La probabilité de densité spectrale d'une génération de double paire devient $p_{2_s} = p_0^2(\chi = 1)$ qui diffère du terme p_{2_p} par un facteur 2.

En prenant en compte les filtres F_A et F_B , la probabilité de génération double paire devient :

$$P_2 = \frac{1}{2}p_0^2[J_{2_A}J_{2_B} + J_{4_{AB}}] \quad (\text{G.1.3})$$

$J_{2_A}J_{2_B}$ représente le produit de la probabilité de mesurer un photon d'une paire par le filtre F_A et un photon de l'autre paire par le filtre F_B . Le terme $J_{4_{AB}}$ représente la probabilité de mesurer un photon de l'état à 4 photons passant par le filtre F_A et un autre passant par le filtre F_B . A partir des équations G.1.2 et G.1.3 la probabilité de génération de double paire devient :

$$P_2 = \frac{1}{2}p_0^2[\Delta\nu_A\Delta\nu_B + \chi\Delta\nu_A^2] \quad (\text{G.1.4})$$

A partir de l'équation G.1.4 il devient possible de tirer les expressions des probabilités de vraies coïncidences et de coïncidences accidentelles. Dans les deux cas, on assimile le schéma expérimental de la figure G.1 à une source de fluorescence paramétrique, qui émet des paires de photons avec une densité spectrale p_0 ainsi qu'à deux voies A et B qui présentent des pertes dues aux filtres F_A et F_B , aux différents éléments optiques sur le chemin de propagation, ainsi qu'à l'efficacité quantique des détecteurs. La transmission totale de chaque voie est noté $X_I (I = A, B)$. La différence entre les cas statistique et déterministe est la manière dont les photons de la paire se séparent, ainsi que la valeur maximale de X_I ($X_{I_{max}} = 1$ dans le cas déterministe et $X_{I_{max}} = R_I$ dans le cas statistique).

Notre source étant continue, nous ne pouvons pas parler d'un nombre de paires générées par impulsion. Cependant, il est bon de rappeler que les détecteurs utilisés sont déclenchés par une fréquence fixée (dans notre cas expérimental à 2 MHz). Nous considérons dans ce cas de figure, que la durée d'impulsion de pompe peut-être remplacée par la durée d'ouverture des détecteurs, soit la taille de la fenêtre de détection Δt .

G.1.1 Cas Déterministe

Dans une séparation déterministe, la probabilité $P_N^{(D)}(n_A, n_B)$ de mesurer n_A et n_B photons respectivement sur les voies A et B, pour N paires générées par fluorescence paramétrique durant un temps de pompe égal Δt , est le produit des probabilités de détecter n_A photons sur la voie A et n_B photons sur la voie B. D'où l'expression mathématique :

$$P_N^{(D)}(n_A, n_B) = [C_N^{N-n_A}(1 - X_A)^{N-n_A} X_A^{n_A}][C_N^{N-n_B}(1 - X_B)^{N-n_B} X_B^{n_B}] \quad (\text{G.1.5})$$

Dans l'équation G.1.5, les facteurs $C_N^{N-n_I}$ ($I = A, B$) donnent le nombre de cas possibles pour $(N - n_I)$ photons perdus sur la voie I . La probabilité de détecter un photon par le détecteur D_I ($I = (A, B)$) durant Δt s'exprime par :

$$\begin{aligned} P_A^{(D)} &= p_0 \Delta \nu_A [P_1^{(D)}(1, 1) + P_1^{(D)}(1, 0)] = p_0 \Delta \nu_A X_A \\ P_B^{(D)} &= p_0 \Delta \nu_B [P_1^{(D)}(1, 1) + P_1^{(D)}(1, 0)] = p_0 \Delta \nu_B X_B \end{aligned} \quad (\text{G.1.6})$$

Nous avons précédemment assumé que $\Delta \nu_B \geq \Delta \nu_A$, et par conséquent, les vraies coïncidences ne peuvent être obtenus que dans la largeur spectrale égale à $\Delta \nu_A$ avec la probabilité :

$$P_{TC}^{(D)} = p_0 \Delta \nu_A P_1^{(D)}(1, 1) = p_0 \Delta \nu_A X_A X_B \quad (\text{G.1.7})$$

