



UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS
PROJET TUTEURÉ DE LICENCE DE PHYSIQUE

ANNÉE 2015

Génération, caractérisation et manipulation d'un état intriqué en polarisation

Auteur:
Christian GARREL

Encadrant:
Bruno FEDRICI, Doctorant

Projet réalisé au *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée*



Sommaire

Introduction	1
1 Intrication en polarisation à deux photons	2
1.1 Description mathématique	2
1.2 Génération d'un état intriqué en polarisation	3
1.2.1 Conversion paramétrique spontanée et accord de phase de type-I	3
1.2.2 Dispositif expérimental	4
2 Analyse d'un état intriqué	5
2.1 Opérateur densité et tomographie quantique	5
2.2 Dispositif expérimental et résultats	7
3 Inégalités de Bell	9
3.1 Théorie	9
3.2 Résultats	9
Conclusion	10

Introduction

Bien que sujette à débats sur son interprétation et presque impossible à expliquer autrement que dans le langage mathématique, la mécanique quantique n'a jusqu'à présent jamais été mise en défaut. Mieux, elle a permis par sa puissance prédictive de prévoir des phénomènes dont les applications n'ont cessé de bouleverser d'innombrables secteurs de la technologie. L'intrication, que nous allons étudier dans ce rapport, a par exemple ouvert la voie à la cryptographie quantique.

Notre expérience porte sur manipulation de paires de photons intriqués en polarisation, choix qui c'est voulu avant tout pratique puisque la polarisation est une observable facilement manipulable expérimentalement. On c'est intéressé durant ce projet à comprendre le processus de génération de paires de photons intriqués en polarisation ainsi que le procédé de tomographie quantique permettant de reconstruire l'opérateur densité associée à notre source, avant de mettre en pratique les connaissances acquises à l'aide d'un dispositif expérimental. La dernière partie du projet a consisté à reproduire un test de violation de l'inégalité de Bell afin de révéler le caractère non-classique des corrélations présentes au sein d'un état intriqué.

La première partie de ce rapport décrit le formalisme des états intriqués et présente comment générer expérimentalement un état intriqué en polarisation. La seconde partie revient sur l'opérateur densité et le procédé de tomographie quantique avant de présenter les résultats obtenus expérimentalement en vue de calculer la fidélité de l'état produit. Enfin, la dernière partie traite du théorème de Bell et de la violation de l'inégalité qui lui est associée.

Chapitre 1

Intrication en polarisation à deux photons

Ce chapitre introductif a pour objectif de présenter au lecteur la notion d'intrication en physique quantique, ainsi qu'un procédé expérimental permettant de générer des paires de photons intriqués en polarisation. Les concepts présentés au sein de ce chapitre serviront de bases en vue de la compréhension du reste du manuscrit.

1.1 Description mathématique

Classiquement, toute communication se fait au moyen de bits qui ne peuvent prendre que deux valeurs discrètes, 0 ou 1. La physique quantique quant à elle autorise un système à se trouver dans n'importe quel état superposition de 0 et de 1, on parle alors de qubit, pour quantum bit. Un qubit est alors décrit de la façon suivante:

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta e^{i\phi} |1\rangle \tag{1.1}$$

où α et β sont des amplitudes de probabilité complexes et ϕ une phase relative.

Une manière usuelle de décrire un qubit en information quantique est d'avoir recours à l'observable polarisation. En effet, une base de l'espace de Hilbert associée à la polarisation d'un photon est donnée par deux axes du référentiel d'étude, perpendiculaires à la direction de propagation : $|H\rangle$ et $|V\rangle$, respectivement pour "horizontal" et "vertical". Un qubit en polarisation s'écrit alors dans sa forme la plus générale possible comme:

$$|\psi\rangle = \alpha |H\rangle + \beta e^{i\phi} |V\rangle \tag{1.2}$$

Quand un système quantique se compose de plus d'un photon, l'espace de Hilbert associé ε a alors une structure de produit tensoriel, $\varepsilon = \varepsilon_a \otimes \varepsilon_b \otimes \dots$, chacun des ε_i étant associé à la description de l'état d'un photon. Cette structure est à la base de propriétés spécifiques de la mécanique quantique, car elle permet de réaliser des situations où les différents photons sont corrélés.

