

**Caractérisation directe d'un état de polarisation à l'aide des mesures  
faibles temporelles**

Thèse présentée à la faculté des sciences de l'université de Moncton  
pour l'obtention du grade de  
maîtrise ès sciences et spécialisation physique (M. Sc.)

**Shane Gervais**

A00198792

Département de physique et d'astronomie

Université de Moncton

DATE

## **Composition du jury**

Président du jury : Alain Haché

Professeur,

Université de Moncton

Examinateur interne : Alexandre Melanson

Professeur,

Université de Moncton

Examinateur externe : Stijn De Baerdemacker

Professeur,

University of New Brunswick

Directeur de thèse : Lambert Giner

Professeur,  
Université de Moncton

## Remerciements

## Sommaire

**Abstract**

## Table des matières

<b>Page titre</b>	<b>i</b>
<b>Composition du jury</b>	<b>ii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>iv</b>
<b>Sommaire</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des symboles</b>	<b>1</b>
<b>1 INTRODUCTION DES PROCÉDURES DIRECTES POUR LES MESURES QUANTIQUES</b>	<b>1</b>
1.1 Compréhension analogique des mesures quantiques . . . . .	1
1.2 La procédure des mesures directes via mesure faible . . . . .	3
1.3 Motivation de la thèse . . . . .	9
<b>2 LES MESURES FAIBLES TEMPORELLES ET FRÉQUENCIELLES D'UN SYSTÈME QUANTIQUE</b>	<b>11</b>
2.1 Proposition d'une procédure directe avec une mesure faible temporelle	11
2.2 Mesure faible temporelle d'un système photonique quantique . . . . .	16
2.2.1 La partie réelle du système . . . . .	17
2.2.2 La partie imaginaire du système . . . . .	19
2.3 Proposition expérimentale pour la caractérisation de la valeur faible .	21
2.4 Conclusion sur la théorie . . . . .	22
<b>3 MESURE EXPÉRIMENTALE DIRECTE D'UN ÉTAT DE POLARISATION EN UTILISANT UNE MESURE FAIBLE TEMPORELLE</b>	<b>23</b>
3.1 Mesure de la vitesse de la lumière à l'aide d'un oscilloscope . . . . .	23
3.1.1 Acquisition de donnée et mesure d'un délai en utilisant un oscilloscope . . . . .	23
3.1.2 Analyse et résultats de l'expérience de la vitesse de la lumière	26
3.2 Caractérisation de la partie réelle de la valeur faible . . . . .	32
3.2.1 Montage préposé . . . . .	33
3.3 Caractérisation de la partie imaginaire de la valeur faible . . . . .	37
3.3.1 Montage préposé . . . . .	37
<b>4 RÉSULTATS ET DISCUSSION</b>	<b>38</b>

4.1	Analyse des résultats expérimentaux pour la partie réelle de la valeur faible . . . . .	38
4.1.1	La partie réelle . . . . .	39
4.1.2	Discussion sur les résultats expérimentaux de la partie réelle .	41
4.2	La partie imaginaire . . . . .	43
4.3	EXTRA . . . . .	43
<b>5</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>44</b>
5.1	Conclusion sur la thèse . . . . .	44
5.2	Applications et projet de future . . . . .	44
	<b>ANNEXE A</b>	<b>49</b>
.1	Mesure d'une fréquence créée par l'effet Doppler à l'aide de la visibilité et l'oscilloscope . . . . .	49
.2	Résultats de l'effet Doppler . . . . .	49
	<b>ANNEXE B</b>	<b>50</b>

**Liste des tableaux**

## Table des figures

1	L'état du dé en superposition et puisque réduit à une de ses valeurs après avoir été lancer . . . . .	2
2	Représentation visuelle de la différence entre une mesure indirecte et directe sur un système quantique. Supposons un état quantique initialement $ \psi_i\rangle$ avec des états de base $\{ 0\rangle;  1\rangle\}$ avec une dispersion d'une distribution de probabilité de l'état $\sigma$ et soit $\delta$ la force de séparation de l'interaction effectuée. a) L'état quantique subit ce que nous appelons une mesure « forte » où l'interaction avec l'état quantique sépare les états de base plus que la distribution de probabilité $\delta \gg \sigma$ . Aucune information ne peut donc être récupérée. b) L'état quantique subit une interaction plus faible où ses états de base sont séparés de façon très inférieure à l'écart de distribution des probabilités $\delta \ll \sigma$ . L'information réside alors dans le chevauchement de ces états de base, qui peut être récupéré à l'aide d'une mesure projective. . . . .	7
3	place holder . . . . .	8
4	Schéma de notre dispositif expérimental pour évaluer la fiabilité de nos mesures temporelles en mesurant la vitesse de la lumière. Un laser impulsif passe dans une lame demi-onde pour régler l'intensité d'entrée, avant d'être dirigé vers un séparateur de faisceau polarisant (PBS) qui divise les états de polarisation horizontaux et verticaux de base de l'impulsion d'entrée en deux voies orthogonales, l'une d'entre elles étant ignorée par un bloc. Nous définissons les états de polarisation comme le faisceau réfléchi étant l'état de base de polarisation verticale de l'état d'entrée, et le faisceau transmis étant l'état de base horizontal. L'état horizontal se dirige vers un miroir que nous ajusterons en fonction des différentes distances à mesurer. Il est ensuite renvoyé vers le PBS pour y être réfléchi. Ce dernier se fait avec une lame quart d'onde qui modifie l'état de polarisation $ H\rangle$ en un état $ V\rangle$ . L'impulsion traverse ensuite une demi-plaque d'onde et un polariseur. Il est réglé pour transmettre uniquement l'état verticale lors de la réflexion du PBS. Il est ensuite détecté avec un photomultiplicateur rapide à base de Si fabriqué par Thorlabs, puis interprété par notre oscilloscope. . . . .	24

5	Schéma du fonctionnement du mode d'acquisition du temps d'équivalence de l'oscilloscope. L'oscilloscope acquiert quelques échantillons par événement de déclenchement pour obtenir le signal complet de notre impulsion. Il va ensuite enregistrer un certain nombre d'échantillons d'acquisition. Une fois terminé, l'oscilloscope combine plusieurs échantillons d'acquisition d'un signal répétitif. Il émet ensuite la densité d'échantillonnage du signal d'entrée pour un enregistrement de forme d'onde lisse et complet. Le taux d'échantillonnage est supérieur à celui de son homologue en temps réel. Le type d'échantillonnage par équivalence de temps que prend l'oscilloscope est appelé échantillonnage aléatoire par équivalence de temps, qui est effectué dans le cadre d'événements aléatoires définis par l'horloge d'échantillonnage de l'oscilloscope, qui fonctionne de manière asynchrone par rapport au signal d'entrée et au signal de déclenchement. [33]	27
6	Profil temporel typique de notre impulsion laser ultra-courte NPL64B fabriquée par thorlabs, mesurée avec un photomultiplicateur à base de Si et acquise à l'aide du mode d'acquisition temporelle EQ de l'oscilloscope.	28
7	Profil temporel des données d'impulsion pour chacune des distances mesurées et ajustement de la courbe pour l'expérience de la vitesse de la lumière avec un miroir ajustable.	29
8	Résultats des retards mesurés lors de l'expérience sur la vitesse de la lumière et leur ajustement linéaire	30
9	Profil temporel des données d'impulsion de la vitesse de la lumière dans l'expérience des câbles BNC RG-58 avec chacun de ses ajustements de courbe.	31
10	Retards mesurés pour la longueur du câble BNC eaxh avec son ajustement de courbe.	32
11	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	33
12	Schéma du trajet $ H\rangle \rightarrow  D\rangle \rightarrow  V\rangle \rightarrow  A\rangle$ ... utilisant seulement une lame demi-onde dans la préparation de l'état d'entrée	35
13	Schéma du trajet $ H\rangle \rightarrow  R\rangle \rightarrow  V\rangle \rightarrow  L\rangle$ ... utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d'onde à 0 dégrée dans la préparation de l'état d'entrée	36
14	Schéma du trajet $ D\rangle \rightarrow  R\rangle \rightarrow  A\rangle \rightarrow  L\rangle$ ... utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d'onde à 45 dégrée dans la préparation de l'état d'entrée	37
15	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	40
16	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	40
17	Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible	41

# 1 INTRODUCTION DES PROCÉDURES DIRECTES POUR LES MESURES QUANTIQUES

## 1.1 Compréhension analogique des mesures quantiques

Au cours du dernier siècle, les progrès en physique et en technologie ont transformé notre société. Des communications instantanées, ces avancées reposent sur des mesures précises et des outils sophistiqués. Cependant, certains problèmes d'une complexité élevée, notamment ceux liés à la nature quantique, demeurent inaccessibles aux technologies conventionnelles. L'émergence de l'informatique quantique, initialement proposée par Richard Feynman en 1981, et d'autre technologies quantique comme la communication quantique a ouvert une voie pour résoudre ces problèmes à l'aide de calculs exploitant les propriétés de la mécanique quantique [1, 2, 3]. Malgré leur potentiel, les mesures quantiques suscitent des débats scientifiques et philosophiques depuis la naissance de la théorie quantique. Par exemple, le paradoxe EPR d'Einstein, Podolsky et Rosen questionne la complétude de la théorie, et même John Bell qui confirment la complétude de la théorie et son caractère probabiliste et non déterministe, écrit un article contre les mesures quantiques et ainsi que d'autre scientifiques au cours des années [4, 5, 6, 3, 7, 8, 9]. Mais la théorie quantique et les mesures quantique ne sont pas contradictoire [10]. Dans la mécanique quantique, les mesures perturbent le système observé, limitant la précision des informations accessibles. Cela reflète la nature probabiliste de la mécanique quantique, contrairement à la mécanique classique où les propriétés d'un système peuvent être prédites avec certitude, les résultats des mesures quantiques suivent une distribution de probabilités relié à la fonction d'onde du système. Une analogie simple est celle d'un dé : lorsqu'on lance un dé en mécanique classique, toutes les faces ont une probabilité fixe et égale, et le résultat est aléatoire mais déterminé après le lancer. En mécanique quantique, cependant, le système existe initialement dans une superposition d'états dont chaque état étant pondéré par une amplitude complexe. Une fois qu'on lance et

mesure l'état du dé, on dit que le système se réduit à une de ses états possibles étant que si on prend plusieurs mesure du état réduit, le résultat est toujours le même.

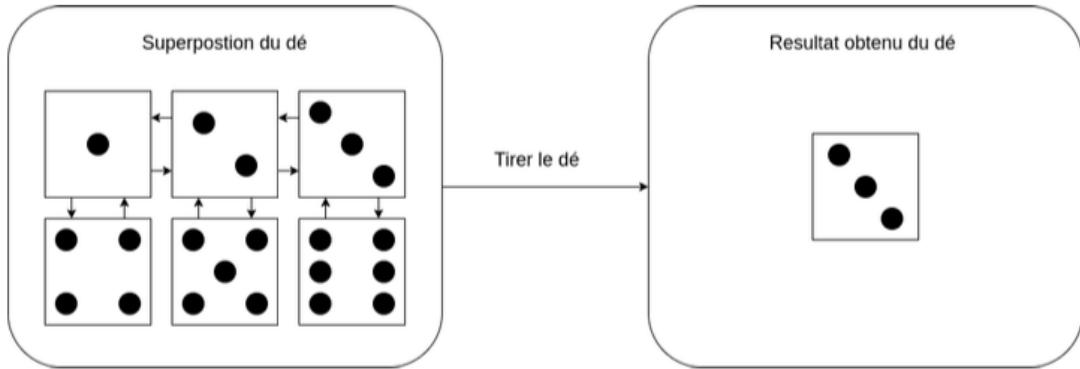


FIGURE 1 – L'état du dé en superposition et puisque réduit à une de ses valeurs après avoir été lancer

Cette nature probabiliste complique considérablement les mesures, car le résultat n'est pas simplement le reflet de la réalité préexistante, mais plutôt une des nombreuses possibilités définies par la fonction d'onde. Ainsi, mesurer un système quantique perturbe inévitablement son état initial et force l'effondrement de la superposition vers un seul état observable. Le principe d'incertitude d'Heisenberg prolonge cette idée en soulignant une autre limite fondamentale de la mécanique quantique : il est impossible de mesurer simultanément avec précision la position et la quantité de mouvement d'une particule. Ce principe découle directement de la nature ondulatoire et probabiliste des systèmes quantiques, où toute tentative de mesure perturbe inévitablement l'état initial du système. Cette contrainte résulte directement de la nature ondulatoire et probabiliste des systèmes quantiques, où l'acte même de mesurer perturbe l'état initial du système. Cette perturbation survient parce que la mesure quantique, contrairement à une mesure classique, interagit directement avec le système et modifie son état. Les mesures jouent un rôle essentiel en mécanique quantique, car elles sont le principal moyen d'obtenir des informations sur un système. Cependant, cette importance s'accompagne de défis uniques. Dans

cette thèse, nous allons explorer les mesures faibles dans un système photonique quantique, en utilisant les délais temporels comme pointeur pour extraire des informations sur les états de polarisation. Un système photonique nous intéresse car des photons peuvent être manipuler et détecter facilement, ils ont peu de décohérence et leur hautes vitesse permet d'avoir des grandes applications dans la communications, cryptographie et informatique quantique [11]. Nous commencerons par examiner les fondements théoriques de la mécanique quantique et des mesures faibles, puis nous présenterons les aspects expérimentaux liés à la caractérisation des états quantiques. Enfin, nous analyserons les résultats obtenus et discuterons leurs implications pour les applications futures dans le domaine des technologies quantiques.

