

# 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<sup>+</sup>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  $\phi$  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).

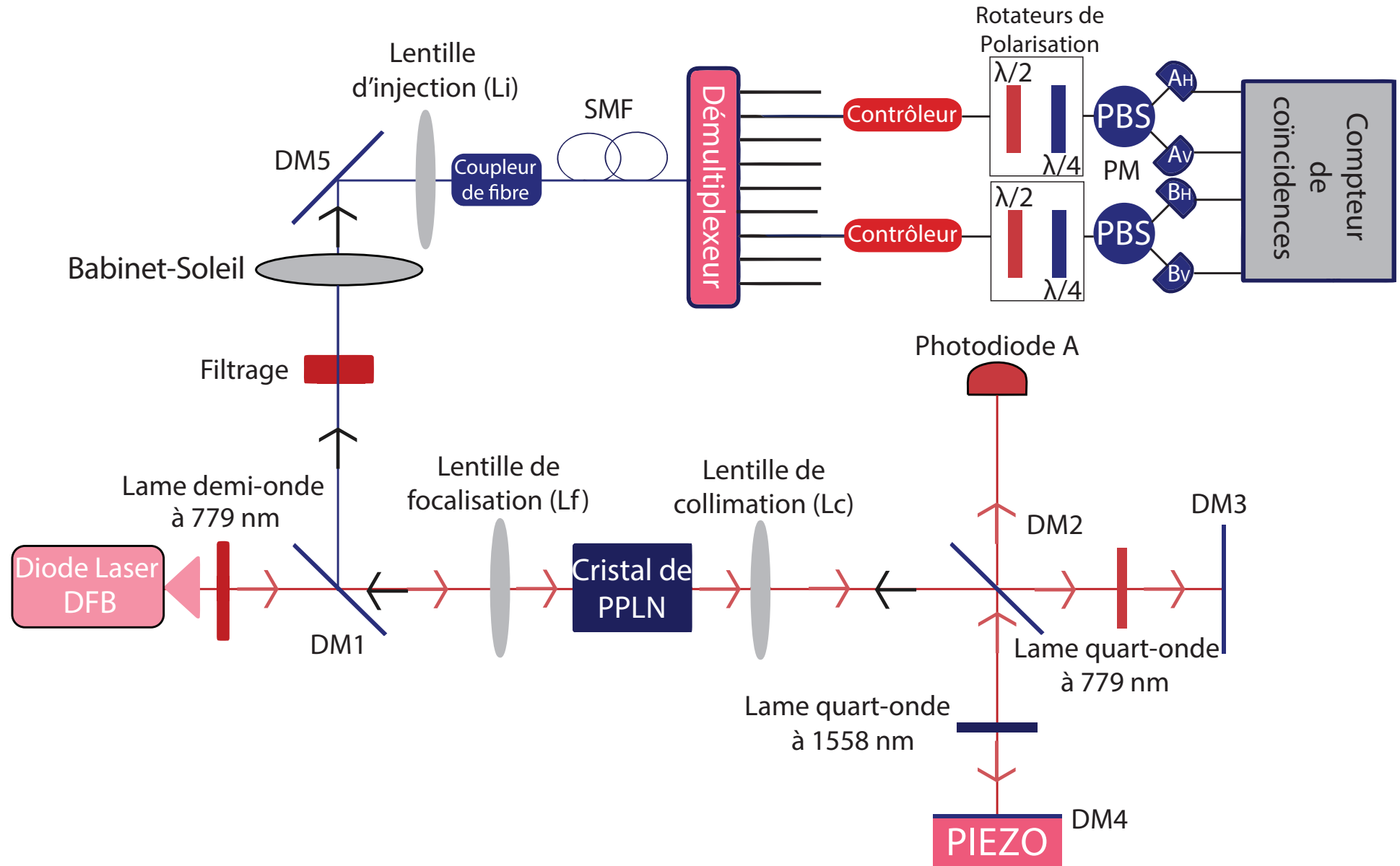
Les miroirs dichroïques (DM1, DM2 et DM5) sont traités pour avoir une transmission maximale (99%) à 779 nm et une réflexion maximale (99%) à 1558 nm. Les miroirs dichroïques DM3 et DM4 sont traités pour être réfléchissants (99%) à 779 nm, et le miroir DM4 est aussi traité pour être réfléchissant (99%) 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.

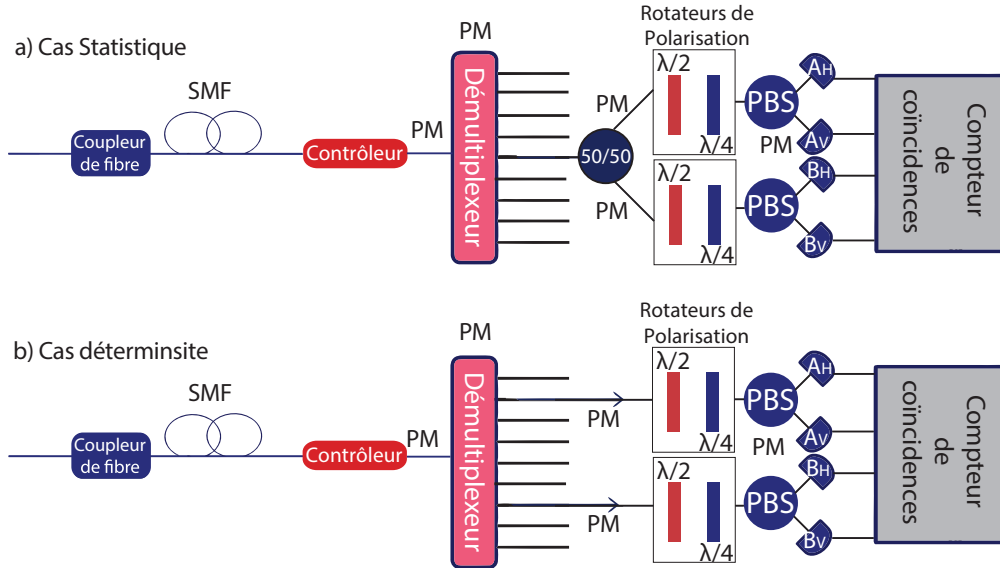
Dans le cas PM, je place un contrôleur de polarisation entre la fibre de couplage (de type SMF) et l'entrée du démultiplexeur. Dans le cas d'une séparation statistique, la sortie ITU 24 est reliée à un séparateur fibré 50-50 PM. Chacune des sorties de ce séparateur est reliée à un rotateur de polarisation (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.

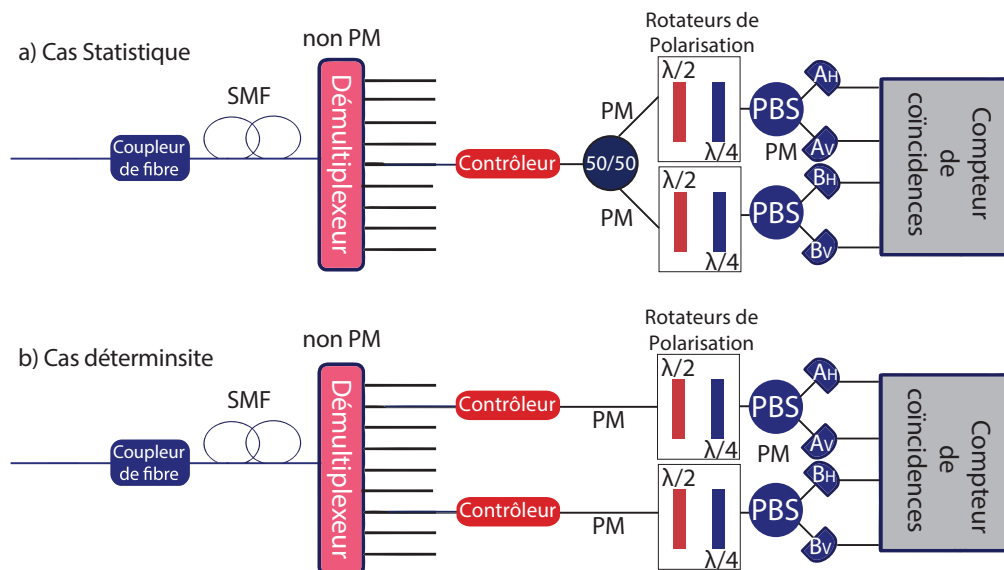
Comme dans le cas PM, on choisit une des deux voies de génération, on bloque l'autre, et on règle chaque contrôleur (ou un contrôleur unique en séparation statistique) de façon à envoyer les paires HH vers les sorties H et les paires VV vers les sorties V des PBS. Dans tout ce protocole de réglage, les 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  $\delta_t$  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  $\delta_{coin}$ .