Considérons un système quantique à deux photons 1 et 2, dont l'état est décrit par un vecteur de l'espace $\varepsilon = \varepsilon_1 \otimes \varepsilon_2$. Certains vecteurs d'état de cet espace pourront s'écrire sous une forme factorisable, comme par exemple l'état suivant:

$$|\psi\rangle = |1 : H\rangle \otimes |2 : V\rangle \tag{1.3}$$

Pour un système préparé dans un état de ce type, chacun des sous-systèmes est dans un état bien défini, $|H\rangle$ pour 1 et $|V\rangle$ pour 2.

Mais certains états de ε ne sont en général pas factorisables, et ils s'écrivent comme somme d'états factorisés, on parle alors d'état intriqués. Un exemple d'une telle superposition est donné par l'état de Bell $|\phi+\rangle$:

$$|\phi+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1 : \text{H}\rangle \otimes |2 : \text{H}\rangle + |1 : \text{V}\rangle \otimes |2 : \text{V}\rangle)^1 \quad (1.4)$$

De tels états présentent de très fortes corrélations puisque le résultat d'une mesure effectuée sur l'un des deux photons permet immédiatement de connaître l'état dans lequel se trouve le deuxième. Pour reprendre l'exemple de l'état $|\phi+\rangle$, si l'on mesure le premier photon dans l'état $|\text{H}\rangle$ on sait alors immédiatement que le second se trouve également dans cet état, et inversement.

1.2 Génération d'un état intriqué en polarisation

Maintenant que le formalisme mathématique a été introduit, nous allons désormais nous intéresser à la génération expérimentale d'un état intriqué en polarisation de type $|\phi+\rangle$.

1.2.1 Conversion paramétrique spontanée et accord de phase de type-I

La conversion paramétrique spontanée est un processus non-linéaire d'ordre 2 au cours duquel un photon issu d'un laser de pompe traversant un cristal non-linéaire s'annihile pour ensuite donner naissance à une paire de photons. Ce processus respecte les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\begin{aligned} \omega_p &= \omega_1 + \omega_2 \\ \vec{k}_p &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Bien que fondamentales au processus de conversion, ces deux équations sont toutefois incompatibles du fait de la dépendance de l'indice optique à la longueur d'onde considérée.

Une solution à ce problème est d'avoir recourt à des cristaux biréfringents, de tels cristaux présentent en effet un axe rapide et un axe lent qui permettent sous certaines conditions d'incidence de venir compenser le désaccord de phase précédemment mentionné.

Une fois les deux relations satisfaites, l'état généré par un tel processus admet alors la description mathématique suivante:

$$|\psi\rangle = \int d\omega g(\omega) |\omega_p/2 + \omega\rangle \otimes |\omega_p/2 - \omega\rangle \quad (1.6)$$

Cette expression exprimant simplement le fait que les photons soient spectralement corrélés. Il s'agit d'un état intriqué, puisque non factorisable, mais il ne s'agit toutefois pas d'un état intriqué en polarisation.

Pour, en plus, avoir de l'intrication en polarisation, on doit alors réaliser l'accord de phase de type-I ou de type-II. Nous ne détaillerons dans ce manuscrit que le premier procédé puisque c'est à ce dernier que nous avons eu recours au cours de nos expériences, le lecteur intéressé pourra toutefois trouver une présentation de l'accord de phase de type-II au sein de la référence [3].

Dans l'accord de phase de type-I, les paires de photon intriqués sont obtenues en accolant deux cristaux non-linéaires en cascade de sorte que l'axe optique du premier soit dans le plan vertical et celui du second dans le plan horizontal (figure 2.1). Un laser de pompe polarisé verticalement (horizontalement) ne sera converti que dans le premier (second) cristal en donnant naissance à une paire de photon polarisée horizontalement (verticalement). Si le faisceau laser est alors polarisé linéairement à 45° (photons dans l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{H}\rangle + |\text{V}\rangle)$), le processus de conversion paramétrique aura lieu autant dans un cristal que dans l'autre.[1] Si, de plus, les cristaux sont suffisamment minces pour qu'il ne soit pas possible de déterminer, en détectant une paire de photons, le cristal d'origine (ie si la longueur de cohérence du laser est suffisamment grande devant l'épaisseur des deux cristaux accolés), alors l'état de sortie de la paire est intriqué et s'écrit:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{HH}\rangle + e^{i\psi} |\text{VV}\rangle).$$