La probabilité d'obtenir des coïncidences accidentelles se déduit des équations G.1.4 et G.1.5 et on obtient :

$$\begin{aligned} P_{AC}^{(D)} &= \frac{1}{4} p_0^2 \Delta \nu_A \Delta \nu_B [P_2^{(D)}(2, 2) + P_2^{(D)}(2, 1) + P_2^{(D)}(1, 2) + P_2^{(D)}(1, 1)] \\ &= \frac{1}{4} \Delta \nu_A \Delta \nu_B X_A X_B (2 - X_A)(2 - X_B) \end{aligned} \quad (\text{G.1.8})$$

La visibilité de la source dans le cas déterministe est ainsi donnée par l'expression suivante :

$$V^{(D)} = \frac{1}{1 + p_0 \Delta \nu_B (2 - X_A)(2 - X_B)/4} \quad (\text{G.1.9})$$

G.1.2 Cas Statistique

Dans cette distribution, la probabilité $P_N^{(S)}(n_A, n_B)$ de détecter n_A et n_B photons respectivement sur les voies A et B pour N paires de photons générés par fluorescence paramétrique pendant un temps Δt est donnée par :

$$P_N^{(S)}(n_A, n_B) = C_{2N}^{2N-n_A-n_B} (1 - X_A - X_B)^{2N-n_A-n_B} C_{n_A+n_B}^{n_A} X_A^{n_A} X_B^{n_B} \quad (\text{G.1.10})$$

Dans ce cas là, $(2N - n_A - n_B)$ photons sont perdus, chacun avec une probabilité égale à $1 - X_A - X_B$. Les photons détectés sont distribués entre les voies A et B avec des probabilités respectives égales à $X_A^{n_A}$ et $X_B^{n_B}$. Les facteurs $C_{2N}^{2N-n_A-n_B}$ et $C_{n_A+n_B}^{n_A}$ évaluent le nombre de cas possibles correspondant respectivement aux $(2N - n_A - n_B)$ photons perdus et aux n_A photons détectables sur la voie A. Ainsi, la probabilité de détecter un photon sur la voie I durant un temps Δt est donné par :

$$\begin{aligned} P_A^{(S)} &= p_0 \Delta \nu_A [P_1^{(S)}(2, 0) + P_1^{(S)}(1, 1) + P_1^{(S)}(1, 0)] \\ &= p_0 \Delta \nu_A X_A (2 - X_A) \end{aligned} \quad (\text{G.1.11})$$

$$\begin{aligned} P_B^{(S)} &= p_0 \Delta \nu_B [P_1^{(S)}(0, 2) + P_1^{(S)}(1, 1) + P_1^{(S)}(0, 1)] \\ &= p_0 \Delta \nu_B X_B (2 - X_B) \end{aligned} \quad (\text{G.1.12})$$

Les vraies coïncidences peuvent être obtenus dans la largeur spectrale égale à $\Delta \nu_A$ avec la probabilité :

$$P_{TC}^{(S)} = p_0 \Delta \nu_A P_1^{(S)}(1, 1) = 2p_0 \Delta \nu_A X_A X_B \quad (\text{G.1.13})$$

La probabilité d'obtenir une coïncidence accidentelle durant Δt est obtenue à partir des équations G.1.4 et G.1.10. Elle est donnée par :

$$\begin{aligned} P_{AC}^{(S)} &= \frac{2 + \chi \frac{\Delta \nu_A}{\Delta \nu_B}}{6} p_0^2 \Delta \nu_A \Delta \nu_B \times [P_2^{(S)}(3, 1) + P_2^{(S)}(1, 3) \\ &\quad + P_2^{(S)}(2, 2) + P_2^{(S)}(2, 1) + P_2^{(S)}(1, 2) + P_2^{(S)}(1, 1)] \\ &= 2p_0^2 \Delta \nu_A \Delta \nu_B X_A X_B K \end{aligned} \quad (\text{G.1.14})$$