## 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  $\alpha$  en fonction des lentilles d'injection testées*

$L_i$ (mm)	$\alpha$	$ \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  $\xi$  obtenu pour cette configuration est cependant différent et on trouve une valeur de  $\xi = 2,58$ . Le terme  $\alpha_{opt}$  selon l'article d'optimisation de couplage de Smir [SFD<sup>+</sup>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  $\alpha$  la plus proche possible de  $\alpha_{opt}$ . Pour trois lentilles d'injection à notre disposition, le tableau 5.1 résume les valeurs de  $\alpha$  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  $\alpha$  la plus proche de l'optimal.

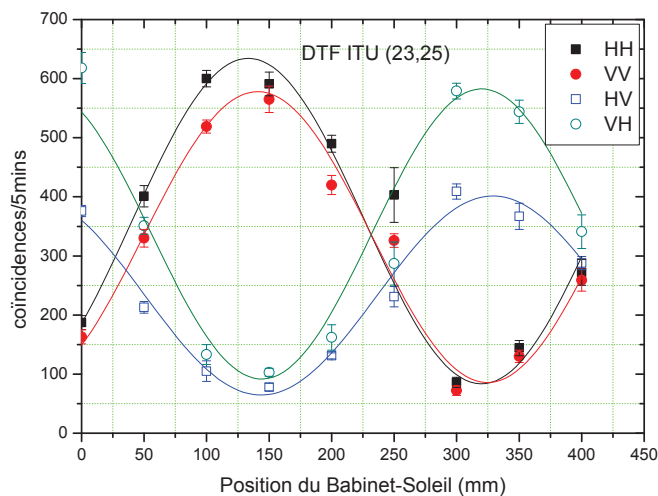
### 5.2.2 Compensation de la phase

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  $\phi$  obtenue dans notre état intriqué, correspond à la somme de deux déphasages indépendants. Le premier  $\phi_1$  provenant de l'interféromètre (origine d'instabilités mécaniques) et le deuxième  $\phi_2$  de la biréfringence du cristal (origine optique). Nous souhaitons obtenir un état maximalelement intriqué de type  $|\Phi\rangle$  et par conséquent une phase totale  $\phi$  nulle ou égale à  $\pi$ .

Afin de procéder expérimentalement à ceci, on agit en deux temps. En premier lieu, on stabilise la phase  $\phi_1$  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  $\phi_1$  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)

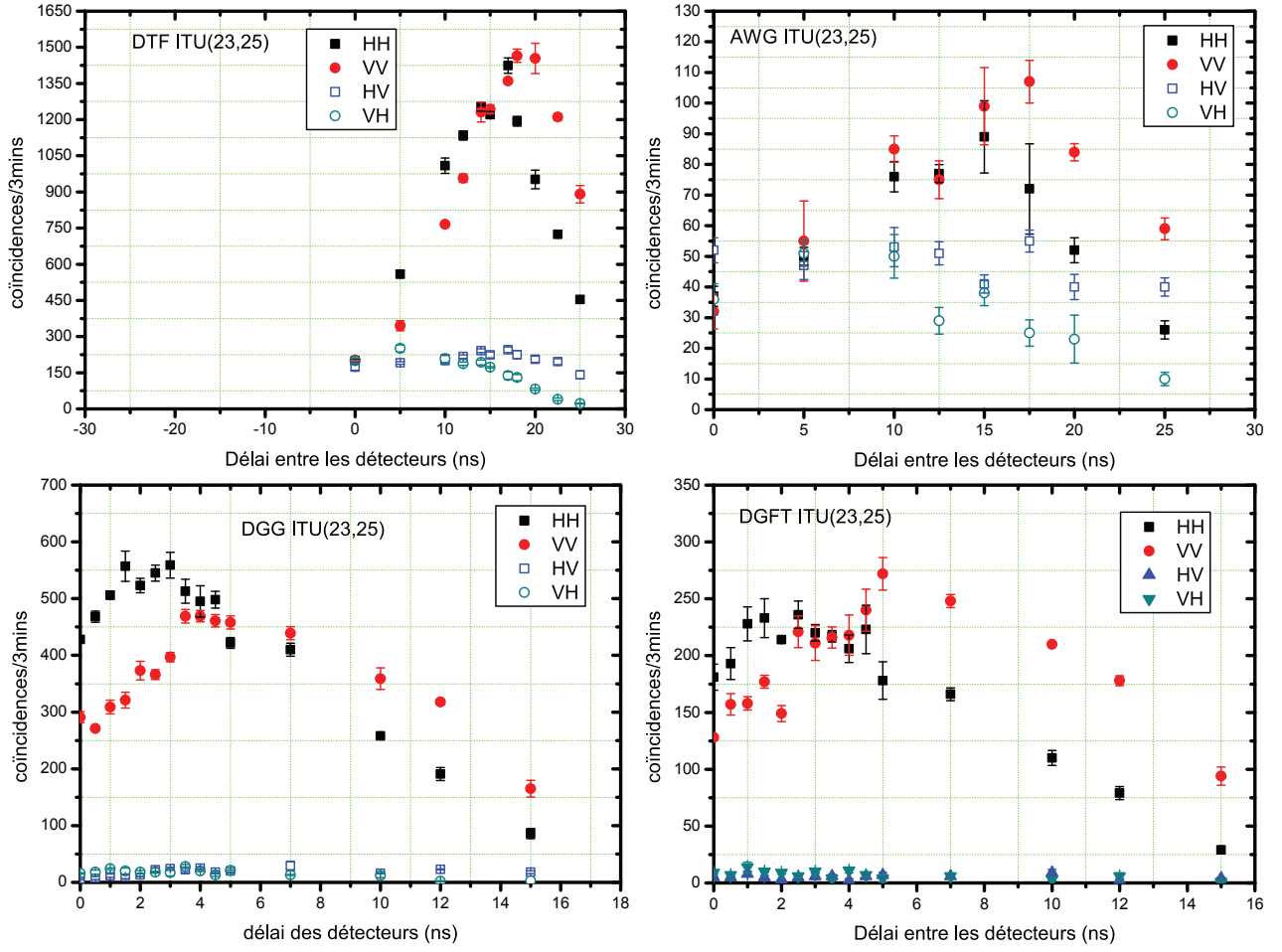
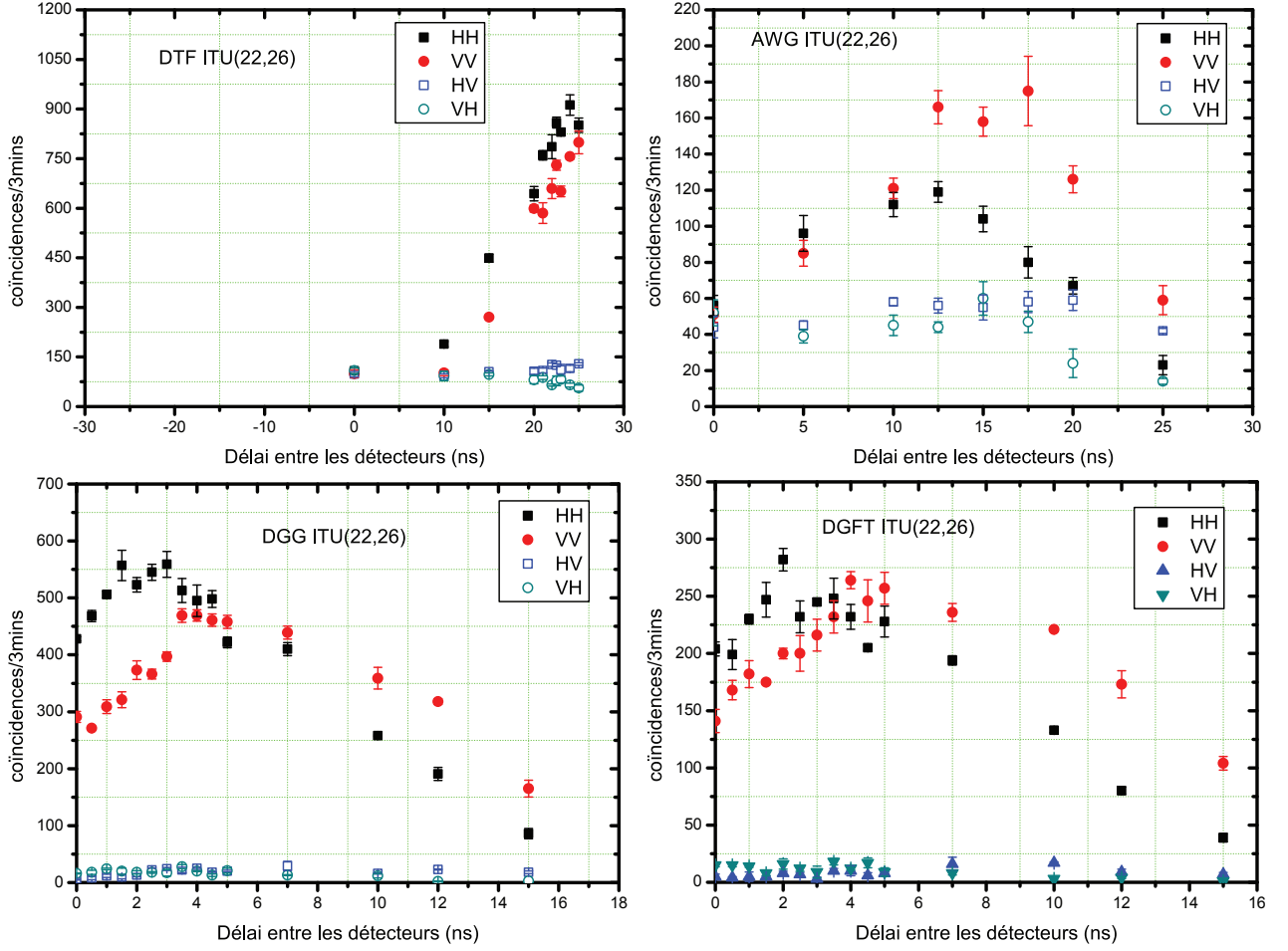