## 1.2 La procédure des mesures directes via mesure faible

Traditionnellement, la tomographie quantique est utilisée pour reconstruire la fonction d'onde d'un état quantique à partir d'un ensemble de mesures. Ce processus consiste à effectuer des mesures de projection sur un multiples d'état quantique en utilisant des bases orthogonales variées. Les résultats sont ensuite traités par un algorithme complexe qui reconstruit indirectement la fonction d'onde. Dans le cadre de Paul Kwiat et ses collaborateurs, ils ont développé des protocoles de tomographie d'état photoniques permettant de caractériser précisément l'état de polarisation sous forme d'un qubit [12]. Pour ce faire, ils mesurent l'état du photon dans plusieurs bases, soit  $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ ,  $\{|D\rangle, |A\rangle\}$  et  $\{|R\rangle, |L\rangle\}$ , (polarization horizontale, vertical), (diagonal, anti-diagonal) et (circulaire droit, gauche) respectivement. À partir de ces mesures, il est possible de reconstruire la matrice densité de l'état quantique. La matrice densité est observable qui contient tout l'information de l'état quantique comme la fonction d'onde mais inclue des propriétés statistique que le système pourrait posséder. Elle prend la forme  $\hat{\rho} = |\psi\rangle\langle\psi|$  pour un état  $|\psi\rangle$  et on peut aisément vérifier

sa pureté de l'état en prenant la trace  $Tr(\rho) = 1$ . Plus d'informations à ce sujet sous peu. Pour approfondir nos connaissances, considérons un exemple plus concret. Supposons un photon préparé dans l'état de polarisation arbitraire soit

$$|\psi\rangle = a|H\rangle + b|V\rangle \quad (1)$$

avec  $a, b \in \mathcal{C}$  et  $|a|^2 + |b|^2 = 1$ . La matrice densité associée à cet état pur s'écrit

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} |a|^2 & a\bar{b} \\ \bar{a}b & |b|^2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Expérimentalement, le but est de déterminer les coefficients de la matrice  $a$  et  $b$ . Pour ce faire, il faut mesurer les probabilités de détection dans différentes bases de polarisation, soit en orientant un polariseur ou avec un séparateur de faisceau polarisant, selon les bases de notre état  $|\psi\rangle$  soit  $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ . La fraction de photons détectés en sortie  $|H\rangle$  correspond alors à  $|a|^2$  et en sortie  $|V\rangle$  correspond à  $|b|^2$ . Pour accéder aux termes d'interférence, comme  $a\bar{b}$ , il faut réaliser des mesures dans des bases complémentaires, telles que  $\{|D\rangle, |A\rangle\}$  pour la polarisation diagonale et antidiagonale, ou  $\{|R\rangle, |L\rangle\}$  pour la polarisation circulaire. De manière pratique, on insère des lames quart-d'onde et demi-d'onde pour transformer la base  $\{|H\rangle, |V\rangle\}$  vers l'une de ces bases, puis on redirige à nouveau les photons vers un séparateur de faisceau polarisant. Les différences d'intensité observées dans ces diverses configurations expérimentales permettent de reconstruire les éléments de matrice densité. Cette démonstration illustre la puissance de la tomographie quantique, tout en soulignant sa complexité et les ressources expérimentales nécessaires à sa mise en œuvre pour des états de dimension plus élevée. Dans le formalisme de Paul Kwiat, cette

matrice densité peut également être exprimée en termes de paramètres de Stokes. Les paramètres de Stokes décrivent complètement l'état de polarisation, et ils sont liés aux probabilités de détection dans différentes bases de polarisation. Les paramètres sont défini par :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{|H\rangle} + P_{|V\rangle} \\ P_{|H\rangle} - P_{|V\rangle} \\ P_{|D\rangle} - P_{|A\rangle} \\ P_{|R\rangle} - P_{|L\rangle} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Concrètement,  $S_0$  représente l'intensité ou probabilité totale du faisceau,  $S_1$  représente la différence d'intensité entre les polarisations  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$ ,  $S_2$  représente la différence d'intensité entre les polarisations  $|D\rangle$  et  $|A\rangle$  et  $S_3$  représente la différence d'intensité entre les polarisations  $|R\rangle$  et  $|L\rangle$ . En notant les intensités (ou probabilités de mesure) pour chacune de ces bases, on reconstruit la matrice densité par les probabilités trouvé avec :

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 S_i \sigma_i \quad (4)$$

Soit  $\sigma_i$  sont les matrices de Pauli défini comme suit :

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Pour un état pur, comme notre exemple, on a la propriété , ce qui se traduit par une cohérence quantique maximale. En revanche, un état mixte se décrit par une

matrice densité statistique, somme pondérée de matrices densité pures :

$$\hat{\rho}_{mixte} = \sum_i^N p_i \hat{\rho}_i \quad (6)$$

avec  $N$  états avec des probabilités  $p_i$  pour chaque matrice densité  $\hat{\rho}_i$  dont  $\sum_i^N = 1$ . Dans ce cas,  $Tr(\hat{\rho}_{mixte}) < 1$ . Ainsi, que la distinction de la pureté de la matrice densité peut se définir à partir de la trace de la matrice densité, l'état pur maintient une cohérence parfaite, tandis qu'un état mixte est issu d'un mélange statistique d'états. Les protocoles de tomographie quantique proposés par Kwiat, permettent de déterminer empiriquement ces coefficients (à partir des paramètres de Stokes) expérimentalement, et peut donc reconstruire et caractériser la matrice densité complète d'un photon. Cependant, cette approche présente des inconvénients majeurs : elle est indirecte, complexe et exige un traitement algorithmique intensif, ce qui limite son applicabilité, notamment dans les systèmes dynamiques ou les environnements industriels.

Une alternative intéressante réside dans les mesures faibles, une méthode directe permettant d'accéder à la fonction d'onde d'un système quantique. Introduite par Aharonov, Albert et Vaidman (AAV) dans les années 1980, cette approche repose sur une interaction contrôlée entre un pointeur et un système quantique [13]. Contrairement aux mesures fortes, qui provoquent un effondrement complet de la fonction d'onde et détruisent la superposition quantique, les mesures faibles préservent cette superposition en minimisant la perturbation du système. Pour illustrer, la différence entre mesures fortes et faibles peut être représentée par une impulsion gaussienne où les états de base sont séparés soit fortement, soit faiblement. Une figure montrant une telle impulsion permettrait de clarifier comment les mesures faibles minimisent l'interaction tout en extrayant des informations précises.

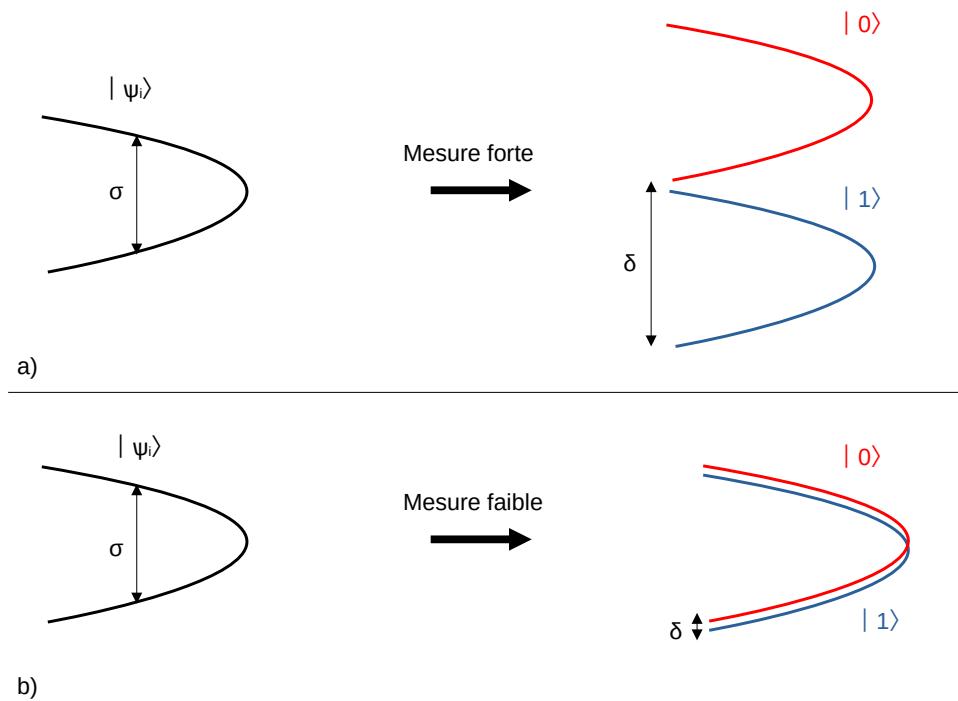


FIGURE 2 – Représentation visuelle de la différence entre une mesure indirecte et directe sur un système quantique. Supposons un état quantique initialement  $|\psi_i\rangle$  avec des états de base  $\{|0\rangle ; |1\rangle\}$  avec une dispersion d'une distribution de probabilité de l'état  $\sigma$  et soit  $\delta$  la force de séparation de l'interaction effectuée. a) L'état quantique subit ce que nous appelons une mesure « forte » où l'interaction avec l'état quantique sépare les états de base plus que la distribution de probabilité  $\delta \gg \sigma$ . Aucune information ne peut donc être récupérée. b) L'état quantique subit une interaction plus faible où ses états de base sont séparés de façon très inférieure à l'écart de distribution des probabilités  $\delta \ll \sigma$ . L'information réside alors dans le chevauchement de ces états de base, qui peut être récupéré à l'aide d'une mesure projective.

Le modèle von Neumann des mesures quantiques fournit le cadre théorique pour comprendre les mesures faibles. Dans ce modèle, le système quantique et le pointeur sont intriqués via un opérateur d'interaction, permettant d'extraire des informations sur la fonction d'onde. Dans le contexte des mesures faibles, la force de l'interaction est choisie pour que le déplacement du pointeur reste plus petit que la largeur de la distribution des probabilités, ce qui permet de mesurer directement les composantes réelles et imaginaires de la valeur faible associée à un état quantique [14, 15, 16]. La figure suivante démontre une représentation du modèle de von Neumann utilisée pour les mesures faibles.

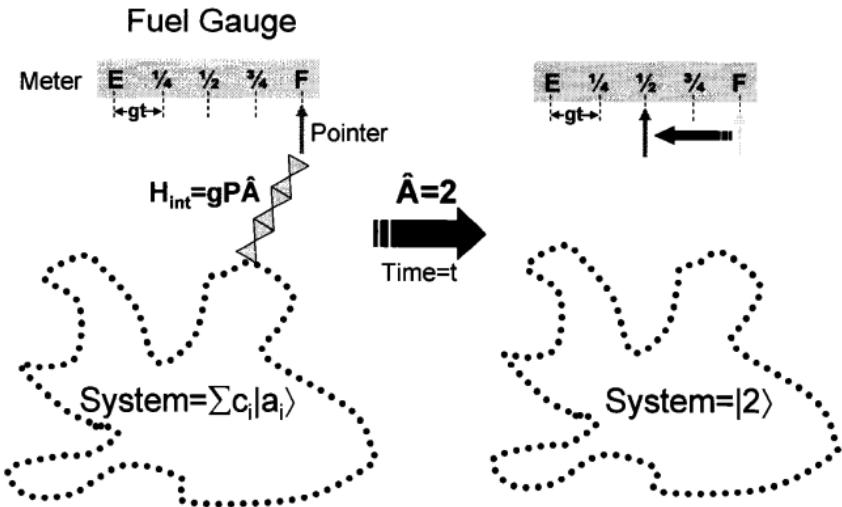


FIGURE 3 – place holder

Les mesures faibles sert à un oeil de juda pour le monde quantique [17]. Ça nous permettons de perturbé le système le plus faiblement possible pour obtenir de l'information sur le système quantique. Jeff Lundeen et ses collaborateurs ont joué un rôle crucial dans l'avancement de cette technique. Leur approche typique utilisait un cristal BBO mince pour ajuster la force d'interaction, permettant de réaliser des mesures faibles sur des impulsions lumineuses polarisées. Ils ont notamment démontré que les mesures faibles pouvaient servir à caractériser la matrice de densité et

à valider des prédictions fondamentales de la mécanique quantique [18, 16, 15, 19]. L'adoption des mesures faibles repose sur plusieurs avantages clés : elles réduisent les perturbations induites sur le système, préservent la cohérence quantique et permettent une approche directe et intuitive pour caractériser des états quantiques.

### 1.3 Motivation de la thèse

Les travaux récents sur les mesures faibles ont montré leur potentiel dans divers domaines, soit dans le paradoxe de Hardy, l'électrodynamique quantique, télécommunication optique et ainsi suite [20, 21, 19, 22, 23, 11]. Par exemple, Brunner et al. ont exploré les réseaux de télécommunication optique comme un cadre expérimental pour des mesures faibles. Dans certains cas les mesures faibles peuvent même surpasser des mesures traditionnelles [24, 25, 26]. Magana-Loaiza et Lundeen ont étendu ces recherches aux mesures spatiales et quantité de mouvement. Cependant, les mesures faibles positionnelles souffrent des limitations importantes pour les applications technologiques quantiques. Elles nécessitent souvent l'utilisation de cristaux BBO (barium borate (borate de barium)) d'une taille définie pour ajuster l'interaction faible [27, 28, 29]. Cette contrainte complique leur adaptabilité à différents systèmes. En revanche, les techniques interférométriques permettent de contrôler directement les délais temporels en ajustant simplement la position des miroirs, supprimant ainsi la dépendance à des cristaux précis. Cette flexibilité fait des mesures faibles temporelles un choix idéal pour les systèmes dynamiques ou industriels. Certain on travailler dans des mesures faibles temporelle mais soit par rapport d'un délai fréquentielle ou pour des aspects théorique [30, 11, 31]. Cependant, cette thèse propose de surmonter les limitations des mesures faibles positionnelles en développant une approche temporelle utilisant un système photonique quantique. En particulier, l'objectif est de mesurer directement la partie réelle et imaginaire de la

valeur faible pour complètement caractériser un état de polarisation. Cette approche exploite la polarisation comme base quantique, car elle est facilement contrôlable et réalisable en laboratoire. En développant une méthode plus efficace pour caractériser les états quantiques directement, cette thèse vise à contribuer à l'avancement des technologies quantiques et à ouvrir de nouvelles possibilités dans les domaines scientifique et industriel.

## 2 LES MESURES FAIBLES TEMPORELLES ET FRÉQUENCIELLES D'UN SYSTÈME QUANTIQUE

Ce chapitre explore les fondements théoriques des mesures faibles temporelles, une technique innovante pour caractériser directement les états quantiques. Nous commencerons par examiner les bases des mesures faibles, introduites par Aharonov, Albert et Vaidman (AAV) dans les années 1980, en soulignant leur différence avec les mesures fortes qui effondrent la fonction d'onde. Les mesures faibles permettent d'extraire des informations tout en préservant la superposition quantique. Nous présenterons ensuite comment la valeur faible, calculée à partir des états d'entrée et états de projection, est proportionnelle à la fonction d'onde du système. Cette relation constitue un outil précieux pour analyser les systèmes photoniques. En particulier, nous montrerons que la valeur faible se décompose en parties réelle et imaginaire, respectivement associées à des délais temporels et des modifications fréquentielles. Dans les sections suivantes, nous fournirons les équations fondamentales pour calculer ces composantes dans un système photonique utilisant des délais temporels comme pointeur.

### 2.1 Proposition d'une procédure directe avec une mesure faible temporelle

Nous commencerons par exposer les fondements théoriques essentiels des mesures faibles et que la valeur faible est proportionnelle à la fonction d'onde quantique ainsi qu'elle peut être mesuré directement. Comme indiqué précédemment, les mesures faibles font partie de la procédure directe décrite par Jeff Lundeen et l'AAV, qui comprend les éléments suivants [18, 16, 13] :

- Préparation de l'état d'entrée
- Une interaction faible (ce dont nous discuterons dans cette section)
- Une mesure projective, généralement effectuée avec un état qui possède une quantité égale des deux états de base de l'état d'entrée.