où $K = \frac{r}{3}[6 - 6(X_A + X_B) + 2(X_A^2 + X_B^2) + 3X_A X_B]$ et $r = 1 + \frac{\chi \Delta \nu_A}{2 \Delta \nu_B}$. A partir des équations G.0.1, G.1.13 et G.1.14, on tire la valeur de la visibilité de la source pour le cas statistique qui s'exprime par :

$$V^{(S)} = \frac{1}{1 + p_0 \Delta \nu_B K} \quad (\text{G.1.15})$$

Bibliographie

- [AGR82] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger. Experimental realization of einstein-podolsky-rosen-bohm *Gedankenexperiment* : A new violation of bell’s inequalities. *Phys. Rev. Lett.*, 49 :91–94, Jul 1982.
- [AM13] S. Arahira and H. Murai. Nearly degenerate wavelength-multiplexed polarization entanglement by cascaded optical nonlinearities in a ppln ridge waveguide device. *Optics Express*, 21 :7841–7850, 2013.
- [Bel64] J.S. Bell. On the einstein podolosky rosen paradox. *Physics*, 1(3), 1964.
- [Boh35] N. Bohr. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete. *Physical Review*, 48, 1935.
- [Boy08] R W. Boyd. *Nonlinear Optics*, chapter 2, pages 71–78. 2008.
- [BPK⁺99] G. Bonfrate, V. Pruneri, P. G. Kazansky, P. Tapster, and J. G. Rarity. Parametric fluorescence in periodically poled silica fibers. *Applied Physics Letters*, 75(16), 1999.
- [Bru05] G. Bruhat. *Optique*, chapter 20, page 463. 2005.
- [CCY⁺08] Y.A. Chen, S. Chen, Z.S. Yuan, B. Zhao, C.S. Chuu, J. Schmiedmayer, and J.W. Pan. Memory-built-in quantum teleportation with photonic and atomic qubits. *Nat Phys*, 4 :103–107, 2008.
- [CDLK08] K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat, and H. J. Kimble. Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory. *Nature*, 452 :67–71, Jun 2008.
- [CHSH69] J.F. Clauser, M.A. Horne, A. Shimony, and R.A. Holt. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, 23 :880–884, Oct 1969.
- [CMA⁺13] B. G. Christensen, K. T. McCusker, J. B. Altepeter, B. Calkins, T. Gerrits, A. E. Lita, A. Miller, L. K. Shalm, Y. Zhang, S. W. Nam, N. Brunner, C. C. W. Lim, N. Gisin, and P. G. Kwiat. Detection-loophole-free test of quantum nonlocality, and applications. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :130406, Sep 2013.
- [CMJ⁺05] T. Chanelière, D.N. Matsukevich, S.D. Jenkins, S.Y. Lan, T.A.B. Kennedy, and A. Kuzmich. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, 438 :833–836, Aug 2005.

- [CP05] Gerry C.C. and Knight P.L. *Introductory Quantum Optics*, chapter 9.1, pages 214–217. 2005.
- [DDF03] A.K. Dutta, N.K. Dutta, and M. Fujiwara. *WDM Technologies : Passive Optical Components*, chapter 3, pages 39–70. 2003.
- [DRSM⁺04] H. De Riedmatten, V. Scarani, I. Marcikic, A. Acin, W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin. Two independent photon pairs versus four-photon entangled states in parametric down conversion. *Journal of Modern Optics*, 51(11) :1637–1649, 2004.
- [Eda07] K. Edamatsu. Entangled photons : Generation, observation, and characterization. *Japanese Journal of Applied Physics*, 46 :7175–7187, Nov 2007.
- [EPR35] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete. *Physical Review*, 43, 1935.
- [Fab02] M. Fabrice. *Les faisceaux gaussiens caractéristiques et propagation*. PhD thesis, 2002.
- [FAO⁺07] J. Fulconis, J. Alibart, J.L. O’Brien, Wadsworth W.J., and J.G. Rarity. Nonclassical interference and entanglement generation using a photonic crystal fiber pair photon source. *Physical Review Letters*, 99 :12501–12504, Sep 2007.
- [Fer11] M.F.S. Ferreira. *Nonlinear effects in optical fibers*, chapter 6, pages 111–114. 2011.
- [FMS⁺12] A. Fraine, O. Minaeva, D.S. Simon, R. Egorov, and A.V. Sergienko. Broadband source of polarized entangled photons. *Optics Letters*, 37(11), 2012.
- [For] Sébastien Forget. *Optique des lasers et faisceaux gaussiens*. Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris Nord/13.
- [GAF⁺13] J. Ghalbouni, I. Agha, R. Frey, E. Diamanti, and I. Zaquine. Experimental wavelength-division-multiplexed photon-pair distribution. *Optics Letters*, 38 :34–36, 2013.
- [GM97] V. Gopalan and T.E. Mitchell. Wall velocities, switching times, and the stabilization mechanism of 180° domains in congruent lithium niobate crystals. *Journal of Applied Physics*, 83 :941–954, Oct 1997.
- [HBP⁺13] I. Herbauts, B. Blauensteiner, A. Poppe, T. Jennewein, and H. Hübel. Demonstration of active routing of entanglement in a multi-user network. *ArXiv :1307.5462*, 2013.
- [HSVT09] M. Hendrych, X. Shi, A. Valencia, and J.P. Torres. Broadening the bandwidth of entangled photons : A step towards the generation of extremely short biphotons. *Physical Review A*, 79(2), 2009.