TABLE 5.2: Délai optimal entre les voies de détection dans le cas d'une séparation déterministe

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)

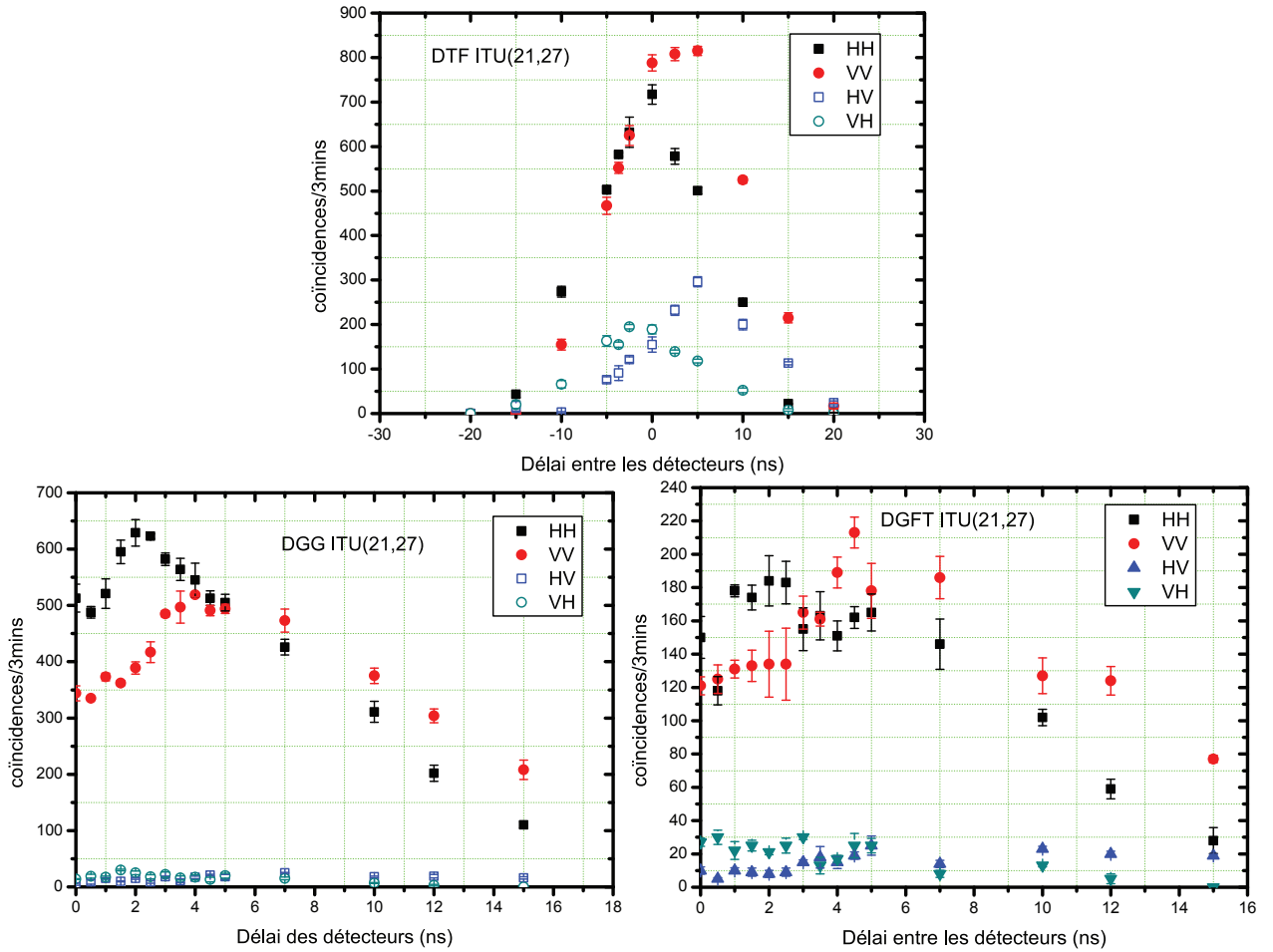


FIGURE 5.8: Coïncidences  $HH$  et  $VV$  en fonction du délai optique a) avec inversion du branchement des fibres b) sans inversion du branchement des fibres