L'étape sur laquelle nous nous concentrerons dans cette section est celle de la mesure faible, qui implique une faible réduction de la fonction d'onde quantique, plus sur ceci à suivre. Comme évoqué précédemment, les principes des mesures faibles s'appuient sur le modèle de Von Neumann pour les mesures quantiques. Ce modèle implique l'état quantique que l'on souhaite à mesurer  $S$  et le pointeur (l'appareil de mesure)  $P$ , qui sont traités comme des objets de la mécanique quantique cou-

plée dans un système totale  $T$  [27, 14]. La plupart des mesures quantiques peuvent généralement être décrites par ce modèle. Le modèle de von Neumann décrit que lorsqu'un état quantique est mesuré, initialement dans un état de superposition arbitraire  $|\psi\rangle_S = \sum_j^N c_j |s_j\rangle_S$ , soit avec des états propres  $|s_j\rangle_S$  en base  $S$ , valeurs propre  $s_j$ , coefficient d'amplitude de probabilité, une observable  $\hat{S}$  qui doit être mesurée et dimension  $N$ . Elle subit une réduction à l'un de ses vecteurs propres associés avec sa valeur propre [32]. La mesure est décrite par un opérateur d'interaction appelé l'opérateur d'interaction de von Neumann :

$$\hat{U} \equiv \exp\left(-\frac{i\mathcal{H}t}{\hbar}\right) \quad (7)$$

Il s'agit d'un opérateur d'évolution temporelle soit  $t$  le temps d'interaction sur le système,  $\hbar$  la constante de Planck et  $\mathcal{H}$  le hamiltonien du système  $T$  décrit par :

$$\mathcal{H} \equiv g(\hat{S} \otimes \hat{p}) \quad (8)$$

Soit  $g$  la constante de couplage qui est supposé d'être réelle pour que le hamiltonien reste hermitien et  $\hat{p}$  la variable pointeur conjuguée de l'observable mesurée. Cette réduction de l'état quantique est représentée par un déplacement de la position du pointeur soit initialement dans un état  $|\xi\rangle_P = |\bar{q} = 0\rangle_P$  en base  $P$  dont  $\bar{q}$  la valeur centrale d'une variable  $q$  avec une écart de la distribution de probabilité  $\sigma$ . Ensemble, le pointeur et l'état mesuré sont couplés dans un état décrivant l'ensemble du système  $T$ , écrit initialement sous la forme :

$$|\Psi^i\rangle_T = |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \quad (9)$$

Après la mesure le pointeur se déplace en fonction de la force de l'interaction  $\delta \equiv \frac{gt}{\hbar}$  et une valeur propres  $s_j$  du observable  $\hat{S}$ ,  $\Delta q = \delta s_j$ . Ce dernier s'écrit dans lequel que l'état du pointeur passe de sa position initiale  $|\bar{q} = 0\rangle_P$  à  $|\bar{q} = \delta s_j\rangle_P$ . Ensemble l'état du système évolue dans la façon suivante :

$$|\Psi^f\rangle_T = \hat{U} \left[ |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (10)$$

$$= \sum_j^N c_j |s_j\rangle_S |\bar{q} = \delta s_j\rangle_P \quad (11)$$

L'état final est maintenant intriqué entre le système et le pointeur. Ensuite, pour mesurer et caractériser l'état d'entrée, on lit le  $\hat{q}$  du pointeur pour la mesure de  $\hat{S}$ . Si le décalage du pointeur  $\delta$  est plus grand que l'écart de la probabilité de la fonction d'onde  $\sigma$  dont  $\delta \gg \sigma$ , le résultat de la mesure à un sans ambiguïté, détruisant la superposition et réduisant la fonction d'onde à un résultat  $s_j$ , laissant un seul état  $|s_j\rangle_S$  et aucune information sur l'ensemble de la fonction d'onde ne peuvent être récupérés. Cependant, lorsque le décalage du pointeur est inférieur à l'écart de la probabilité de la fonction d'onde,  $\delta \ll \sigma$ , dans le régime des mesures faibles, le système mesuré n'est plus que très peu intriqué avec le pointeur. La mesure de  $\hat{S}$  par la mesure du déplacement de  $\hat{q}$  ne perturbe plus que très peu la fonction d'onde [27, 15]. Considérons ce qui suit :

$$\hat{U} |\Psi^i\rangle_T = \hat{U} \left[ |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (12)$$

Examinons une étude plus approfondie du système initial total qui subit une interaction de mesure. Réécrivons l'opérateur d'interaction de von Neumann sous la forme d'une série de Taylor.

$$\hat{U} |\Psi^i\rangle_T = \hat{U} \left[ |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (13)$$

$$= e^{-i\delta(\hat{S} \otimes \hat{p})} \left[ |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (14)$$

$$= \left( 1 - i\delta(\hat{S} \otimes \hat{p}) - \dots \right) \left[ |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P \right] \quad (15)$$

$$= |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta\hat{S} |\psi\rangle_S \otimes \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \quad (16)$$

En suivant la procédure de mesure faible, nous projetterons une mesure projective ultérieure sur le système avec l'état  $|\varphi\rangle_S$  qui a les mêmes états de base que  $|\psi\rangle_S$ .

$$|\varphi\rangle_S \langle\varphi|_S \hat{U} |\Psi^i\rangle_T = |\varphi\rangle_S \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \otimes |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S \otimes \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \quad (17)$$

Renomarisons l'état du système total en divisant par le module de l'amplitude de probabilité de  $\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S = \sqrt{Prob}$ , dont  $Prob \equiv |\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S|^2$  [15, 19, 31].

$$|\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S \hat{U} |\Psi^i\rangle_T}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} = |\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \quad (18)$$

$$= |\varphi\rangle_S \otimes |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta |\varphi\rangle_S \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \otimes \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \quad (19)$$

Dans ce cas, le  $\frac{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}$  du côté droit est annulée et nous ramenons le  $\frac{1}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S}$  du côté gauche au côté droit. L'état final est maintenant le suivant :

$$|\Psi^f\rangle_T \equiv |\varphi\rangle_S \langle\varphi|_S \hat{U} |\psi\rangle_S \quad (20)$$

$$\simeq \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[ |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \right] \otimes |\varphi\rangle_S \quad (21)$$

Dans les parenthèses carrées, cela correspond à l'état final du pointeur avec lequel nous pouvons calculer les parties réelles et imaginaires de S.

$$|\bar{q}=\delta s_j\rangle_P \equiv |\bar{q}=0\rangle_P - i\delta \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \hat{p} |\bar{q}=0\rangle_P - \dots \quad (22)$$

Remarquez que la position finale du pointeur est proportionnel à ce qui suit :

$$\langle \hat{S}_W \rangle \equiv \frac{\langle\varphi|_S \hat{S} |\psi\rangle_S}{\langle\varphi|_S |\psi\rangle_S} \quad (23)$$

Il s'agit de la valeur faible dérivée pour la première fois par AAV, une valeur complexe avec une partie réelle et imaginaire correspond au décalage de la variable du pointeur  $q$  et à son décalage par rapport à sa variable conjuguée  $p$  respectivement. Autrement dit, s'il y a un décalage dans la position d'une particule, il y aura également un décalage dans sa quantité de mouvement, soit comme nous allons explorer, la position temporelle d'un photon et sa position de fréquence se déplaceront l'une par rapport à l'autre lors d'une interaction. Si l'interaction est faible, il est possible de mesurer ces valeurs décalées individuellement lors d'une expérience [27, 13, 16]. Pour terminer, écrivons l'état final avec cette valeur.

$$|\Psi^f\rangle_T = \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[ |\bar{q} = 0\rangle_P - i\delta \langle \hat{S}_W \rangle \hat{p} |\bar{q} = 0\rangle_P - \dots \right] \otimes |\varphi\rangle_S \quad (24)$$

$$= \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S \left[ 1 - i\delta \langle S_W \rangle \hat{p} - \dots \right] |\bar{q} = 0\rangle \otimes |\varphi\rangle_S \quad (25)$$

$$= \langle\varphi|_S |\psi\rangle_S e^{-i\delta \langle S_W \rangle \hat{p}} |\bar{q} = 0\rangle \otimes |\varphi\rangle_S \quad (26)$$

$$= |\psi\rangle_S e^{-i\delta \langle S_W \rangle \hat{p}} |\bar{q} = 0\rangle \quad (27)$$

C'est-à-dire, si nous avons une mesure faible parfaite dont  $\delta \ll \sigma$ , prenons la limite que  $\delta \rightarrow 0$ , nous avons essentiellement l'état initial. Nous pouvons même mesurer la fonction d'onde directement sans aucune reconstruction algorithmique et obtenir les parties réelles et imaginaires de la fonction d'onde à l'aide de la valeur faible. Démontrons cela [19, 15] :

$$\langle \bar{q} = \delta s_j | \hat{q} | \bar{q} = \delta s_j \rangle = -i\delta \mathcal{R}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{q}\hat{p} - \hat{p}\hat{q}) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (28)$$

$$+ \delta \mathcal{I}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{q}\hat{p} + \hat{p}\hat{q}) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (29)$$

$$= \delta \mathcal{R}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) = \langle \hat{q} \rangle \quad (30)$$

Ainsi pour la variable conjuguée :

$$\langle \bar{q} = \delta s_j | \hat{p} | \bar{q} = \delta s_j \rangle = -i\delta\mathcal{R}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{p}^2 - \hat{p}^2) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (31)$$

$$+ \delta\mathcal{I}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \langle \bar{q} = \delta s_j | (\hat{p}^2 + \hat{p}^2) | \bar{q} = \delta s_j \rangle \quad (32)$$

$$= \frac{\delta}{4\sigma^2} \mathcal{I}\left(\langle \hat{S}_W \rangle\right) \quad (33)$$

Ensemble la valeur faible s'écrit :

$$\langle \hat{S}_W \rangle = \frac{1}{\delta} \left( \langle \hat{q} \rangle + i4\sigma^2 \langle \hat{p} \rangle \right) \quad (34)$$

En démontrant que la valeur faible est proportionnelle à la fonction d'onde, comme l'a fait AAV et que c'est paramètres peuvent être retrouver directement, on a ouvert un tout nouveau domaine dans les mesures quantiques et une alternative à la tomographie quantique traditionnelle.

## 2.2 Mesure faible temporelle d'un système photonique quantique

Les mesures faibles temporelles exploitent les propriétés temporelles et fréquentielles d'une impulsion lumineuse pour caractériser un état quantique. L'approche repose sur l'hypothèse que les délais temporels peuvent être directement liés aux composantes réelles et imaginaires de la valeur faible. Pour les sections suivantes et ce projet de thèse, nous allons nous concentrer sur la mesure de la valeur faible à partir d'une interaction faible temporelle. Nous utiliserons un système photonique quantique dans lequel nous caractériserons l'état de polarisation d'un faisceau de photons via les délais temporels d'une mesure faible. Nous avons choisi un système photonique parce qu'il est facilement réalisable en laboratoire avec un laser pulsé. Il permettrait aussi de miniaturiser la force de l'interaction faible, grâce à une sorte de miroir (nous y reviendrons plus tard), et, surtout, les états de base pourraient être bien définis expérimentalement en utilisant les états de polarisation horizontaux et verticaux comme base. Le profil temporel des lasers pulsés peut être utilisé pour voir l'impulsion déplacer son temps d'arrivée lorsque nous tournons une plaque d'onde pour caractériser les différents états de polarisation.

### 2.2.1 La partie réelle du système

Nous voulons caractériser l'état de polarisation avec une mesure faible temporelle. Pour réaliser ce dernier, il faut calculer qu'il faut s'attendre à la valeur faible  $\langle \hat{\pi}_W \rangle$ . Nous allons calculer chaque partie de cette valeur à la fois. Commençons avec la partie réelle et par définir les paramètres de cette expérience potentielle que nous voulons éventuellement effectuer. L'état de polarisation de notre système que nous voulons mesurer est défini comme suit :

$$|\psi\rangle \equiv a|H\rangle + b|V\rangle \quad (35)$$

Soit  $a$  et  $b$  des paramètres de probabilité pour les bases  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  respectivement et  $|a|^2 + |b|^2 = 1$ , ainsi que  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  correspondent à les polarisations horizontaux et verticaux d'un photon.

$$|\xi(t)\rangle = \langle t|\xi\rangle \equiv \frac{1}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^{1/2}} e^{-\frac{t^2}{4\sigma^2}} \quad (36)$$

Soit le pointeur du système le profile temporel d'un faisceau, généralement gaussien est utilisé, avec position temporel  $t$  (par rapport à un temps  $t_0$ ) et  $\sigma$  l'écart du profile temporel. L'état totale initial s'écrit :

$$|\Psi(t)^i\rangle \equiv |\psi\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (37)$$

Effectuons une interaction faible temporelle sur la partie horizontale de l'état  $|H\rangle$  avec l'opérateur de von Neumann  $\hat{U}^H$ , l'exposant  $H$  est pour indiquer que l'opérateur est appliqué sur la partie horizontale.

$$\hat{U}^H |\Psi(t)^i\rangle = \hat{U}^H [|\psi\rangle \otimes |\xi(t)\rangle] \quad (38)$$

$$= \hat{U}^H [a|H\rangle \otimes |\xi(t)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle] \quad (39)$$

$$= a|H\rangle \otimes \hat{U}^H |\xi(t)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (40)$$

$$= a|H\rangle \otimes |\xi(t-\tau)\rangle + b|V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (41)$$

L'interaction de von Neumann subit un délai temporel  $\tau$  sur le pointeur couplé avec la partie horizontale. Ensuite Effectuons une mesure projective avec l'état  $|\zeta\rangle \equiv \mu|H\rangle + \nu|V\rangle$  soit  $\nu$  et  $\mu$  des paramètres probabilité pour  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  respectivement et  $|\mu|^2 + |\nu|^2 = 1$ .

$$|\Psi(t)^f\rangle = |\zeta\rangle \langle \zeta| \hat{U}^H |\Psi(t)^i\rangle = [\bar{\mu} \langle H | + \bar{\nu} \langle V |] a |H\rangle \otimes |\xi(t - \tau)\rangle + b |V\rangle \otimes |\xi(t)\rangle \quad (42)$$

$$= [\bar{\mu}a |\xi(t - \tau)\rangle + \bar{\nu}b |\xi(t)\rangle] \otimes |\zeta\rangle \quad (43)$$

$$= F(t) \otimes |\zeta\rangle \quad (44)$$

Soit  $F(t) \equiv A|\xi(t - \tau)\rangle + B|\xi(t)\rangle$ ,  $A \equiv a\bar{\mu}$  et  $B \equiv b\bar{\nu}$ . Trouvons la valeur d'espérance de la position temporel  $\langle \hat{t} \rangle$ .

$$\langle \hat{t} \rangle = \langle \Psi(t)^f | \hat{t} | \Psi(t)^f \rangle \quad (45)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} I(t) t dt \quad (46)$$

Soit  $I(t) \equiv |F(t)|^2$ , nous pouvons le normalisé avec  $\langle \overline{\Psi(t)^f} | \Psi(t)^f \rangle$  :

$$\langle \hat{t}^{norm} \rangle = \frac{\langle \Psi(t)^f | \hat{t} | \Psi(t)^f \rangle}{\langle \Psi(t)^f | \Psi(t)^f \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) t dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt} \quad (47)$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \Xi(t - \tau) t + |B|^2 \Xi(t) t + A\bar{B}\Xi(t, \tau) t + \bar{A}B\Xi(t, \tau) t dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \Xi(t - \tau) + |B|^2 \Xi(t) + A\bar{B}\Xi(t, \tau) + \bar{A}B\Xi(t, \tau) dt} \quad (48)$$

Soit  $\Xi(t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$  et  $\Xi(t, \tau) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{2t^2 - 2t\tau + \tau^2}{4\sigma^2}}$ . Notons que vue que nous effectuons une interaction faible sur le système, il y a une superposition entre les pointeurs pour la partie de polarisation horizontale et verticale. Les solutions de chaque intégrale sont énumérées ci-dessous et nous reprendrons notre développement de la partie réelle de la valeur faible.

$$\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t - \tau) dt &= \tau & \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t) dt &= 1 \\
\int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t - \tau) dt &= 1 & \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t, \tau) dt &= \frac{\tau}{2} e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}} \\
\int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t) dt &= 0 & \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(t, \tau) dt &= e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}
\end{aligned}$$

Donc avec ces solutions, la partie réelle se trouve :

$$\langle \hat{t}^{norm} \rangle = \tau \frac{|A|^2 + (A\bar{B} + \bar{A}B)e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}}{|A|^2 + |B|^2 + (A\bar{B} + \bar{A}B)e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}} \quad (49)$$

Vue que nous sommes dans le régime des mesures faibles, prenons la limite  $\tau \ll \sigma$  :

$$\lim_{\frac{\tau}{\sigma} \rightarrow 0} \langle \hat{t}^{norm} \rangle = \tau \frac{|A|^2 + A\bar{B} + \bar{A}B}{|A|^2 + |B|^2 + A\bar{B} + \bar{A}B} \quad (50)$$

$$\equiv \mathcal{R}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) \quad (51)$$

Ce dernier est la partie réelle de la valeur faible  $\langle \hat{\pi}_W \rangle$ .