¹Nous écrirons désormais cet état : $|\phi+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{HH}\rangle + |\text{VV}\rangle)$

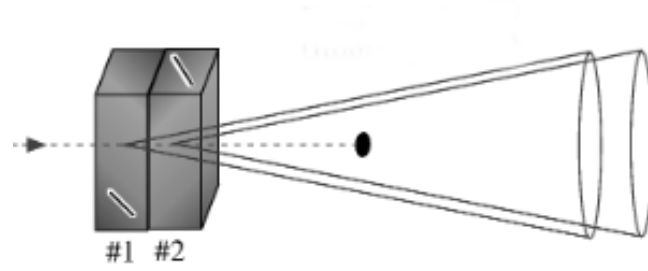


Figure 1.1: Processus de conversion paramétrique spontanée par accord de phase de type-I. Les deux cônes correspondent aux directions possible d'émission pour chacun des deux cristaux. Les photons d'une même paire seront émis en des points diamétralement opposée en accord avec la relation d'accord de phase.

1.2.2 Dispositif expérimental

L'entreprise *quTools* a commercialisé une source permettant de générer des paires de photons intriqués en polarisation.

Le dispositif, qui correspond au procédé de génération détaillé précédemment, est constitué de:

- Un laser de type continu à 402 nm.
- Une lame demi-onde (HWP) qui permet de venir ajuster le poids des composantes horizontale et verticale de la polarisation de la pompe.
- Un cristal biréfringent qui permet de modifier la différence de phase entre les composantes horizontale et verticale de la polarisation.
- Deux cristaux de BBO positionnés en cascade.
- Un filtre qui absorbe la lumière de pompe et transmet les paires de photons à 804 nm.

Tout d'abord il faut orienter la lame demi-onde à $22,5^\circ$ pour que l'état des photons de pompe soit $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathbf{H}\rangle + |\mathbf{V}\rangle)$. Le cristal biréfringent qui lui succède introduit un déphasage entre les composantes horizontale et verticale, l'état devient $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathbf{H}\rangle + e^{i\psi} |\mathbf{V}\rangle)$. Puis, après avoir traversé les deux cristaux, l'état devient

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathbf{HH}\rangle + e^{i\psi+\phi} |\mathbf{VV}\rangle).$$

On cherchera donc à faire varier ϕ en jouant sur le cristal biréfringent de manière à ce que ϕ compense parfaitement ψ .

La seconde partie du dispositif permet de collecter et de détecter les photons, elle est constituée de deux voies semblables qui contiennent chacune:

- Un miroir qui réfléchit le photon.
- Une fibre de collecte. (Entre le miroir et la fibre nous avons la possibilité de placer différents instruments qui nous seront utiles lorsque nous ferons la tomographie de l'état).

Les fibres sont ensuite connectées au système de détection constitué de deux APD (avalanche photodiodes) et d'un module permettant d'avoir accès au taux de coïncidences.

Après un long travail d'alignement, nous avons désormais généré l'état que nous souhaitons. Nous allons maintenant pouvoir l'analyser.

Chapitre 2

Analyse d'un état intriqué

Un pré-requis à toute expérience d'optique quantique consiste à s'assurer de la fidélité de l'état généré vis à vis de l'état théorique souhaité, dans notre cas l'état $|\phi+\rangle$. Pour cela, il est d'usage de reconstruire l'opérateur densité du système étudié en procédant à la tomographie quantique de ce dernier. C'est à ce procédé que se consacre ce chapitre.

2.1 Opérateur densité et tomographie quantique

La description mathématique d'un système quantique en terme d'un vecteur d'état suppose le principe que l'on peut préparer un système donné dans un état décrit par un vecteur $|\psi\rangle$ de l'espace de Hilbert. Connaissant $|\psi\rangle$ nous pouvons alors calculer les probabilités associées à chaque résultat d'une mesure donnée. De tels états sont appelé "états purs".