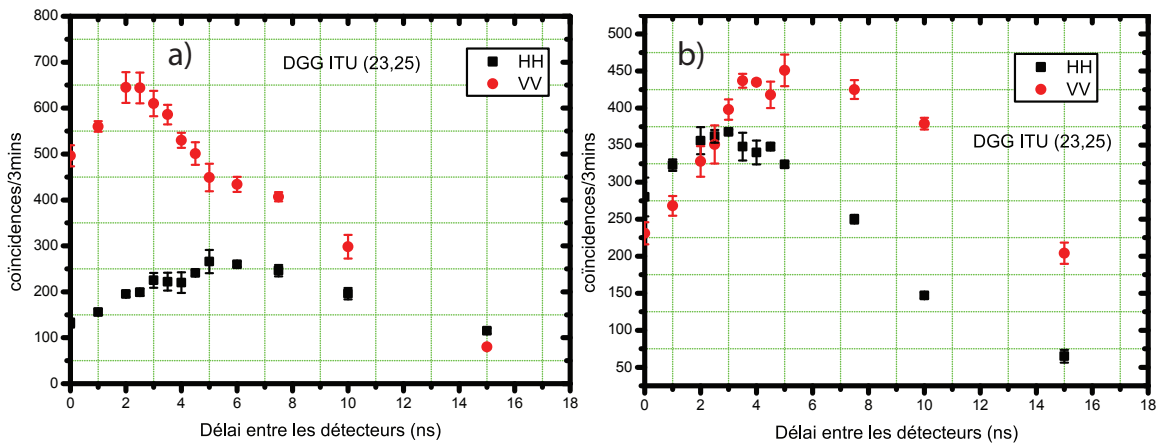
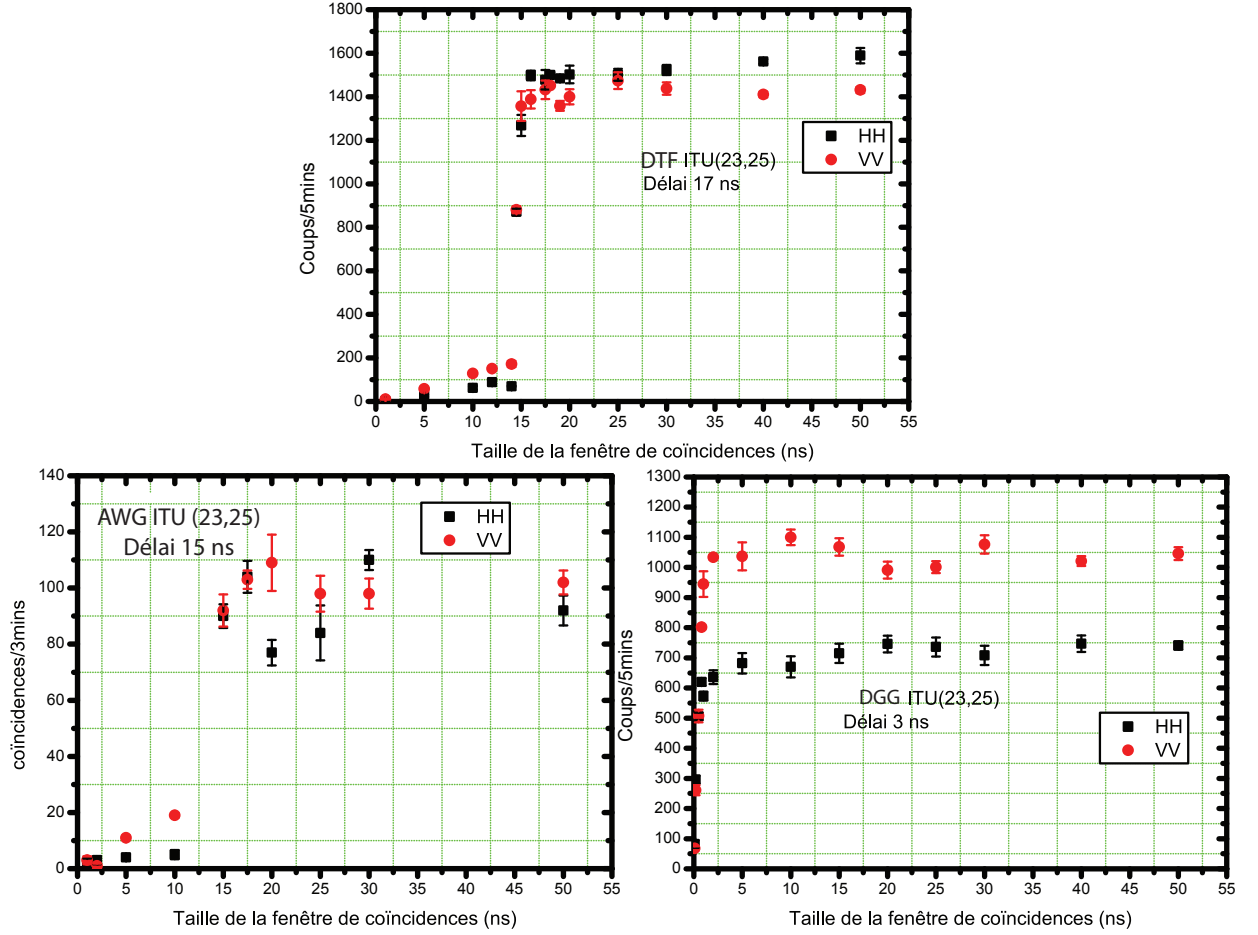


FIGURE 5.9: Influence de la taille de la fenêtre de coïncidences sur les corrélations  $HH$  et  $VV$  en séparation déterministe

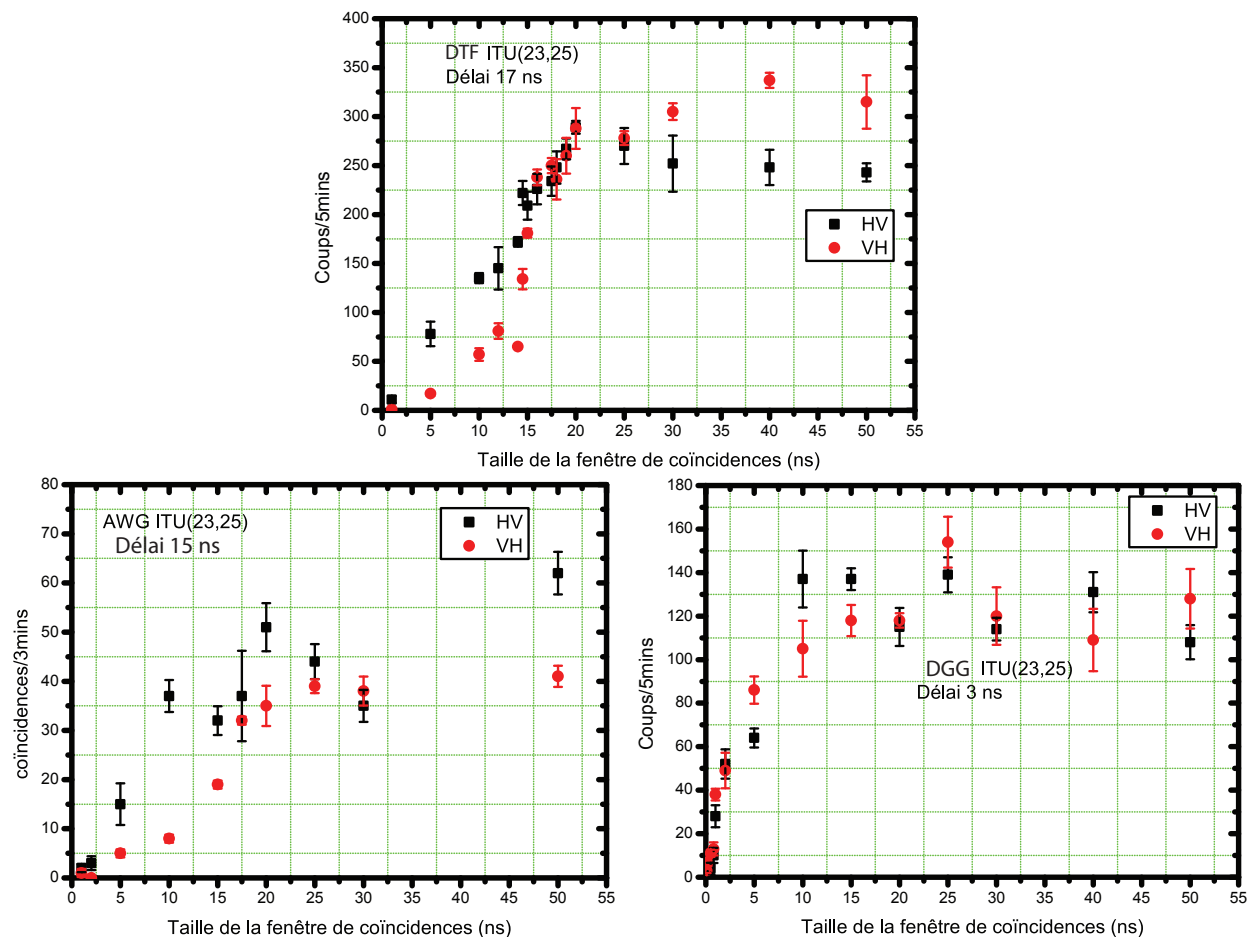


l'annexe G. En effet :