- [HYT⁺13] H. Herrmann, X. Yang, A. Thomas, A. Poppe, W. Sohler, and C. Silberhorn. Post-selection free, integrated optical source of non-degenerate, polarization entangled photon pairs. *ArXiv*, July 2013.
- [KMWA05] F. König, E.J. Mason, F. N. C. Wong, and M.A. Albota. Efficient and spectrally bright source of polarization-entangled photons. *Phys. Rev. A*, 71 :033805, Mar 2005.
- [KMWZ95] P.G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Physical Review Letters*, 75(24), 1995.
- [KPR95] P. G. Kazansky, V. Pruneri, and P. St. J. Russell. Blue-light generation by quasi-phase-matched frequency doubling in thermally poled optical fibers. *Optics Letters*, 20(8), 1995.
- [KSC93] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao. High-visibility interference in a bell-inequality experiment for energy and time. *Phys. Rev. A*, 47 :R2472–R2475, Apr 1993.
- [KWW⁺95] P.G. Kwiat, E. Waks, A.G. White, I. Appelbaum, and P.H. Eberhard. Ultrabright source of polarization-entangled photons. *Physical Review A*, 60(2), 1995.
- [LB07] M. Le Bellac. *Physique Quantique*, chapter 6, pages 177–182. 2007.
- [LCL⁺06] K.F. Lee, J. Chen, C. Liang, X. Li, P.L. Voss, and P. Kumar. Generation of high-purity telecom-band entangled photon pairs in dispersion-shifted fiber. *Optics Letters*, 31(12), 2006.
- [LLCK06] C. Liang, K.F. Lee, J. Chen, and P. Kumar. Distribution of fiber-generated polarization entangled photon-pairs over 100 km of standard fiber in oc-192 wdm environment. *Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference. OFC 2006*, 2006.
- [LLL⁺06] C. Liang, K.F. Lee, T. Levin, J. Chen, and P. Kumar. Ultra stable all-fiber telecom-band entangled photon-pair source for turnkey quantum communication applications. *Optics Express*, 14(15), 2006.
- [LYTK08] H.C. Lim, A. Yoshizawa, H. Tsuchida, and K. Kikuchi. Broadband source of telecom-band polarization-entangled photon-pairs for wavelength-multiplexed entanglement distribution. *Optics Express*, 16(20), 2008.
- [MIH⁺] A. Martin, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, D.B. Ostrowsky, O. Alibart, and S. Tanzilli. A polarization entangled photon-pair source based on a type-ii ppln waveguide emitting at a telecom wavelength. *New Journal Of Physics*, 12.
- [MLJF⁺12] N. Matsuda, H. Le Jeannic, H. Fukuda, T. Tsuchizawa, K. Yamada, Y. Tokura, and H. Takesue. Polarization-entangled photon pair source on a chip. *Group IV Photonics (GFP), 2012 IEEE 9th International Conference*, 2012.