### 2.2.2 La partie imaginaire du système

Comme nous l'avons déjà mentionné, un déplacement de la variable du pointeur, tel que sa position temporelle  $t$  par rapport à un  $t_0$ , devrait entraîner un déplacement de son spectre de fréquence. Vérifions-le en calculant la partie imaginaire de la valeur faible  $\langle \hat{\pi}_W \rangle$ . Commençons par prendre la transformation de Fourier de la fonction temporel  $F(t)$  de l'état quantique  $|\Psi(t)^f\rangle$  :

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt \quad (52)$$

$$= \frac{\sqrt[4]{2}\sqrt{\sigma}}{\sqrt[4]{\pi}} (A + Be^{i\omega\tau}) e^{-\omega^2\sigma^2 - i\omega\tau} \quad (53)$$

Avec ce dernier la fonction d'onde s'écrit :

$$|\Psi(\omega)^f\rangle = F(\omega) \otimes |\zeta\rangle \quad (54)$$

Ensuite trouvons la valeur d'espérance pour la position fréquentielle avec des étapes similaires que la partie réelle :

$$\langle \hat{\omega} \rangle = \langle \Psi(\omega)^f | \hat{\omega} | \Psi(\omega)^f \rangle \quad (55)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (56)$$

Soit  $S(\omega) \equiv |F(\omega)|^2$  et normalisons cette valeur :

$$\langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{\sqrt{2}\sigma}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \omega e^{i\omega\tau} + |B|^2 \omega e^{i\omega\tau} + A\bar{B}\omega + \bar{A}Be^{2i\omega\tau} \omega d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 e^{i\omega\tau} + |B|^2 e^{i\omega\tau} + A\bar{B} + \bar{A}Be^{2i\omega\tau} d\omega} e^{-2\omega^2\sigma^2 - i\omega\tau} \quad (57)$$

Avec des solutions d'intégrale similaires nous obtenons :

$$\langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{i\tau}{4\sigma^2} \frac{(B\bar{A} - A\bar{B})e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma^2}}}{|A|^2 + |B|^2 + \bar{A}B + A\bar{B}} \quad (58)$$

Prenons encore la limite dont  $\tau \ll \sigma$  vue que nous sommes dans le régime des mesures faibles :

$$\lim_{\frac{\tau}{\sigma} \rightarrow 0} \langle \hat{\omega}^{norm} \rangle = \frac{i\tau}{4\sigma^2} \frac{B\bar{A} - A\bar{B}}{|A|^2 + |B|^2 + \bar{A}B + A\bar{B}} \quad (59)$$

$$\equiv \mathcal{I}(\langle \hat{\pi}_W \rangle) \quad (60)$$

### 2.3 Proposition expérimentale pour la caractérisation de la valeur faible

Nous continuons avec notre système photonique quantique en nous appuyant sur nos découvertes concernant la partie réelle et imaginaire de la valeur faible. Nous pouvons calculer que pour un état d'entrée soit :

$$|\psi^{in}\rangle = a|H\rangle + b|V\rangle \quad (61)$$

Puisque  $a$  et  $b$  sont des amplitudes de probabilité pour les états de base  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  respectivement soit  $a = \langle H|\psi^{in}\rangle$  et  $b = \langle V|\psi^{in}\rangle$ . Expérimentalement, les parties mesurées de la valeur faible peuvent être calculées directement en fonction de la façon dont l'observable change en fonction de l'état d'entrée. Cela est possible car la valeur faible est proportionnelle à l'état quantique, comme le montre la section 2.1. Pour les états de polarisation, il s'agit de mesurer faiblement  $\langle \hat{S}_W^J \rangle = |J\rangle\langle J|$  soit  $J = H, V$ , puis de mesurer par projection sur un état intermédiaire tel que  $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$ . Si l'on y parvient, on obtient un sous-ensemble d'essais dont le résultat moyen est la valeur faible.

$$\langle \hat{S}_W^J \rangle = \frac{\langle D|\hat{S}_W^J|\psi^{in}\rangle}{\langle D|\psi^{in}\rangle} = \sqrt{N} \langle J|\psi^{in}\rangle \quad (62)$$

Où  $N$  est une constante de normalisation indépendante de  $J$ . L'état quantique peut être écrit en relation avec la valeur faible écrite.

$$|\psi^{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \left( \langle \hat{S}_W^H \rangle |H\rangle + \langle \hat{S}_W^V \rangle |V\rangle \right) \quad (63)$$

Nous pouvons supposer que  $N = \left| \langle \hat{S}_W^H \rangle \right|^2 + \left| \langle \hat{S}_W^V \rangle \right|^2$  puisque  $|a|^2 + |b|^2 = 1$  donc  $N = \left| \langle \hat{S}_W^H \rangle \right|^2 + \left| 1 - \langle \hat{S}_W^H \rangle \right|^2$ . Donc,

$$|\psi^{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \left( \langle \hat{S}_W^H \rangle |H\rangle + \left(1 - \langle \hat{S}_W^H \rangle\right) |V\rangle \right) \quad (64)$$

Pour fixer la phase globale qui varierait selon l'état d'entrée, nous supposons que  $a$  est toujours réel. Cependant  $b$  sera dépendant sur la partie imaginaire. Avec les données expérimentales des deux observables  $\langle \hat{t} \rangle$  et  $\langle \hat{\omega} \rangle$ , nous pouvons calculer directement les amplitudes de probabilité à partir des données expérimentales.

$$|a|^2 = \frac{\langle \hat{t} \rangle}{\tau} \quad (65)$$

$$|b|^2 = 1 - |a|^2 \quad (66)$$

En fonction de l'état d'entrée, la valeur faible varie. Il est important de noter que le délai  $\tau$  est le délai maximal que nous utilisons pour interagir avec le système. Ce dernier, normalise les amplitudes de probabilité. Lorsque nous changeons les états d'entrée, le délai  $\tau$  devrait évoluer entre l'absence de délai et le délai maximal, c'est-à-dire entre les polarisations  $|V\rangle$  et  $|H\rangle$ .

## 2.4 Conclusion sur la théorie

Ce chapitre a établi les fondements théoriques des mesures faibles temporelles et leur pertinence pour les systèmes photoniques. En s'appuyant sur des techniques innovantes et des travaux précédents, cette thèse vise à démontrer l'utilité des mesures faibles temporelles pour caractériser directement les états quantiques. Le prochain chapitre présentera les aspects expérimentaux liés à la mise en œuvre de ces méthodes.

### **3 MESURE EXPÉIMENTALE DIRECTE D'UN ÉTAT DE POLARISATION EN UTILISANT UNE MESURE FAIBLE TEMPORELLE**

Pour caractériser les états de polarisation à l'aide des mesures faibles temporelles, nous devons d'abord évaluer notre capacité à mesurer les délais temporels avec notre oscilloscope. Nous choisissons l'oscilloscope en raison de sa présence dans tous les laboratoires de physique, ce qui facilite son intégration dans la plupart des laboratoires, et de sa facilité d'utilisation pour obtenir une haute résolution temporelle.

#### **3.1 Mesure de la vitesse de la lumière à l'aide d'un oscilloscope**

Nous vous invitons à évaluer notre habileté à mesurer des délais temporelles avec précision en déterminant la vitesse de la lumière sur différentes distances. Nous allons utiliser un laser pulsé ultra-court de type NPL64B, fabriqué par Thorlabs, pour nos expériences. Ce système laser peut produire des impulsions de 5 à 39 nanosecondes. Nous avons choisi une impulsion de 10 nanosecondes dans cette gamme, car les intervalles de temps plus longs ont tendance à avoir une distribution temporelle similaire à celle d'une fonction porte. Nous voulons une impulsion dans le domaine temporel qui ressemble à une fonction gaussienne, ce qui se produit lorsque les impulsions du laser sont plus courtes. Cette dernière est souvent utilisée dans les mesures de faibles, facilitant ainsi l'identification de la position maximum de l'impulsion, que nous identifierons comme correspondant à la position temporelle moyenne de l'impulsion. Le laser utilisé possède une longueur d'onde comprise entre 630 et 650 nm, avec une énergie d'impulsion maximale de 2,0 nanojoules. Sa puissance de pointe atteint 50 milliwatts lorsque le taux de répétition maximal et la largeur d'impulsion maximale sont utilisés. Toutefois, pour notre protocole, nous réglons le taux de répétition à 1 MHz, ce qui garantit une fréquence constante tout au long de l'expérience. Pour nos tests, nous utiliserons un miroir pour régler des intervalles de distance variables et analyserons les résultats à l'aide d'un oscilloscope fourni par Tektronix, le modèle étant le TSD5000B. Un schéma de l'appareil expérimental est présenté dans la figure 4.

##### **3.1.1 Acquisition de donnée et mesure d'un délai en utilisant un oscilloscope**

La façon que nous acquérons nos données est importante, car nous devons nous assurer que nous utilisons la méthode la plus précise pour acquérir la position

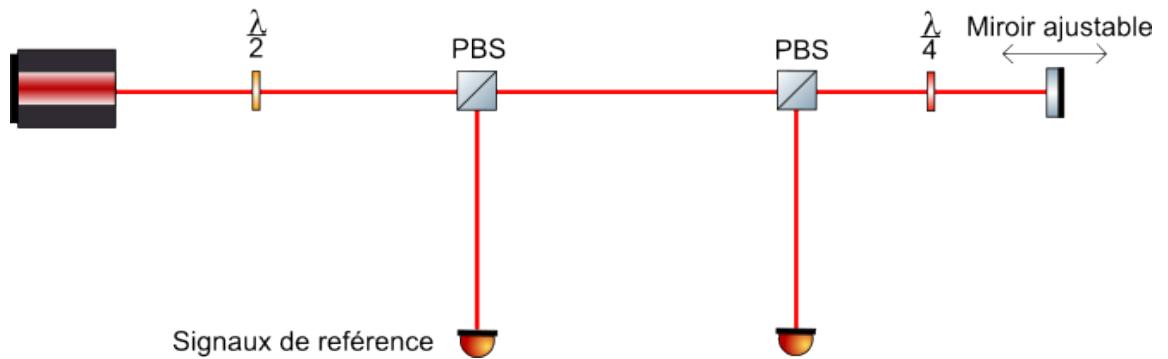


FIGURE 4 – Schéma de notre dispositif expérimental pour évaluer la fiabilité de nos mesures temporelles en mesurant la vitesse de la lumière. Un laser impulsional passe dans une lame demi-onde pour régler l'intensité d'entrée, avant d'être dirigé vers un séparateur de faisceau polarisant (PBS) qui divise les états de polarisation horizontaux et verticaux de base de l'impulsion d'entrée en deux voies orthogonales, l'une d'entre elles étant ignorée par un bloc. Nous définissons les états de polarisation comme le faisceau réfléchi étant l'état de base de polarisation verticale de l'état d'entrée, et le faisceau transmis étant l'état de base horizontal. L'état horizontal se dirige vers un miroir que nous ajusterons en fonction des différentes distances à mesurer. Il est ensuite renvoyé vers le PBS pour y être réfléchi. Ce dernier se fait avec une lame quart d'onde qui modifie l'état de polarisation  $|H\rangle$  en un état  $|V\rangle$ . L'impulsion traverse ensuite une demi-plaque d'onde et un polariseur. Il est réglé pour transmettre uniquement l'état verticale lors de la réflexion du PBS. Il est ensuite détecté avec un photomultiplicateur rapide à base de Si fabriqué par Thorlabs, puis interprété par notre oscilloscope.

temporelle moyenne de l'état en vue d'une analyse ultérieure des mesures faibles. Nous faisons deux expériences pour mesurer la vitesse de la lumière. L'une est de mesurer la vitesse de la lumière à partir d'un miroir et prenons des mesures à différentes distances de 2,52, 5,48, 10,10, 20,19, 30,29, 40,38, 50,48 et 65,62 cm. (mesuré à l'oeil avec une règle). Le délai mesuré est à partir d'une distance de référence appelée position 0, située à 11,5 cm du PBS. La lumière doit voyager dans les deux sens à partir du séparateur de faisceau, de sorte que la distance parcourue est le double de la distance envoyée. L'autre expérience est le même principe mais de mesurer la vitesse de la lumière dans nos câbles BNC RG-58 de Thorlabs à des différentes longueurs. Cette expérience facilitant nos mesures car les câbles ont une longueur déterminée par le fabricant. Le délai est puisque dans les différences de longueurs entre les différentes longueurs de câbles. Les différences de longueurs de câbles sont 17, 27, 52, 100 et 300 cm. Les délais mesurés sont à partir d'une prise de mesure avec un câble inférieur au premier. Pour ce dernier, le miroir ajustable est fixe. Une implication importante est la façon dont l'oscilloscope acquiert des données pour le domaine temporel. Le signal est détecté par le photomultiplicateur rapide à base de Si et est introduit dans l'oscilloscope à l'aide d'un câble BNC et est déclenché par le front montant gauche de notre signal de référence. Le signal de référence que nous déclençons est utilisé comme temps 0 pour l'oscilloscope afin de mesurer la position temporelle pour chaque distance et de les comparer à notre position temporelle de référence lorsque le miroir est à notre position 0. De cette façon, nous isolons l'expérience pour n'observer que ce qui se passe lorsque nous déplaçons le miroir de sa position initiale à des distances plus grandes. Les performances de l'oscilloscope dépendent également de la manière dont il acquiert le signal d'entrée via ses commandes d'acquisition. Ce paramètre traite le nombre de formes d'onde que nous pouvons spécifier dans la forme d'onde acquise, créant ainsi une forme d'onde moyenne de notre signal d'entrée. Nous calculons la moyenne de plus de 10000 formes d'onde pour obtenir un signal propre afin de réduire et d'omettre le bruit de fond et d'obtenir une mesure plus précise de la position temporelle moyenne d'un signal. L'expérience est également réalisée dans l'obscurité pour réduire le bruit de fond, mais nous avons également trouvé que cette étape n'était pas nécessaire et que nous n'avons pas constaté de changements radicaux dans les résultats, mais nous l'avons quand même fait. Un autre aspect important de l'oscilloscope est son mode d'échantillonnage qui contrôle la façon dont l'oscilloscope prend ses échantillons. Ces modes sont l'échantillonnage en temps réel, l'interpolation et le temps d'équivalence. En mode d'échantillonnage en temps réel, l'oscilloscope numérise tous les points qu'il

acquiert après un événement déclencheur. Ce mode est principalement utilisé pour les mesures d'acquisition unique ou les changements en temps réel du signal. Le mode d'interpolation interpole entre les points d'échantillonnage en créant des points qui aident à combler les lacunes de sorte qu'il y ait une ligne droite ou une onde sinusoïdale entre les points pour une courbe plus lisse. Nous ne souhaitons pas faire cela car nous ne voulons pas créer un maximum interpolé du signal. Enfin, le mode d'échantillonnage par équivalence de temps augmente le taux d'échantillonnage au-delà du taux d'échantillonnage maximum en temps réel, ce qui permet d'obtenir le taux d'échantillonnage complet de l'oscilloscope, soit 500 Géch/s. Notez que si le déclenchement n'est pas en mode externe et que vous avez votre état d'entrée dans un canal et le signal de référence dans un autre, votre taux d'échantillonnage maximum est maintenant divisé en deux. L'importance de la fréquence d'échantillonnage maximale est de permettre à l'oscilloscope d'avoir sa résolution temporelle maximale pour notre signal, qui s'avère être de  $4 \pm 2 \text{ ps}$ , ce qui permet des mesures temporelles précises. Nous enregistrons ensuite les formes d'ondes de sortie dans un fichier CSV sur un ordinateur pour une analyse plus approfondie des données.