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

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  $\Delta'_t$  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

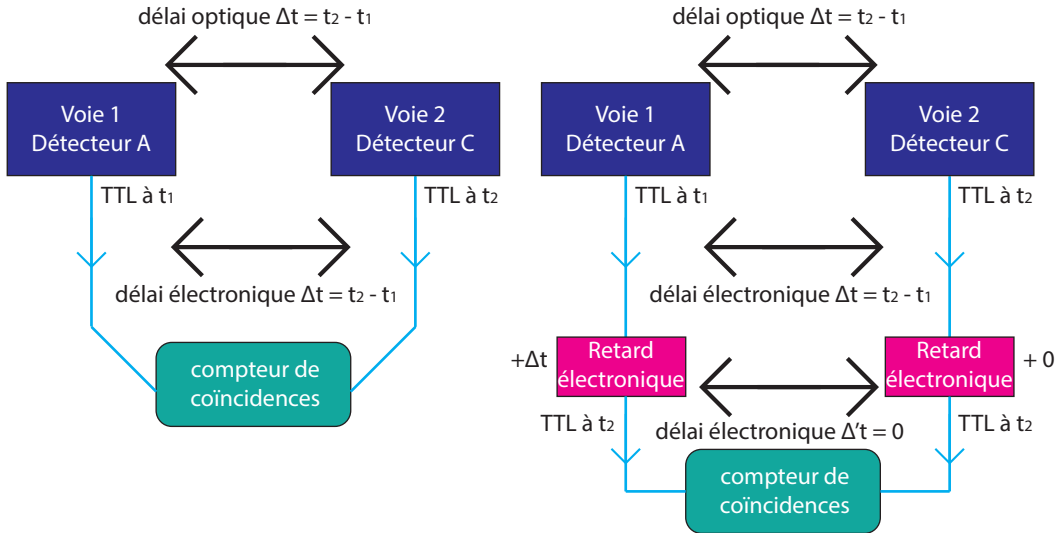


TABLE 5.3: Vraies coïncidences, coïncidences accidentelles et contraste pour 4 tailles de fenêtres de coïncidences (DTF ITU (23,25))

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%

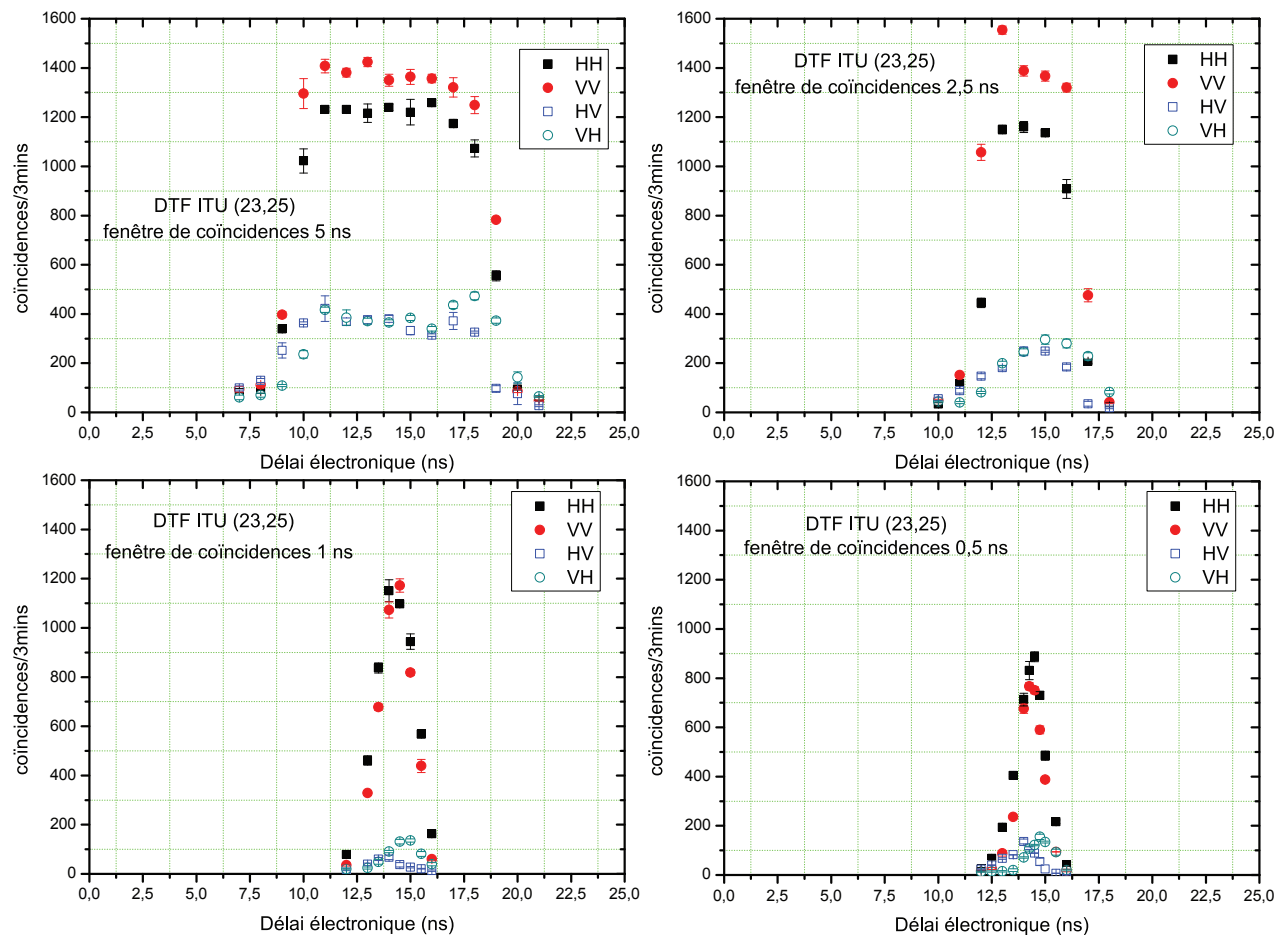
dans les 4 cas la valeur du contraste de la source.