- [MSP⁺08] Y. Ménesguen, J.L. Smirr, G. Pillet, R. Alléaume, I. Zaquine, R. Frey, and L. Jacobowicz. Sources de photons intriqués en polarisation : travaux pratiques de physique quantique. *Bulletin de l'Union des Physiciens*, 102, 2008.
- [OEL⁺13] A. Orieux, A. Eckstein, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, T. Coudreau, A. Keller, P. Milman, and S. Ducci. Bell states generation on a iii-v semiconductor chip at room temperature. *ArXiv*, January 2013.
- [OOT⁺12] M. Okano, R. Okamoto, A. Tanaka, S. Subashchandran, and S. Takeuchi. Generation of broadband spontaneous parametric fluorescence using multiple bulk nonlinear crystals. *Optics Express*, 20(13), 2012.
- [PK97] V. Pruneri and P. G. Kazansky. Electric-field thermally poled optical fibers for quasi-phase-matched second-harmonic generation. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 9(2), 1997.
- [SDF⁺13] J.L. Smirr, M. Deconinck, R. Frey, I. Agha, E. Diamanti, and I. Zaquine. Optimal photon-pair single-mode coupling in narrow-band spontaneous parametric downconversion with arbitrary pump profile. *JOSA B*, 30 :288–300, 2013.
- [SFD⁺11] J.L. Smirr, R. Frey, E. Diamanti, R. Alléaume, and I. Zaquine. Intrinsic limitations to the quality of pulsed spontaneous parametric downconversion sources for quantum information applications. *JOSA B*, 28 :832–841, 2011.
- [SGG⁺11] J.L. Smirr, S. Guilbaud, J. Ghalbouni, R. Frey, E. Diamanti, R. Alléaume, and I. Zaquine. Simple performance evaluation of pulsed spontaneous parametric down-conversion sources for quantum communications. *Optics Express*, 19(2), 2011.
- [Smi10] J.L. Smirr. *Vers une source de paires photons intriqués en polarisation de spectre étroit à 1550 nm*. PhD thesis, Institut Télécom, November 2010.
- [SSAS⁺07] S. Sauge, M. Swillo, S. Albert-Seifried, G.B. Xavier, J. Waldeback, M. Tengner, D. Ljunggren, and A. Karlsson. Narrowband polarization-entangled photon pairs distributed over a wdm link for qubit networks. *Optics Express*, 15(11), 2007.
- [SZG⁺07] B.S. Shi, C. Zhai, G.C. Guo, Y.K. Jian, and A. Tomita. Efficient generation of a photon pair in a bulk periodically poled potassium titanyl phosphate. *Optics Communications*, 278(2), 2007.
- [TBZG98] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin. Violation of bell inequalities by photons more than 10 km apart. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :3563–3566, Oct 1998.

- [TDRT⁺01] S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. De Micheli, D.B. Ostrowsky, and N. Gisin. Highly efficient photon-pair source using periodically poled lithium niobate waveguide. *Electronics Letters*, 37(1), 2001.
- [TFT⁺08] H. Takesue, H. Fukuda, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, K. Yamada, Y. Tokura, and S. Itabashi. Generation of polarization entangled photon pairs using silicon wire waveguide. *Optics Express*, 16(8), 2008.
- [ZJD⁺13] Z.Y. Zhou, Y.K. Jiang, D.S. Ding, B.S. Shi, and G.C. Guo. Actively switchable nondegenerate polarization-entangled photon-pair distribution in dense wave-division multiplexing. *Phys. Rev. A*, 87 :045806, Apr 2013.
- [ZJDS12] Z.Y. Zhou, Y.K. Jiang, D.S. Ding, and B.S. Shi. An ultra-broadband continuously-tunable polarization entangled photon pair source covering the c+l telecom bands based on a single type-ii ppktp crystal. 2012.
- [ZTQ⁺12] E.Y. Zhu, Z. Tang, L. Qian, L.G. Helt, M. Liscidini, and J.E. Sipe. Direct generation of polarization-entangled photon pairs in a poled fiber. *Physical Review Letters*, 108(21), 2012.