Cependant, il existe de nombreuses situations physiques pour lesquelles on ne peut pas disposer d'une connaissance complète de l'état du système.

Lorsqu'une source peut générer différents types d'états, on parle alors de "mixture statistique".

Pour décrire de telles situations, la description en terme de vecteur d'état n'est plus suffisante, et il faut alors élargir le formalisme en introduisant ce que l'on nomme l'opérateur densité du système.

Pour un état pur, l'opérateur densité est simplement défini de la manière suivante:

$$\rho = |\psi\rangle \langle\psi| \tag{2.1}$$

En généralisant à un système quantique quelconque, nous avons:

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle\psi_i| \tag{2.2}$$

Avec p_i la probabilité d'émission de l'état $|\psi_i\rangle$.

Prenons l'exemple d'un état pur quelconque à un degré de liberté $|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle$:

$$\begin{aligned} \rho &= |\psi\rangle \langle\psi| \\ &= |\alpha|^2 |0\rangle \langle 0| + \alpha \beta^* |0\rangle \langle 1| + \alpha^* \beta |1\rangle \langle 0| + |\beta|^2 |1\rangle \langle 1| \end{aligned} \tag{2.3}$$

En introduisant σ_0 la matrice identité et les matrices de Pauli σ_i , l'opérateur densité peut alors se récrire comme:

$$\rho = (|\alpha|^2 + |\beta|^2)/2 \sigma_0 + (\alpha^* \beta + \alpha \beta^*)/2 \sigma_x + i(\alpha^* \beta - \alpha \beta^*)/2 \sigma_y + (|\alpha|^2 - |\beta|^2)/2 \sigma_z \tag{2.4}$$

En posant, $S_0=|\alpha|^2+|\beta|^2$, $S_1=\alpha^* \beta+\alpha \beta^*$, $S_2=i(\alpha^* \beta-\alpha \beta^*)$, $S_3=|\alpha|^2-|\beta|^2$, couramment appelés paramètres de Stokes du système, on arrive finalement à:

$$\rho = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 S_i \sigma_i \quad (2.5)$$

L'étape suivante en vue d'établir la tomographie du système consiste à relier les S_i aux différentes probabilités de mesurer le système dans un état de polarisation donné. Il est facile de montrer que les paramètres de Stokes se décomposent comme:

$$\begin{aligned} S_0 &= |\alpha|^2+|\beta|^2 = P_{|0\rangle}+P_{|1\rangle}=1 \\ S_1 &= P_{\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle+|1\rangle)}-P_{\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle-|1\rangle)} \\ S_2 &= P_{\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle+i|1\rangle)}-P_{\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle-i|1\rangle)} \\ S_3 &= P_{|0\rangle}-P_{|1\rangle} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Les relations obtenues peuvent être quelque peu simplifiées en appliquant aux relations (3.6) le fait que $P_{|\psi\rangle}+P_{|\psi^\perp\rangle} = 1$, on obtient alors:

$$\begin{aligned} S_0 &= P_{|R\rangle}+P_{|L\rangle}=1 \\ S_1 &= 2P_{|H\rangle}-1 \\ S_2 &= 2P_{|D\rangle}-1 \\ S_3 &= 2P_{|R\rangle}-1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

En conclusion, seulement quatre mesures seront donc nécessaires pour reconstruire l'opérateur densité.

En généralisant l'expression (3.5) à un système bipartite, l'opérateur densité s'écrit alors:

$$\rho = \frac{1}{4} \sum_{i,j=0}^3 S_{i,j} \sigma_i \otimes \sigma_j \quad (2.8)$$

Seize mesures seront alors nécessaires pour reconstruire l'opérateur densité.