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

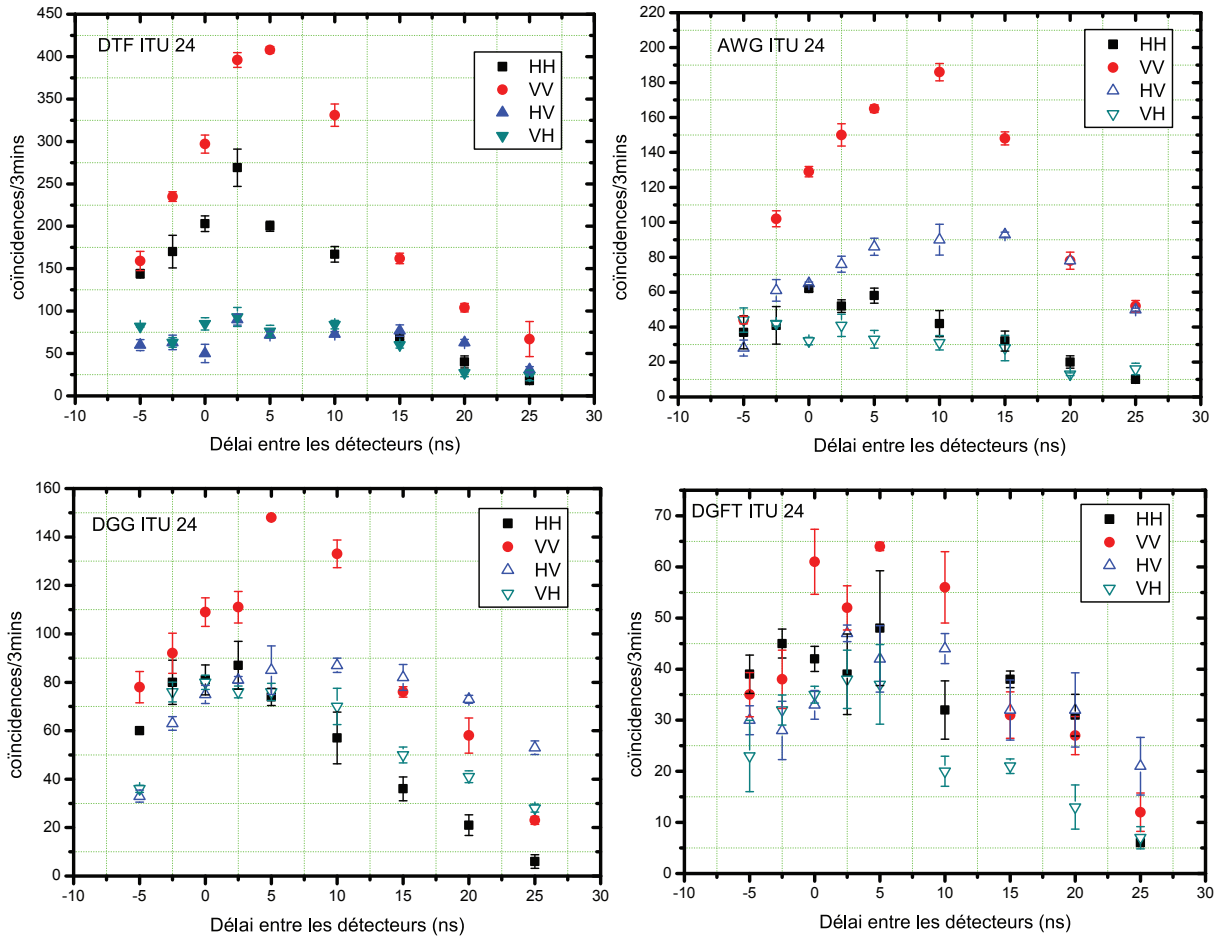
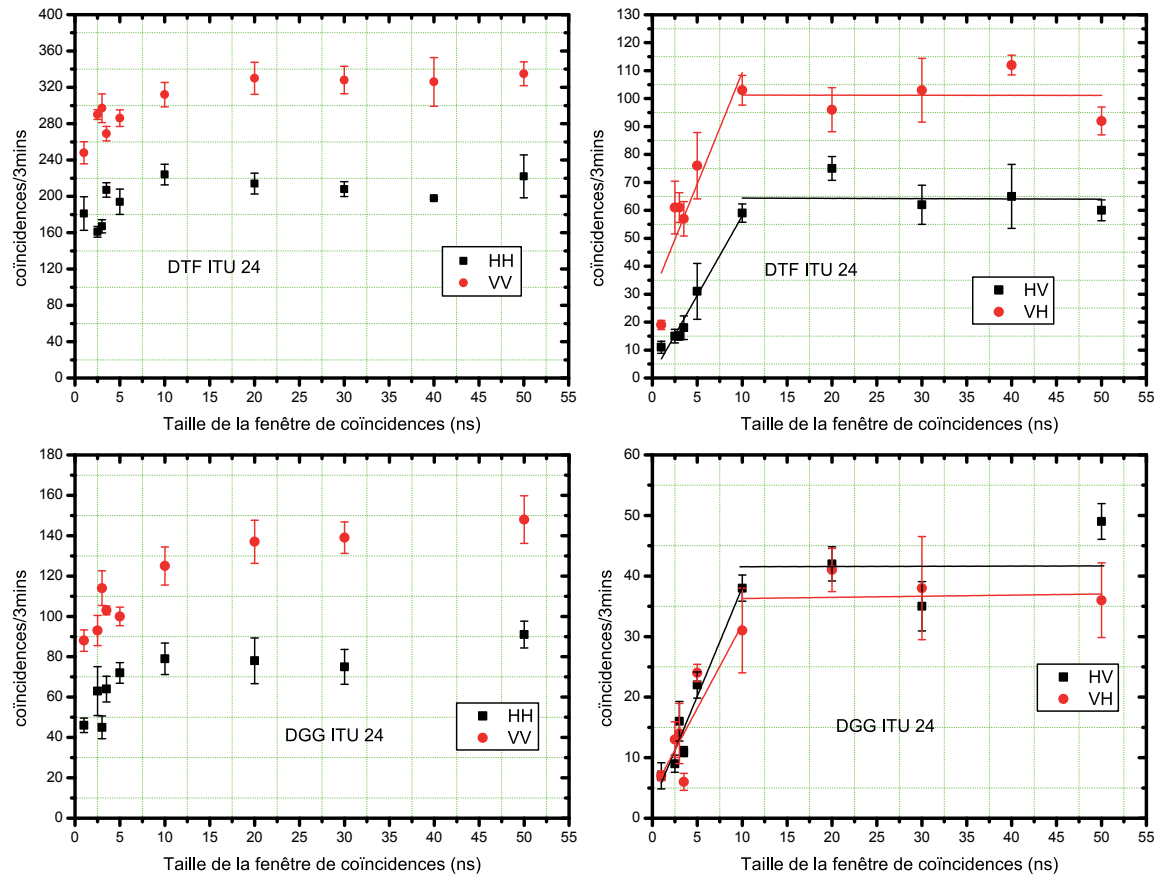


TABLE 5.4: Délai optimal entre les voies de détection dans le cas d'une séparation statistique

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

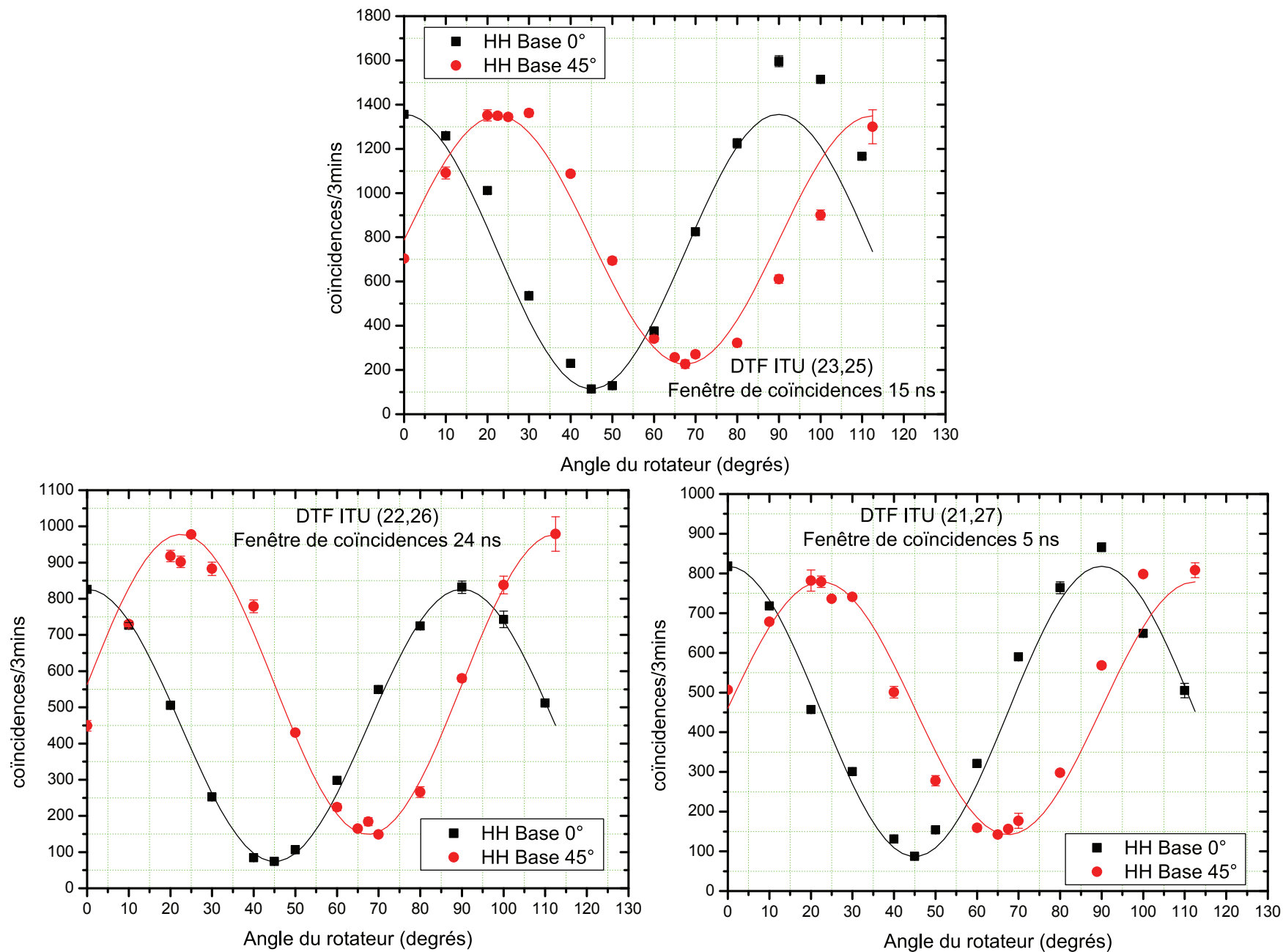


FIGURE 5.16: Courbe de visibilité VV dans les deux bases pour les couples de canaux ITU du DTF