### 3.1.2 Analyse et résultats de l'expérience de la vitesse de la lumière

Dans cette section, nous discuterons des résultats et de l'analyse de l'expérience sur la vitesse de la lumière. Commençons par examiner la forme d'impulsion typique de notre laser. Celle-ci est acquise avec les paramètres de l'oscilloscope réglés sur le mode EQ-time, une durée de 100ns, une longueur de rec de 10000 avec une résolution de 4ps. Nous nous rendrons compte plus tard, lors d'expériences de mesures faibles, que nous n'avons pas besoin d'une telle durée. Remarquez que le profil temporel des impulsions n'est pas essentiellement une fonction de gaussien mais plutôt une fonction de port.

L'impulsion ressemble de plus en plus à une fonction de port au fur et à mesure que nous augmentons la durée de l'impulsion. Une figure de thorlabs montre comment la forme de l'impulsion change avec l'augmentation de la largeur de l'impulsion. La raison pour laquelle nous voulons une forme gaussienne est qu'elle est simplement plus fréquente dans les mesures faibles et qu'il est plus facile de trouver la valeur d'espérance temporelle de l'impulsion (le moment le plus probabiliste pour trouver un photon de cette impulsion) que nous déterminons comme étant le pic. Ainsi, nous voulons prendre la dérivée des données de l'impulsion numériquement, ce qui nous donne une vision claire de l'endroit où se trouve le pic et qui est cohérent

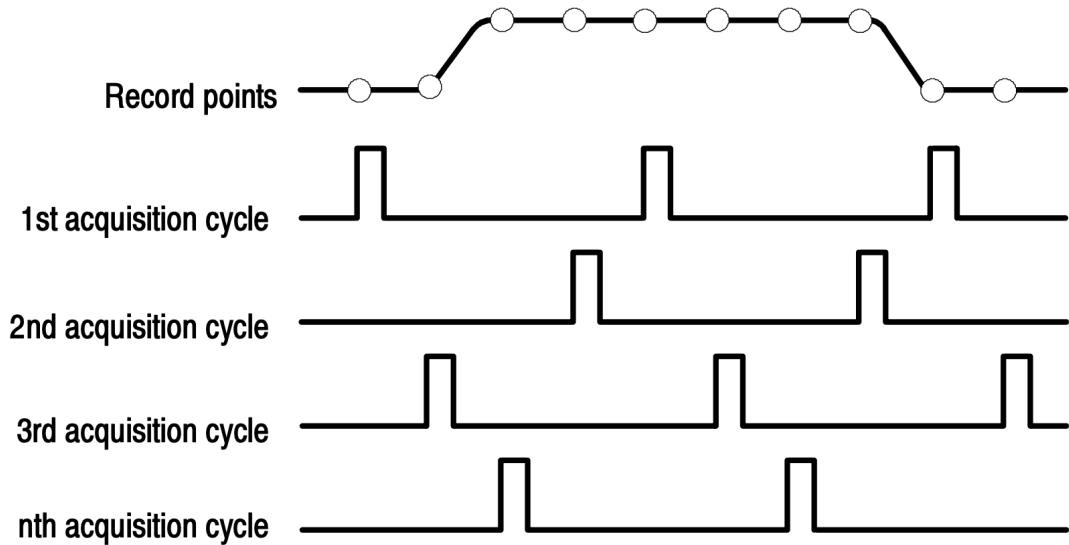


FIGURE 5 – Schéma du fonctionnement du mode d’acquisition du temps d’équivalence de l’oscilloscope. L’oscilloscope acquiert quelques échantillons par événement de déclenchement pour obtenir le signal complet de notre impulsion. Il va ensuite enregistrer un certain nombre d’échantillons d’acquisition. Une fois terminé, l’oscilloscope combine plusieurs échantillons d’acquisition d’un signal répétitif. Il émet ensuite la densité d’échantillonnage du signal d’entrée pour un enregistrement de forme d’onde lisse et complet. Le taux d’échantillonnage est supérieur à celui de son homologue en temps réel. Le type d’échantillonnage par équivalence de temps que prend l’oscilloscope est appelé échantillonnage aléatoire par équivalence de temps, qui est effectué dans le cadre d’événements aléatoires définis par l’horloge d’échantillonnage de l’oscilloscope, qui fonctionne de manière asynchrone par rapport au signal d’entrée et au signal de déclenchement. [33]

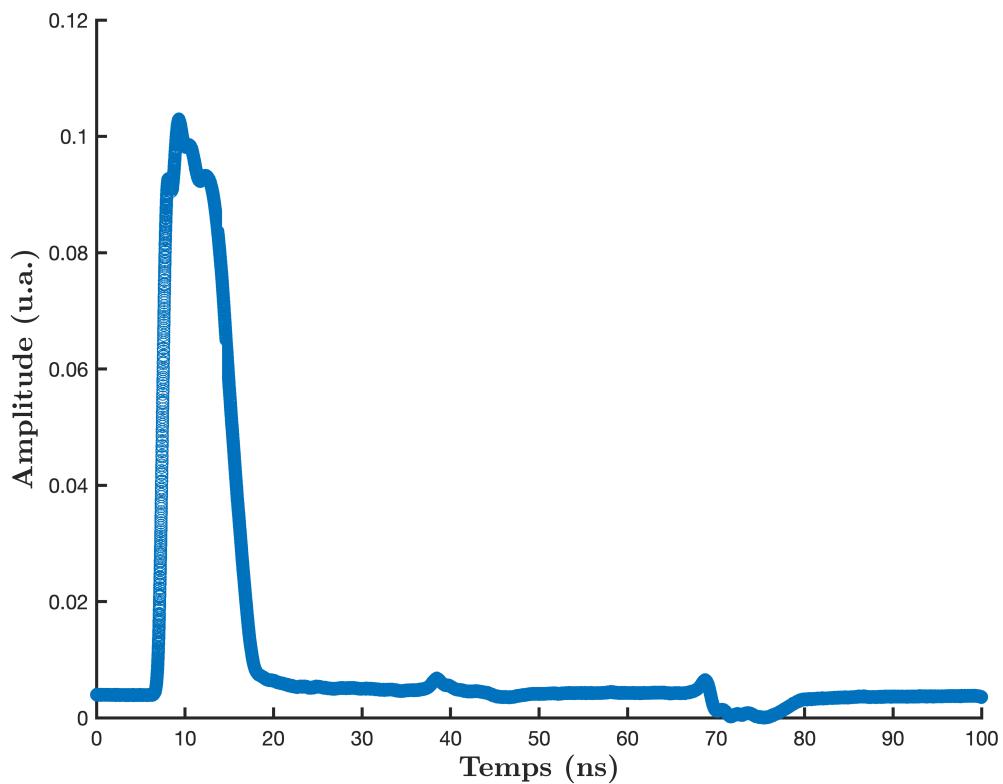


FIGURE 6 – Profil temporel typique de notre impulsion laser ultra-courte NPL64B fabriquée par thorlabs, mesurée avec un photomultiplicateur à base de Si et acquise à l'aide du mode d'acquisition temporelle EQ de l'oscilloscope.

avec d'autres impulsions.

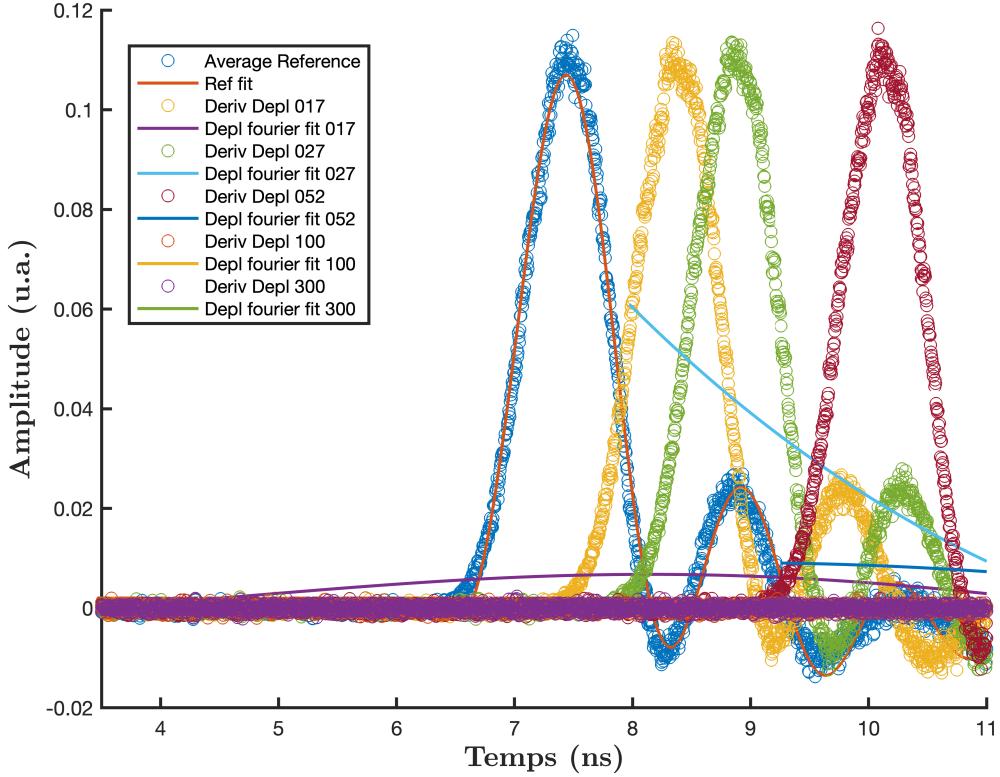


FIGURE 7 – Profil temporel des données d’impulsion pour chacune des distances mesurées et ajustement de la courbe pour l’expérience de la vitesse de la lumière avec un miroir ajustable.

Voici les données numériques dérivées des impulsions de l’expérience du miroir déplacé qui montrent la forme de l’impulsion après la dérivée avec un maximum clair qui peut être trouvé et comment il suit clairement une tendance linéaire suspecte d’augmentation du retard avec l’augmentation de la distance du miroir. Nous soumettons les données à un ajustement de courbe en utilisant une fonction de série de Fourier du 2e ordre, soit :

$$y(t) = a_0 + \sum_{j=1}^n a_j \cos(jwt) + b_j \sin(jwt) \quad (67)$$

Soit les paramètres d’ajustement  $a_i$ ,  $b_i$  et  $w$  de la série de Fourier,  $n$  est l’ordre ( $n = 2$ ) pour les variables  $y$  soit l’amplitude et  $t$  la position temporel des courbes sont choisis pour optimiser l’ajustement de nos données dont 40 % des points

de l'axe d'amplitude et de l'axe temporel sont ignorés. Ce sont ces paramètres qui correspondent le mieux à nos données. Il n'y a pas vraiment de valeur quantifiée pour évaluer la qualité de l'ajustement de notre courbe, car il a été effectué principalement à partir d'une analyse visuelle. Le coefficient de détermination ( $R^2$ ) a également été utilisé pour nous guider, mais nous avons tenté d'éviter un ajustement excessif. Grâce à cet ajustement, nous pouvons identifier la position maximale, laquelle correspond à une position réelle mesurée dans nos données. Cette position maximale est notre valeur prédictive pour la position temporelle moyenne des photons pour la distance mesurée. Ensuite, chaque position temporelle est comparée à celle des distances de référence, ce qui donne les retards mesurés pour notre expérience. Ces délais sont ensuite tracés avec la distance associée, et, par ajustement linéaire de la courbe, nous pouvons déterminer que la pente correspond à la vitesse de la lumière.

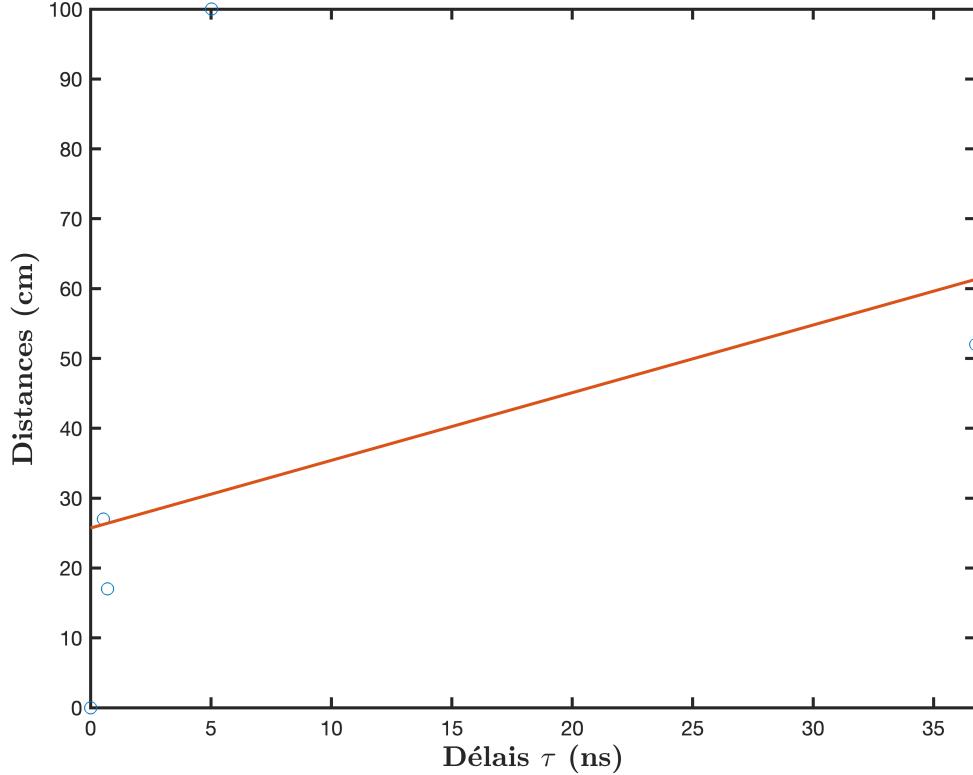


FIGURE 8 – Résultats des retards mesurés lors de l'expérience sur la vitesse de la lumière et leur ajustement linéaire

Notre résultat pour la vitesse de la lumière de cette expérience est 296297418,89 m/s avec un pourcentage d'erreur de 1,15 %. Cela correspond à une différence de 0,9998 par rapport à la vitesse de la lumière  $c$  dans l'air ( $c_{air} = 0.9998c$ ) [34]. La

raison pour laquelle la vitesse de la lumière est plus lente est ce que nous pensons être due à l'alignement de notre installation. En effet, selon notre erreur, cet écart correspondrait à environ 1  $cm$ , ce qui est plausible. Voici maintenant le résultat de l'expérience avec le câble BNC.