Pour l'état (2.3), nous nous attendons à un opérateur densité de la forme présentée sur la figure 3.1:

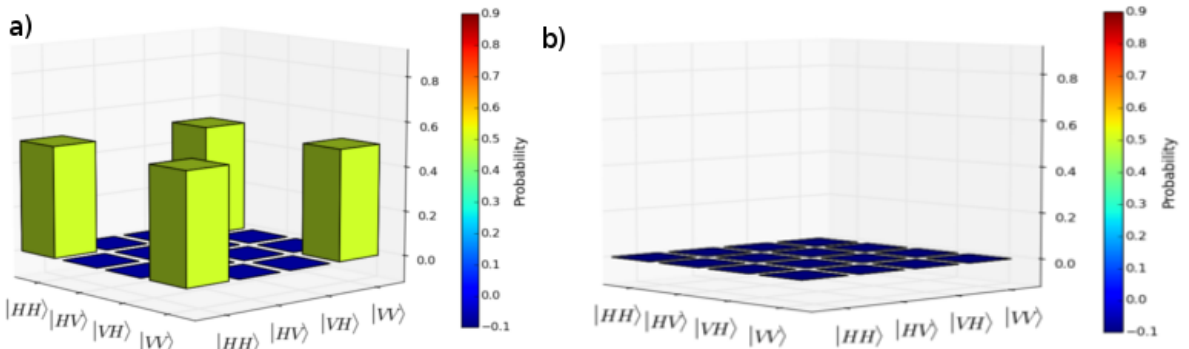


Figure 2.1: partie réelle a) et imaginaire b) de l'opérateur densité pour l'état $|\phi+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{HH}\rangle + |\text{VV}\rangle)$

2.2 Dispositif expérimental et résultats

Afin d'avoir accès aux différentes probabilités qui permettront de reconstruire les paramètres de Stokes et donc l'opérateur densité, nous avons utilisé la combinaison d'une lame demi-onde et d'une lame quart d'onde avec un polariseur afin de projeter l'état des photons sur n'importe quelle direction de polarisation. La lame demi-onde permet de se déplacer entre les polarisations horizontale et verticale alors que la quart d'onde permet d'atteindre les polarisations circulaires gauche et droite en introduisant une composante complexe [2].

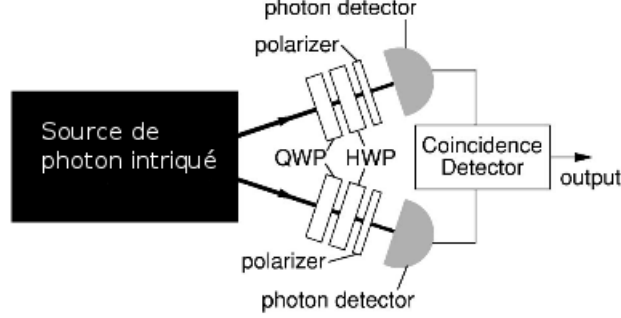


Figure 2.2: Schéma de notre montage expérimental.

Il est d'usage d'avoir recours au formalisme de Jones afin de décrire l'action d'un élément optique sur un faisceau lumineux. Dans ce formalisme, les états de polarisation $|H\rangle$ et $|V\rangle$ sont décrits vectoriellement comme:

$$|H\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, |V\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

alors que les lames demi-onde et quart d'onde sont décrites par les opérateurs:

$$U_{QWP}(q) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i - \cos(2q) & \sin(2q) \\ \sin(2q) & i + \cos(2q) \end{pmatrix}, U_{HWP}(h) = \begin{pmatrix} \cos(2h) & -\sin(2h) \\ -\sin(2h) & -\cos(2h) \end{pmatrix}.$$

Avec h et q les orientations des axes optiques des deux lames vis à vis d'un axe de référence particulier.

L'action successive d'une lame demi-onde et d'une lame quart d'onde sur un photon présentant une polarisation verticale se traduira mathématiquement par la relation:

$$\begin{aligned} |\psi_{proj}(h,q)\rangle &= U_{QWP}(q).U_{HWP}(h) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= a(h,q)|H\rangle + b(h,q)|V\rangle \end{aligned}$$

Avec:

$$a(h,q) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sin(2h) - i\sin[2(h-q)]), b(h,q) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos(2h) + i\cos[2(h-q)])$$

Dans le cas des deux faisceaux de notre expérience, l'état de projection est donc donné par:

$$|\psi_{proj}(h_1,q_1,h_2,q_2)\rangle = |\psi_{proj}(h_1,q_1)\rangle \otimes |\psi_{proj}(h_2,q_2)\rangle$$

(2.9)

(2.10)

(2.11)