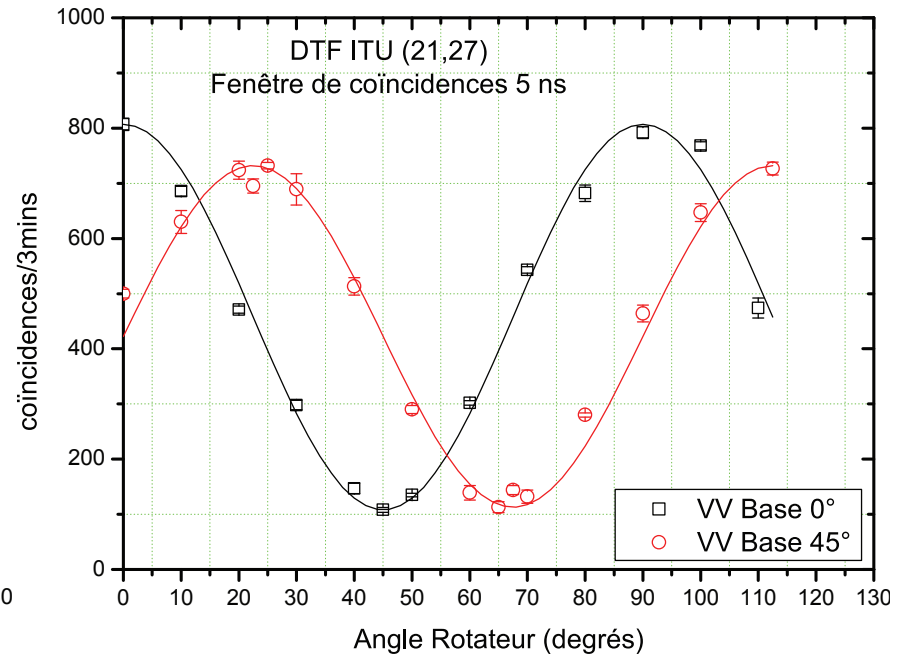
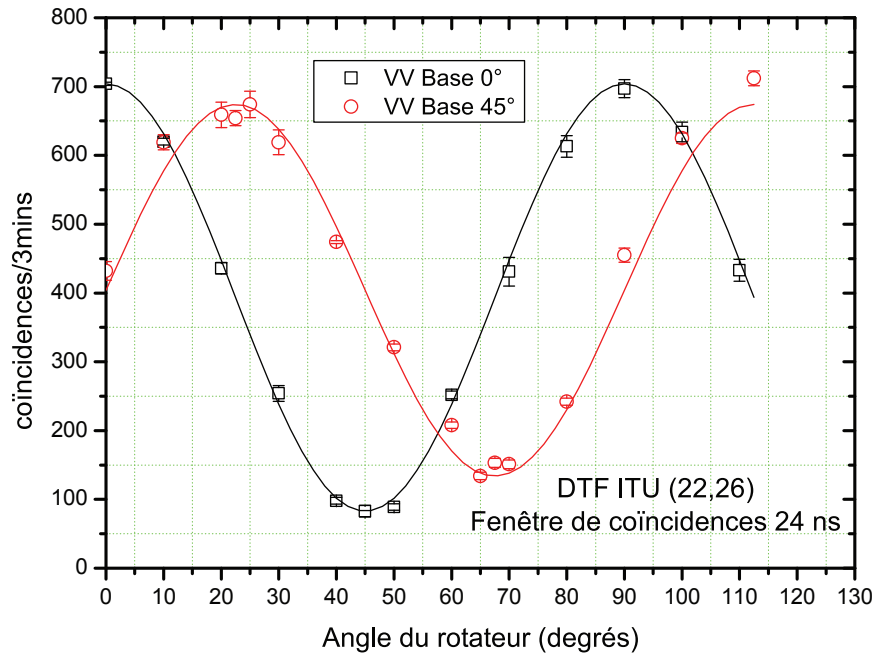
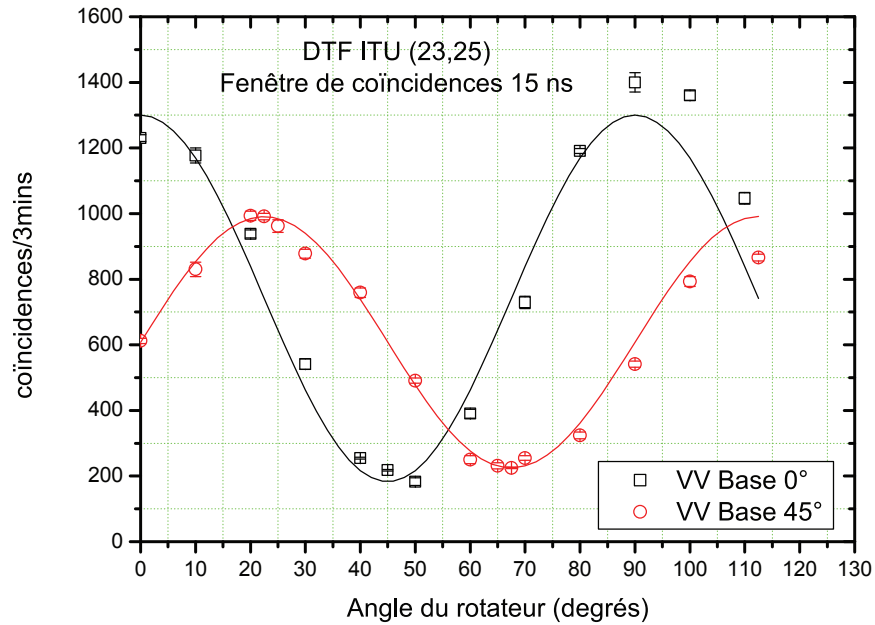


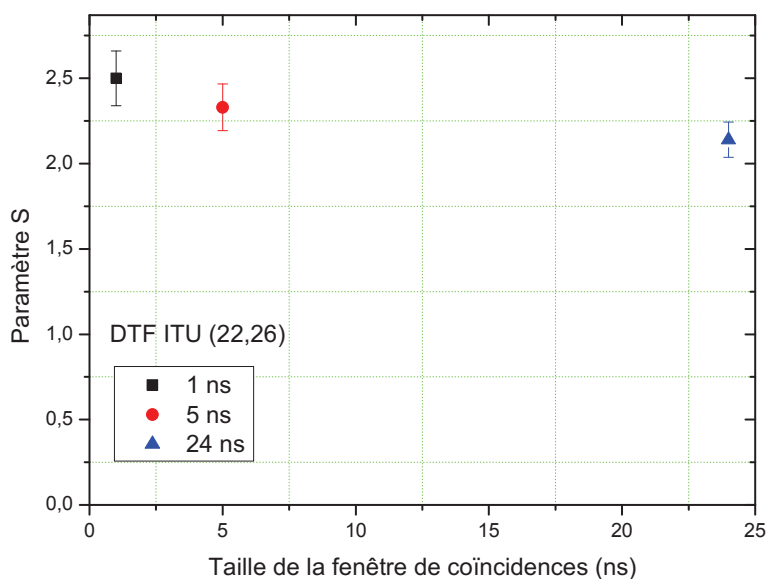
TABLE 5.5: *Tableau récapitulatif pour la séparation déterministe du DTF*