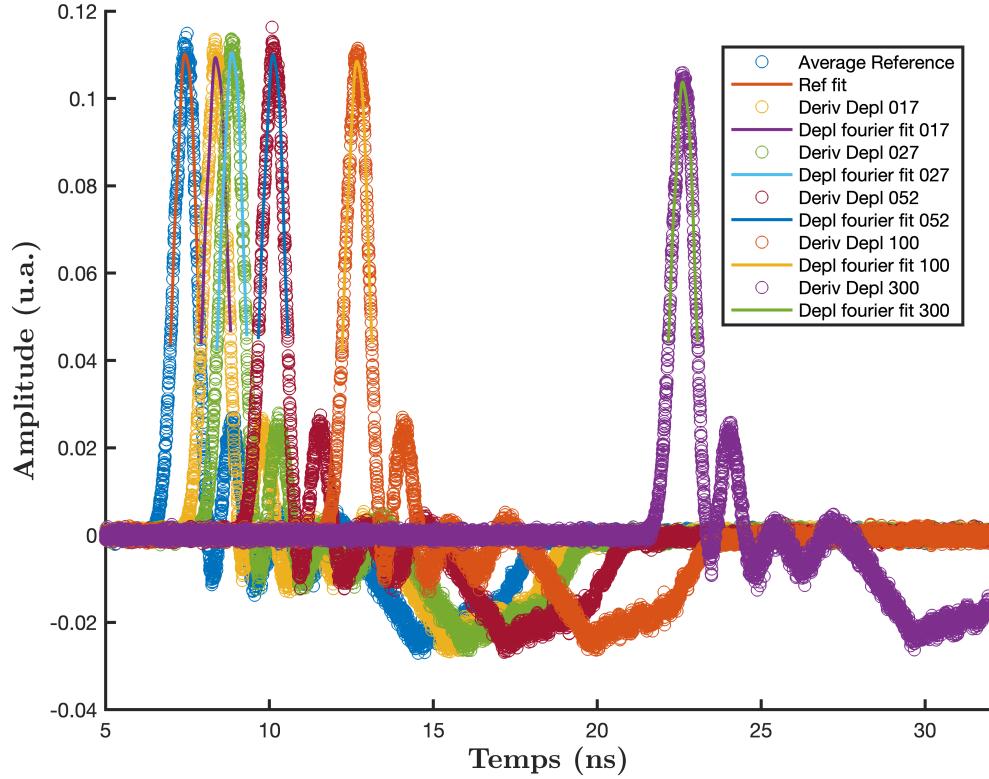


FIGURE 9 – Profil temporel des données d’impulsion de la vitesse de la lumière dans l’expérience des câbles BNC RG-58 avec chacun de ses ajustements de courbe.

Sur la figure 9, on voit chaque impulsion provenant de différentes longueurs de câble BNC. Cette expérience ne mesure pas seulement la vitesse de la lumière dans les câbles BNC, elle teste aussi nos paramètres d’ajustement, puisque nous avons utilisé les mêmes paramètres.

Notre résultat pour la vitesse de la lumière est 195185070.31  $m/s$ , ce qui représente une erreur en pourcentage de 1,35% correspondant que la vitesse de la lumière dans un câble BNC possède un différentiel de 0.66 par rapport à  $c$ , soit une erreur de 1 cm, ce qui est réaliste et cohérent avec l’erreur dans l’expérience précédent [35, 36]. Nous avons donc démontré notre capacité à mesurer des retards très précis. C’est un élément essentiel pour pouvoir commencer à mesurer de petits retards dans

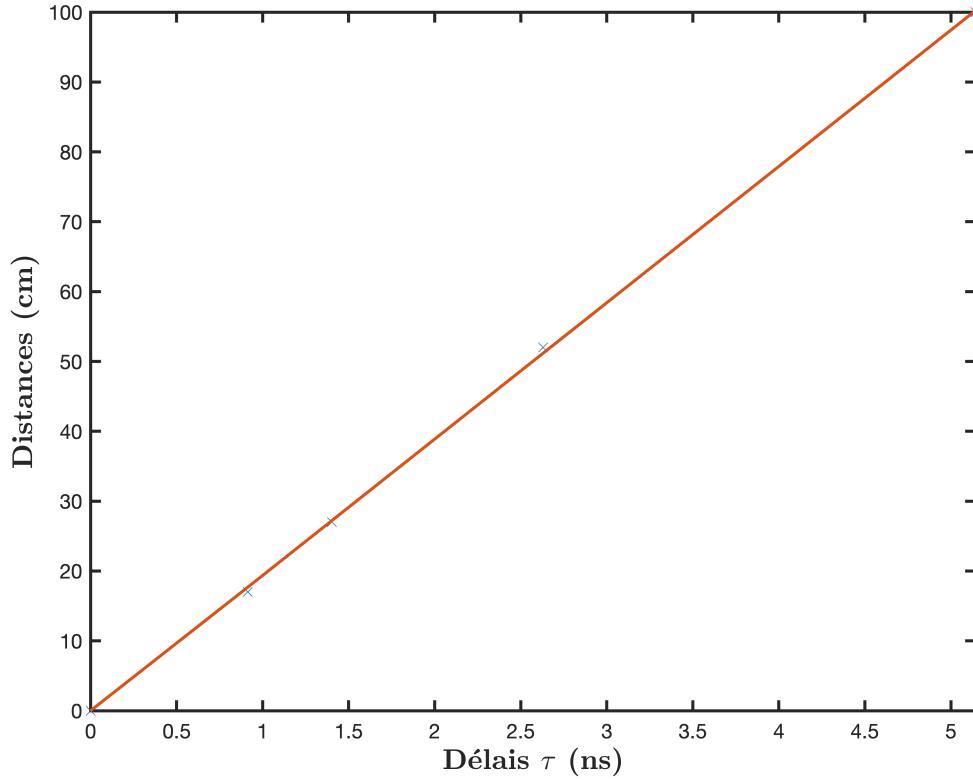


FIGURE 10 – Retards mesurés pour la longueur du câble BNC each avec son ajustement de courbe.

les états d'entrée de changement de polarisation par le biais de mesures faibles.

### 3.2 Caractérisation de la partie réelle de la valeur faible

Pour caractériser la partie réelle de la valeur faible, nous introduisons une interaction faible entre les états de base de la polarisation  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$  via un délai temporel. Ce délai doit être inférieur au profil temporel du laser  $\sigma \ll \tau$ . Aucun modèle ne décrit spécifiquement comment l'interaction devrait être faible, mais il doit y avoir un chevauchement évident entre les états de base. Nous supposons qu'au moins 90% de chevauchement entre les états de base sont nécessaires pour être dans le régime des mesures faibles. Ensuite, pour mesurer l'état directement par des mesures faibles, nous devons effectuer une mesure projective qui contient les deux états de base afin de pouvoir caractériser les états d'entrée de polarisation entre nos états de base. L'un de ces états correspond au délai maximal appliqué, tandis que l'autre correspond à l'absence de délai. Ici, le terme délai fait référence à un signal extérieur qui active l'oscilloscope, comme dans l'expérience sur la vitesse de la lumière. La

différence est que nous postulons que la manière la plus simple de créer des écarts temporels entre les états de base est d'utiliser un type d'interféromètre de polarisation dont l'un des bras est légèrement décalé d'une quantité correspondant à notre délai maximum par rapport à l'autre bras non décalé. La section suivante décrit le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour caractériser la partie réelle de la valeur faible.

### 3.2.1 Montage proposé

Notre appareil expérimental est constitué de notre laser pulsé de tout à l'heure entrant dans une demi-plaque d'onde qui est principalement utilisée pour le contrôle de l'intensité puisque l'entrée externe de l'oscilloscope a besoin d'une intensité assez importante pour se déclencher sur le signal de référence.

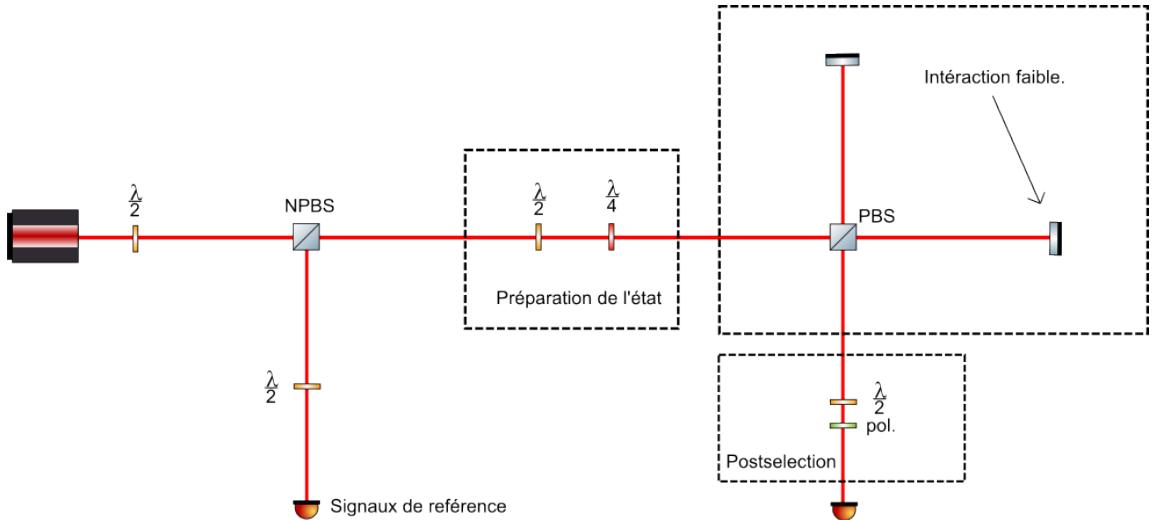


FIGURE 11 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

Encore une fois, nous voulons déclencher le signal de référence de manière externe puisque nous voulons utiliser le taux d'échantillonnage de 500GS/s de l'oscilloscope pour une résolution temporelle maximale pour la détection des retards. Le faisceau passe à travers un séparateur de faisceau non polarisant qui divise le faisceau laser en deux voies, l'une étant utilisée comme signal de référence pour le déclenchement de l'oscilloscope et l'autre subissant une mesure faible. L'état est alors préparé pour que différents chemins de polarisation sur la sphère de Poincaré soient caractérisés par le retard temporel. Les chemins de polarisation testés sont les suivants et sont obtenus en changeant les plaques d'onde lors de l'étape de préparation. Le premier chemin consiste à passer d'un état de base à un autre sans polarisation

circulaire, de H à D à V à A. Note que les figures des trajets sont dans la cadres du paramètre de Stokes définit par :

$$S \equiv \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \langle \psi | \psi \rangle \\ \langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle \\ \langle \psi | \sigma_x | \psi \rangle \\ \langle \psi | \sigma_y | \psi \rangle \end{pmatrix} \quad (68)$$

Soit les matrices de Pauli  $\sigma_z = |H\rangle\langle H| - |V\rangle\langle V|$ ,  $\sigma_x = |H\rangle\langle V| + |V\rangle\langle H|$  et  $\sigma_y = i(|V\rangle\langle H| - |H\rangle\langle V|)$ . Pour un état de polarisation  $|\psi\rangle$  défini par  $|\psi\rangle \equiv a|H\rangle + b|V\rangle$  avec les amplitudes de probabilité  $a$  et  $b$ , nous pouvons écrire les paramètres de Stokes avec ces paramètres comme ceci :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 = |a|^2 + |b|^2 \\ S_1 = |a|^2 - |b|^2 \\ S_2 = 2\Re(\bar{a}b) \\ S_3 = 2\Im(\bar{a}b) \end{pmatrix} \quad (69)$$

Où  $\bar{\phantom{a}}$  comporte au complexe conjugué de la variable. Les paramètres de Stokes sont utilisés pour démontrer comment l'état de polarization change en fonction de l'angle de telle composantes optique utilisé pour les différents chemins.

Ce chemin est réalisé en tournant uniquement une lame demi-onde par pas de 2,5 degrés. Chaque degré que nous tournons en réalité équivaut à tourner de 5 degrés sur un plan circulaire ou de 10 degrés sur la sphère de Poincaré. Le chemin suivant consiste à passer d'un état de base à un autre, mais en passant par une polarisation circulaire. Cela se fait avec une demi-plaque d'onde tournant de la même manière que précédemment, mais avec un quart de plaque d'onde réglé à 0 degré par rapport à l'état de base H. La trajectoire résultante est H à R à V à L lorsque nous tournons la demi-plaque d'onde.

Ces deux trajectoires devraient suivre une fonction cosinusoidale, comme cela a été théorisé. Le chemin suivant est un chemin intéressant où nous avons toujours les deux états de base mais où nous passons d'une polarisation linéaire à une polarisation circulaire. La trajectoire résultante est D à R à A à L.

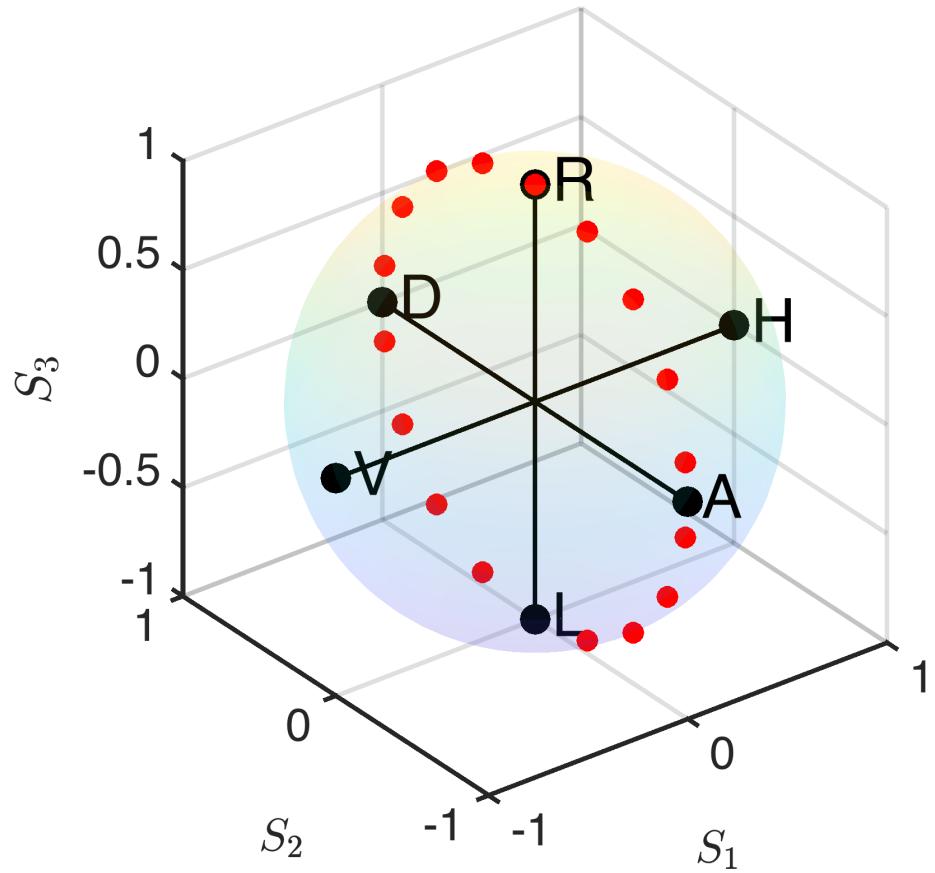


FIGURE 12 – Schéma du trajet  $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |A\rangle \dots$  utilisant seulement une lame demi-onde dans la préparation de l'état d'entrée

Cette dernière est obtenue en tournant une demi-plaque d'onde avec un quart de plaque d'onde réglé à 45 degrés par rapport à l'état de base H. Le résultat doit avoir une partie réelle et doit donc toujours être égal à une amplitude de probabilité de  $1/\sqrt{2}$ .