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)]

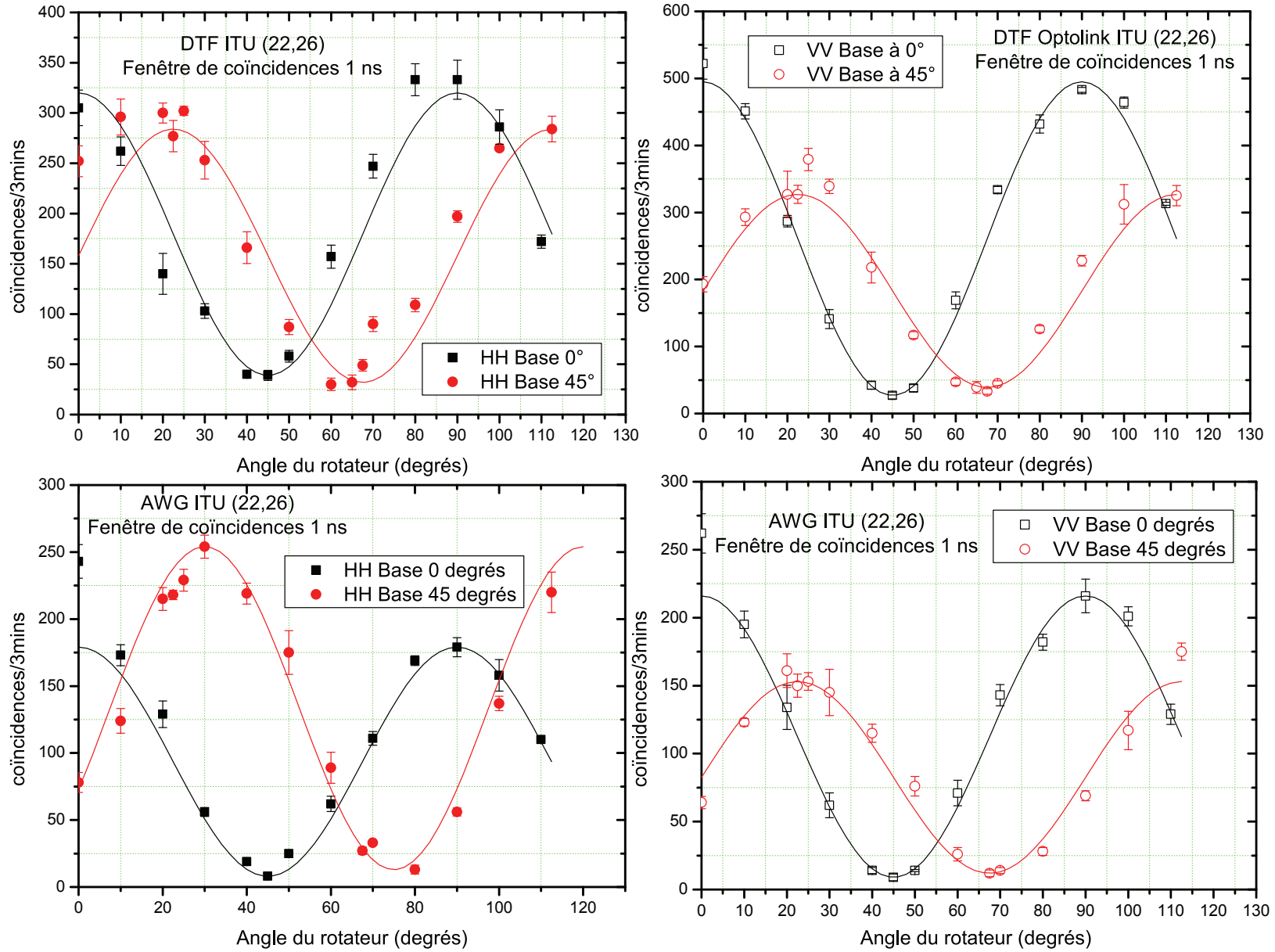




FIGURE 5.19: Courbes de visibilité pour les démultiplexeurs DGG et DGFT [ITU (22,26)]

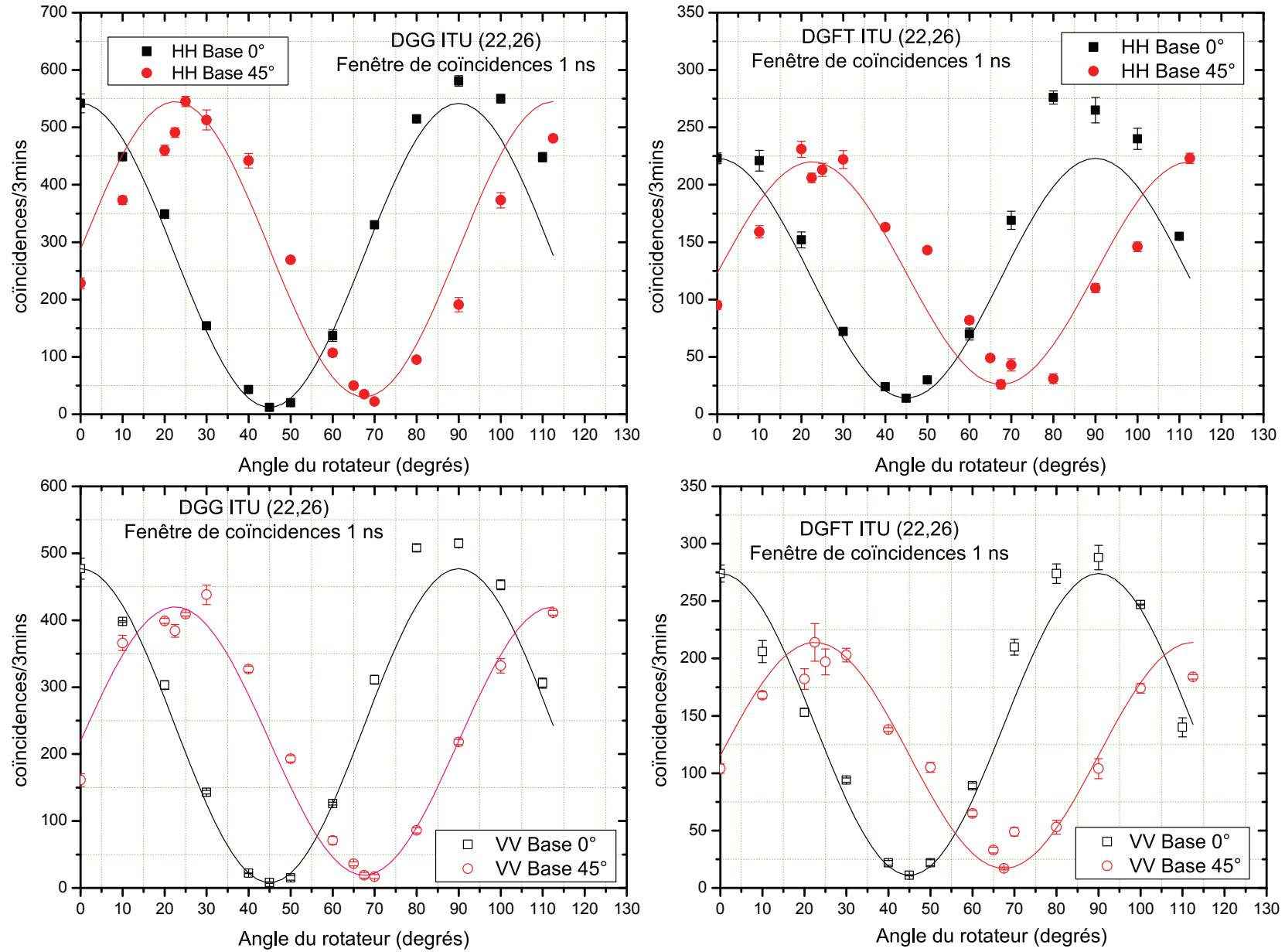


TABLE 5.8: *Tableau récapitulatif des données obtenues en séparation déterministe*

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.