Une fois l'état préparé, nous interagissons faiblement avec le système en introduisant un petit délai temporel entre les deux états de base en divisant les états de base à l'aide d'un séparateur de faisceau polarisant et en faisant en sorte que l'un des bras parcourt un chemin légèrement plus long. Chaque bras du séparateur de faisceaux est équipé d'un quart de plaque d'onde pour inverser l'état de base afin qu'ils puissent se chevaucher. Il y a donc un changement d'état de base à prendre en compte dans notre théorie, mais ce n'est qu'un changement mineur qui ne modifie pas radicalement le résultat. La partie H est faiblement interférée et se retourne à 45 degrés en passant une fois par la plaque d'onde quart d'onde et en revenant, ce qui donne un état de polarisation V, de sorte qu'elle peut être réfléchie à notre étape

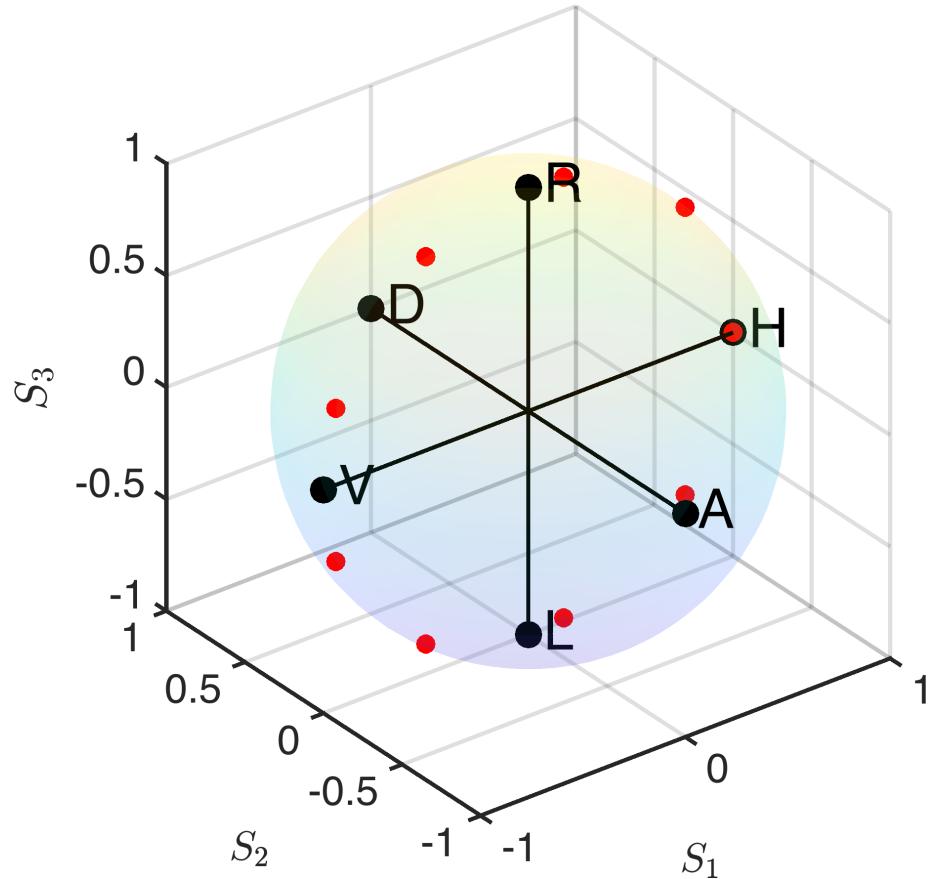


FIGURE 13 – Schéma du trajet  $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |L\rangle \dots$  utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d’onde à 0 dégrée dans la préparation de l’état d’entrée

de postsélection. Il est donc bon de noter que l’interaction faible est maintenant sur l’état de base V. L’état de base V d’origine suit une histoire similaire : il est retourné de 90 degrés pour pouvoir être transmis à travers le séparateur de faisceau de polarisation, puis mis en forme avec le nouvel état de base V légèrement retardé en tant qu’état de base H. L’impulsion superposée est ensuite mesurée de manière projective via un état de polarisation qui contient les deux états de base. Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi de faire la postsélection avec l’état D, ce qui se fait par l’intermédiaire d’une demi-plaque d’onde et d’un polariseur. Le polariseur est utilisé comme référence, il est réglé pour être polarisé verticalement et la plaque demi-onde est réglée à 45 degrés par rapport à ce polariseur, ce qui donne un état de polarisation D qui est projeté sur notre état à faible interaction. Nous caractérisons ensuite le chemin de polarisation en sauvegardant chaque fichier csv pour chaque degré d’état d’entrée lorsque nous tournons la plaque d’onde. L’expérience a été optimisée pour fonctionner automatiquement à l’aide de supports de rotation motorisés fournis par

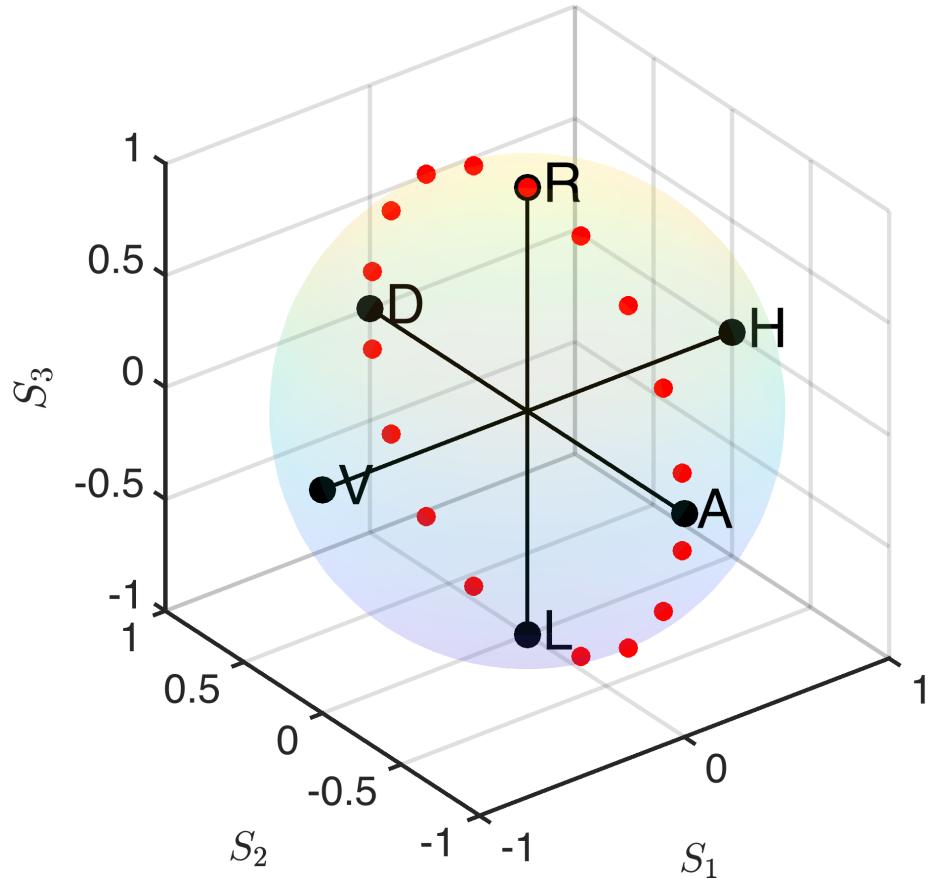


FIGURE 14 – Schéma du trajet  $|D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |L\rangle \dots$  utilisant seulement une lame demi-onde et une lame quart d’onde à 45 degré dans la préparation de l’état d’entrée

thorlabs et contrôlés par un code python qui fait tourner ces supports via la bibliothèque Kinesis et utilise l’API des oscilloscopes pour enregistrer chaque fichier csv à chaque état d’entrée. Les données complètes sont ensuite caractérisées pour la partie réelle de la valeur faible, dont les résultats sont présentés au chapitre 4. La différenciation entre un chemin de polarisation linéaire et circulaire se fait dans la partie imaginaire de la valeur faible. C’est ce qui est proposé dans la section suivante.

### 3.3 Caractérisation de la partie imaginaire de la valeur faible

#### 3.3.1 Montage préposé

## **4 RÉSULTATS ET DISCUSSION**

La façon dont nous interprétons nos résultats expérimentaux est très importante pour les mesures le délai d'un état de polarisation d'entrée. Comme nous avons démontré avec l'expérience de la vitesse de la lumière, nous allons utiliser une technique similaire pour l'interprétation des données de la partie réel. L'expérience de la vitesse de la lumière était une excellent test pour savoir comment ajuster l'efficacement de l'ajustement de nos données et mesurer la résolution minimale possible de ce que nous pouvons réaliser dans notre laboratoire pour caractériser l'état quantique à l'aide des délais. Dans les sections suivantes, nous expliquerons comment nous interprétons nos résultats expérimentaux et montrerons que la valeur faible est mesurée expérimentalement à l'aide de l'installation décrite au chapitre 3. Nous discuterons ensuite de la signification physique de ces résultats et conclurons dans le chapitre suivant.

### **4.1 Analyze des résultats expérimentaux pour la partie réelle de la valeur faible**

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, nous voulons que notre impulsion soit semblable à une impulsion de Gauss afin de faciliter la détermination de sa position temporelle moyenne. Il est également bien connu qu'on utilise les profils d'impulsion de Gauss pour les mesures de faiblesse. Par conséquent, nous avons procédé au même ajustement des données que celui effectué dans le chapitre précédent. Cependant, pour obtenir des délais, il faut d'abord calibrer l'expérience. Pour ce faire, nous mesurons la position temporelle moyenne sans introduction de retard, soit le bras en  $|V\rangle$  de l'appareil expérimental. Nous mesurons également la position temporelle moyenne du retard maximal, soit le bras  $|H\rangle$ . Une fois que l'expérience a été calibrée en fonction du délai maximum et minimum, nous pouvons mesurer chaque degré d'état d'entrée et trouver le retard qui lui correspond selon les positions temporelles calibrées. Ensuite, comme nous l'avons vu au chapitre 3, notre méthode expérimentale consiste à préparer les états de polarisation selon les trajectoires de polarisation mesurées, qui subiront ensuite une interaction faible, puis seront sélectionnées par un état de polarisation diagonale. La section suivante discutera des résultats obtenus à partir de nos données concernant la partie réelle de la valeur faible et la façon dont nous recueillons nos données est expliquée plus en détail.

### 4.1.1 La partie réelle

Notre expérience a été optimisée pour être automatisée. Tout d'abord, notre appareil expérimental subit un étalonnage consistant en une seule demi-plaque d'onde pendant la phase de préparation de la procédure expérimentale. Cette dernière est ensuite tournée pour envoyer la polarisation V correspondant à notre position temporelle moyenne de référence, qui est notre état d'entrée à retard 0. L'oscilloscope prend des données pour notre position 0, puis notre code fait tourner la demi-plaque d'onde pour envoyer le retard maximal, soit l'état de polarisation H. Notez qu'un passage de V à H, qui correspond à un changement de 90 degrés par rapport aux états de base, revient en réalité à un décalage de 45 degrés sur la demi-plaque d'onde. Chaque état de polarisation d'étalonnage (H et V) est mesuré séparément, puis les 10 résultats sont moyennés. L'oscilloscope est évidemment utilisé pour mesurer les temps d'équivalence et il calcule ensuite la moyenne de plus de 10000 formes d'onde. Après l'étalonnage, nous pouvons effectuer chacun des chemins de polarisation énoncés plus haut dans ce chapitre. Pour changer de chemin de polarisation, nous devons ajouter un quart de plaque d'onde à la préparation de l'état d'entrée, en fonction du chemin que nous caractérisons. Le premier chemin consiste seulement en une demi-plaque d'onde. Nous prenons des données tous les 5 degrés, ce qui représente 2,5 degrés en réalité. Pour chaque état d'entrée de polarisation, nous prenons 3 fichiers distincts que nous moyennons, puis nous comparons leur position temporelle moyenne avec le dossier d'étalonnage pour obtenir le retard associé à cet état. Voici les résultats de chaque délai pour les différentes état d'entrée pour le trajet  $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |V\rangle$ .

Cette série de données a été prise avec une interaction faible correspondant à un délai de 167 ps, obtenu en allongeant le bras  $|H\rangle$  de 2,5 cm par rapport au bras  $|V\rangle$ . Avec les mêmes techniques d'ajustement que celles utilisées pour l'expérience sur la vitesse de la lumière, nous mesurons les retards indiqués dans la figure 17. L'erreur résulte de l'incohérence de nos modifications physiques dans notre expérience, que nous ne pouvons pas compenser, telles que les vibrations de la table et les variations d'alignement du laser pendant les longues périodes d'acquisition de données pour chaque état d'entrée. Voici les résultats pour le chemin  $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |L\rangle \rightarrow |V\rangle$ .

Ces résultats suivent la même courbe que ceux du chemin précédent. C'est logique, puisque les états de polarisation R et L possèdent toujours autant d'états de base ( $|D\rangle$  et  $|A\rangle$ ). On ne peut pas déterminer juste à partir de la partie réelle de la valeur faible si l'état initial est elliptique. L'information concernant le changement

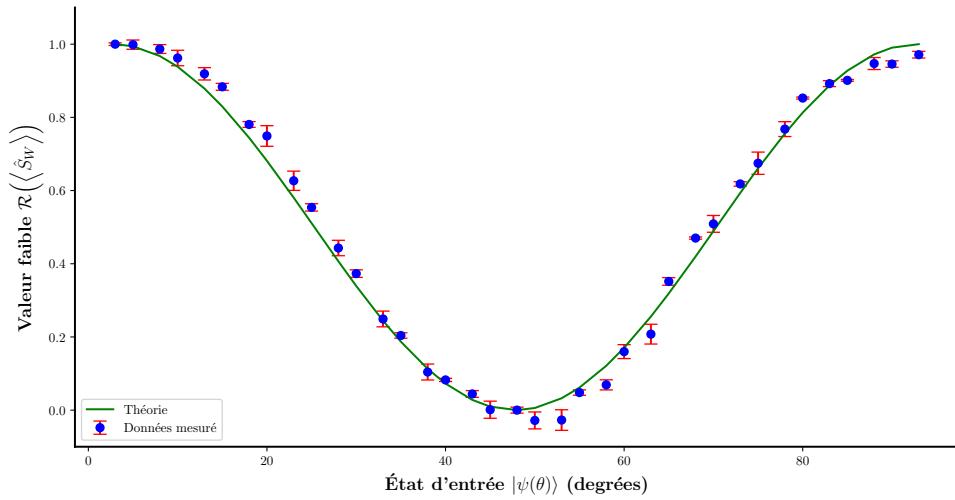


FIGURE 15 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

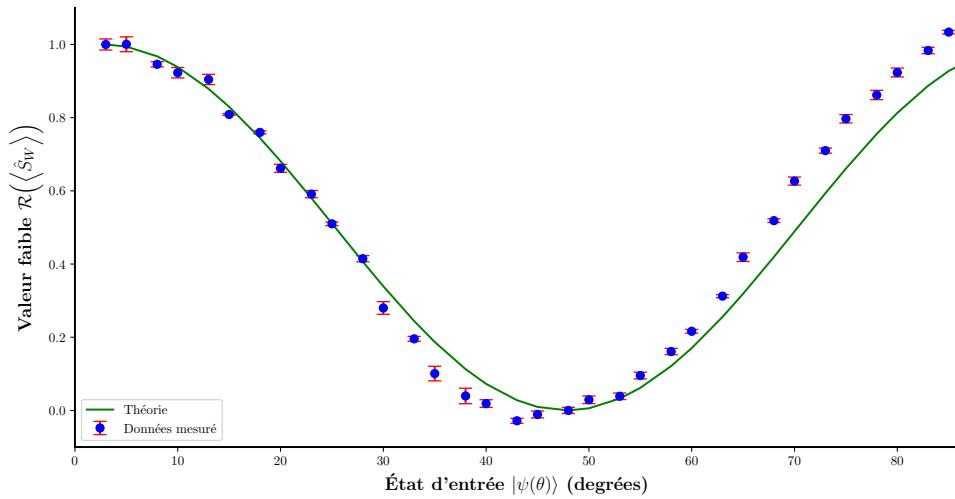


FIGURE 16 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

de phase ou d'ellipticité des états de polarisation se trouve dans la partie imaginaire de la valeur faible. Voici les résultats pour le chemin  $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle$ .

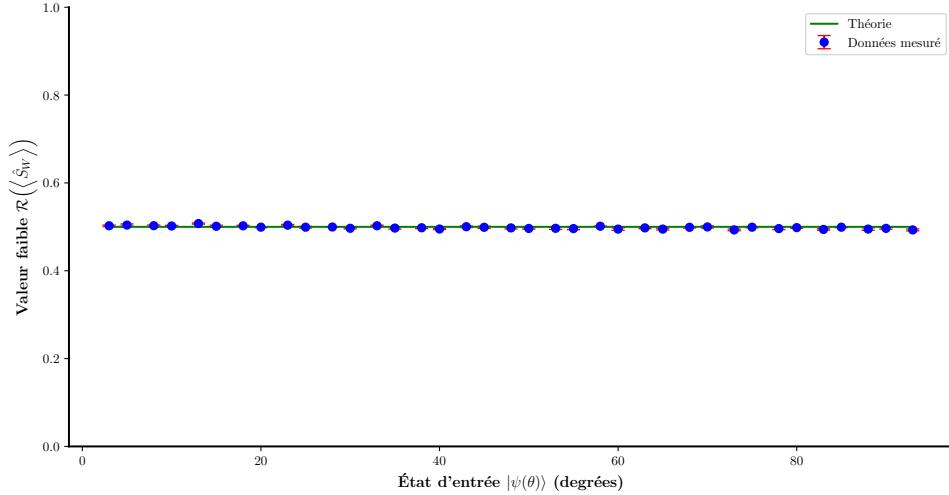


FIGURE 17 – Dispositif expérimental pour la partie réel de la valeur faible

Ceci est plus intéressant, car c'est une preuve directe que nous avons toujours la même partie réelle de la valeur faible. Par conséquent, toute l'information nécessaire au décodage entre les polarisations se trouve dans la variable complexe du décalage temporel, c'est-à-dire le décalage de fréquence obtenu en mesurant la valeur minimale. De plus, à partir de ces données pour chaque trajet, nous pouvons calculer directement les amplitudes de probabilité de l'état quantique à partir de ces mesures de retard comme nous avons mentionné dans la section 2.3.

#### 4.1.2 Discussion sur les résultats expérimentaux de la partie réelle

Certains voudront vérifier théoriquement nos résultats expérimentaux sur les états de polarisation faiblement mesurés de chaque chemin de manière classique par les moyens suivants. Pour le chemin  $|H\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |A\rangle$ , nous n'avons qu'une seule demi-plaque d'onde appliquée sur un état de polarisation  $\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  entrant. Une lame demi-onde applique l'opération suivant :

$$HWP(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (70)$$

Appliquant cela sur l'état d'entrée pour l'étape de préparation de l'état avant de subir la mesure faible.

$$HWP(\theta) * \mathbf{H} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (71)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (72)$$

Cet-à-dire, l'état quantique  $|\psi\rangle$  devrait avoir les amplitudes de probabilité suivantes  $a = \cos(\theta)$  et  $b = \sin(\theta)$ . Ceci nous donne une vérification classique pour cet effet quantique et ce n'est pas un résultat pertinent en comparaison que se qu'on obtient pour la partie réelle de la valeur faible car ils se correspondent bien. Nous pouvons performer la même opérations pour les deux autres trajets. Soit  $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |L\rangle$  et  $|D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |L\rangle$ , qu'il possède une lame demi-onde et une lame quart d'onde fixé à 0 ou 45 dégrées relativement à l'état  $\mathbf{H}$  d'entré. Une lame quart d'onde à 0 ou 45 dégrée fait l'opération suivant :

$$QWP(0^\circ) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad (73)$$

$$QWP(45^\circ) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} \quad (74)$$

Donc pour le trajet  $|H\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |V\rangle \rightarrow |L\rangle$  on recoit :

$$QWP(0) * HWP(\theta) * \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (75)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ i\sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (76)$$

Cela signifie que les amplitudes de probabilité sont  $a = \cos(\theta)$  et  $b = i\sin(\theta)$ . En comparaison de ce qu'on obtient pour la partie réelle de la valeur faible,

nous obtenons la même résultat que le trajet procédant. Ce dernier est grâce à la symétrie de la sphère Poincaré dont quand on parcours un trajet entre des états symétriquement orthogonal ou circulaire vont toujours avoir la même partie réel  $\mathcal{R}(\langle R|H \rangle) = \mathcal{R}(\langle D|H \rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}$  et quand on transition à ces états, nous avons toujours la même superposition entre les états de bases. L'information qui contient la différence les deux trajets est trouvé dans partie imaginaire qui suppose qu'il existe un shift fréquentiel causé par l'effet d'un interaction faible entre les deux bases comme nous avons calculer dans le chapitre 2. Ensuite pour le trajet  $|D\rangle \rightarrow |R\rangle \rightarrow |A\rangle \rightarrow |L\rangle$  on reçoit :

$$QWP(45) * HWP(\theta) * \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (77)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos(\theta) + i\sin(\theta) \\ i\cos(\theta) + \sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (78)$$

Parallèllement au trajet précédent, ce sera toujours une superposition entre les états de bases grâce à la symétrie de la sphère Poincaré. Ainsi que les amplitudes de probabilité ne sont pas complètement pareil. La raison car ceci devient un système quantique en comparaison d'un système classique c'est causé par l'interaction faible grâce à un pointeur qui réduit l'état minimalement et crée une valeur moyenne faible proportionnelle à la fonction d'onde qui décrit l'information sur l'état de polarisation du système. Cependant une vérification classique n'est pas complètement inutile car ça nous permet de vérifier si notre expérience suit la même relation symétrique que l'optique classique. Cet-à-dire, que la mesure faible en comparaison des mesures classiques ou bien l'interferométrie standard, ajoute des détails sur les phases intermédiaires entre les transitions des états quantiques. Ainsi, ce calcul nous permet de vérifier l'état d'entrée pour chaque état préparé selon les trajets.

## 4.2 La partie imaginaire

## 4.3 EXTRA

## **5 CONCLUSION**

### **5.1 Conclusion sur la thèse**

### **5.2 Applications et projet de future**

## Références

- [1] Richard P. FEYNMAN. “Simulating physics with computers”. In : *International Journal of Theoretical Physics* 21.6 (1982), p. 467-488. DOI : 10.1007/BF02650179. URL : <https://doi.org/10.1007/BF02650179>.
- [2] David P. DiVINCENZO. “The Physical Implementation of Quantum Computation”. In : *Fortschritte der Physik* 48.9–11 (sept. 2000), 771–783. ISSN : 1521-3978. DOI : 10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::aid-prop771>3.0.co;2-e. URL : [http://dx.doi.org/10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E](http://dx.doi.org/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E).
- [3] Andrew N. JORDAN et Irfan A. SIDDIQI. *Quantum Measurement: Theory and Practice*. Sous la dir. de 1. Cambridge University Press, 2024.
- [4] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY et N. ROSEN. “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?” In : *Phys. Rev.* 47 (10 1935), p. 777-780. DOI : 10.1103/PhysRev.47.777. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>.
- [5] JOHN S. BELL. “On the Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics”. In : *Rev. Mod. Phys.* 38 (3 1966), p. 447-452. DOI : 10.1103/RevModPhys.38.447. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.38.447>.
- [6] John BELL. “Against ‘measurement’”. In : *Physics World* 3.8 (1990), p. 33. DOI : 10.1088/2058-7058/3/8/26. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/2058-7058/3/8/26>.
- [7] Maximilian SCHLOSSHAUER. “Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics”. In : *Rev. Mod. Phys.* 76 (4 2005), p. 1267-1305. DOI : 10.1103/RevModPhys.76.1267. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.1267>.
- [8] A. J. LEGGETT. “The Quantum Measurement Problem”. In : *Science* 307.5711 (2005), p. 871-872. DOI : 10.1126/science.1109541. eprint : <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1109541>. URL : <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1109541>.
- [9] Eugene Paul WIGNER. “The Problem of Measurement”. In : *American Journal of Physics* 31 (1963), p. 6-15. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:123135868>.

- [10] P.J.E. (Phillip James Edwin) PEEBLES. *Quantum Mechanics*. Princeton University Press, 1992.
- [11] Nicolas BRUNNER et al. “Optical Telecom Networks as Weak Quantum Measurements with Postselection”. In : *Phys. Rev. Lett.* 91 (18 2003), p. 180402. DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.180402. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.180402>.
- [12] J.B. ALTEPETER, E.R. JEFFREY et P.G. KWIAT. “Photonic State Tomography”. In : sous la dir. de P.R. BERMAN et C.C. LIN. T. 52. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics. Academic Press, 2005, p. 105-159. DOI : [https://doi.org/10.1016/S1049-250X\(05\)52003-2](https://doi.org/10.1016/S1049-250X(05)52003-2). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1049250X05520032>.
- [13] Yakir AHARONOV, David Z. ALBERT et Lev VAIDMAN. “How the result of a measurement of a component of the spin of a spin-1/2 particle can turn out to be 100”. In : *Phys. Rev. Lett.* 60 (14 1988), p. 1351-1354. DOI : 10.1103/PhysRevLett.60.1351. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.1351>.
- [14] John von NEUMANN et Robert T. BEYER. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics: New Edition*. Princeton University Press, fév. 2018. ISBN : 9780691178561. DOI : 10.23943/princeton/9780691178561.001.0001. URL : <https://doi.org/10.23943/princeton/9780691178561.001.0001>.
- [15] J.S. LUNDEEN et K.J. RESCH. “Practical measurement of joint weak values and their connection to the annihilation operator”. In : *Physics Letters A* 334.5 (2005), p. 337-344. ISSN : 0375-9601. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.11.037>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960104016342>.
- [16] Jeff S. LUNDEEN et al. “Direct measurement of the quantum wavefunction”. In : *Nature* 474.7350 (2011), p. 188-191. DOI : 10.1038/nature10120. URL : <https://doi.org/10.1038/nature10120>.
- [17] Yuval GEFEN. “Weak Measurement: A Peephole into the Quantum World”. In : *ICTP Colloquium Series*. Sous la dir. de Weizmann Institute of SCIENCE. 2017.
- [18] Jeff S. LUNDEEN et Charles BAMBER. “Procedure for Direct Measurement of General Quantum States Using Weak Measurement”. In : *Phys. Rev. Lett.*

- 108 (7 2012), p. 070402. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.070402. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.070402>.
- [19] Jeff LUNDEEN. “Generalized Measurement and Post-selection in Optical Quantum Information”. Thèse de doct. University of Toronto, 2006.
- [20] Yakir AHARONOV et al. “Revisiting Hardy’s paradox: counterfactual statements, real measurements, entanglement and weak values”. In : *Physics Letters A* 301.3–4 (août 2002), 130–138. ISSN : 0375-9601. DOI : 10.1016/S0375-9601(02)00986-6. URL : [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601\(02\)00986-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601(02)00986-6).
- [21] Lucien HARDY. “Quantum mechanics, local realistic theories, and Lorentz-invariant realistic theories”. In : *Phys. Rev. Lett.* 68 (20 1992), p. 2981-2984. DOI : 10.1103/PhysRevLett.68.2981. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.2981>.
- [22] G. T. FOSTER et al. “Quantum State Reduction and Conditional Time Evolution of Wave-Particle Correlations in Cavity QED”. In : *Phys. Rev. Lett.* 85 (15 2000), p. 3149-3152. DOI : 10.1103/PhysRevLett.85.3149. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.3149>.
- [23] Nicolas BRUNNER et al. “Direct Measurement of Superluminal Group Velocity and Signal Velocity in an Optical Fiber”. In : *Physical Review Letters* 93.20 (2004). ISSN : 1079-7114. DOI : 10.1103/physrevlett.93.203902. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.203902>.
- [24] Jérémie HARRIS, Robert W. BOYD et Jeff S. LUNDEEN. “Weak Value Amplification Can Outperform Conventional Measurement in the Presence of Detector Saturation”. In : *Phys. Rev. Lett.* 118 (7 2017), p. 070802. DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.070802. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.070802>.
- [25] Omar S MAGAÑA-LOAIZA et al. “Weak-value measurements can outperform conventional measurements”. In : *Physica Scripta* 92.2 (2016), p. 023001. DOI : 10.1088/1402-4896/92/2/023001. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1402-4896/92/2/023001>.
- [26] Nicolas BRUNNER et Christoph SIMON. “Measuring Small Longitudinal Phase Shifts: Weak Measurements or Standard Interferometry?” In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (1 2010), p. 010405. DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.010405. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.010405>.

- [27] A. HARIRI et al. “Experimental simultaneous readout of the real and imaginary parts of the weak value”. In : *Phys. Rev. A* 100 (3 2019), p. 032119. DOI : 10.1103/PhysRevA.100.032119. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.100.032119>.
- [28] G. S. THEKKADATH et al. “Direct Measurement of the Density Matrix of a Quantum System”. In : *Phys. Rev. Lett.* 117 (12 2016), p. 120401. DOI : 10.1103/PhysRevLett.117.120401. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.120401>.
- [29] Guillaume THEKKADATH. “Joint measurements of complementary properties of quantum systems”. Mém. de mast. University of Ottawa, 2017.
- [30] Luis José SALAZAR-SERRANO et al. “Measurement of sub-pulse-width temporal delays via spectral interference induced by weak value amplification”. In : *Phys. Rev. A* 89 (1 2014), p. 012126. DOI : 10.1103/PhysRevA.89.012126. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.89.012126>.
- [31] Aephraim M. STEINBERG. “How Much Time Does a Tunneling Particle Spend in the Barrier Region?” In : *Phys. Rev. Lett.* 74 (13 1995), p. 2405-2409. DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.2405. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2405>.
- [32] David J. GRIFFITHS et Darrell F. SCHROETER. *Introduction to Quantum Mechanics*. 3<sup>e</sup> éd. Cambridge University Press, 2018.
- [33] TEKTRONIX. *TDS5000 Series Digital Phosphor Oscilloscope User Manual*. Document Number: 071-0858-05. Tektronix, Inc. Beaverton, OR, USA, 2002. URL : <https://www.tek.com/document/manual/tds5000-series-digital-phosphor-oscilloscope-user-manual>.
- [34] E. HECHT. *Optics*. Pearson, 2012. ISBN : 9788131718070. URL : <https://books.google.ca/books?id=wcMWpBMMzIkC>.
- [35] AMERICAN RADIO RELAY LEAGUE (ARRL). *The ARRL Handbook for Radio Communications*. 96th. Newington, CT : ARRL, 2019. ISBN : 978-1-62595-087-1.
- [36] THORLABS. *2249-C-12 Specification Sheet*. Rev A, August 6, 2021. 2021. URL : <https://www.thorlabs.com>.

## **ANNEXE A**

- .1 Mesure d'une fréquence créée par l'effet Doppler à l'aide de la visibilité et l'oscilloscope**
- .2 Résultats de l'effet Doppler**

## **ANNEXE B**