Mesure	Mode 1	Mode 2	h_1	q_1	h_2	q_2	Compte
1	H⟩	H⟩	45°	0	45°	0	4000
2	H⟩	V⟩	45°	0	0	0	200
3	H⟩	D⟩	45°	0	22,5°	45°	2130
4	H⟩	R⟩	45°	0	22,5°	0	2000
5	V⟩	H⟩	0	0	45°	0	210
6	V⟩	V⟩	0	0	0	0	4100
7	V⟩	D⟩	0	0	22,5°	45°	1950
8	V⟩	R⟩	0	0	22,5°	0	2280
9	D⟩	H⟩	22,5°	45°	45°	0	2260
10	D⟩	V⟩	22,5°	45°	0	0	1970
11	D⟩	D⟩	22,5°	45°	22,5°	45°	3930
12	D⟩	R⟩	22,5°	45°	22,5°	0	2140
13	R⟩	H⟩	22,5°	0	45°	0	2020
14	R⟩	V⟩	22,5°	0	0	0	2080
15	R⟩	D⟩	22,5°	0	22,5°	45°	2480
16	R⟩	R⟩	22,5°	0	22,5°	0	300

Figure 2.3: Nombre de coïncidences obtenues sur une période de 5 secondes pour chacune des 16 mesures nécessaires à la reconstruction de l'opérateur densité du système.

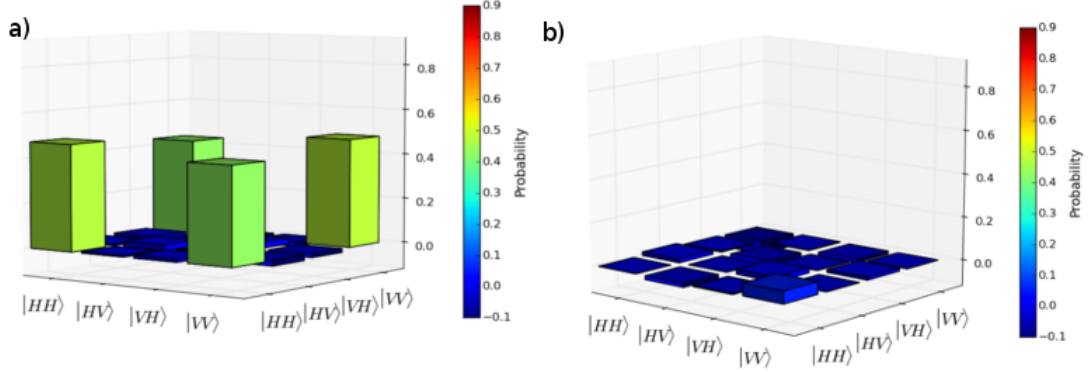


Figure 2.4: Partie réelle a), et imaginaire b) de l'opérateur densité du système.

Nos seize mesures seront donc prises en faisant varier h_1, q_1, h_2 et q_2 , voir figure 3.3.

En accord avec ces choix d'angles, la reconstruction de notre opérateur densité est donné en figure 3.4.

Afin de calculer la fidélité associée à notre source, nous utilisons la relation suivante [4]:

$$F(\rho_{th}, \rho_{exp}) = (\text{Tr}(\sqrt{\sqrt{\rho_{th}}\rho_{exp}\sqrt{\rho_{th}}}))^2 \quad (2.12)$$

Avec nos mesures, nous trouvons une fidélité de 0,95. Les 0,05 d'écart entre l'opérateur théorique et notre opérateur expérimental sont dus à des petites erreurs d'alignement des différents instruments optiques, ainsi qu'à, probablement, la cohérence de notre laser. Ces résultats nous confirment donc que nous avons bien généré l'état $|\phi_+\rangle$, que nous allons maintenant pouvoir manipuler afin de conduire un test de Bell, ce qui fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Inégalités de Bell

Après avoir généré et analysé l'état intriqué $|\phi_+\rangle$, nous allons dans cette partie discuter du caractère non classique des corrélations existantes au sein d'un tel état. Pour cela, nous allons brièvement introduire le théorème de Bell, et démontrer via nos résultats une violation non ambiguë de l'inégalité qui lui est associée.

3.1 Théorie

En 1964, John Bell introduit un paramètre S qui permet de démontrer le caractère non classique de l'intrication. En plaçant des polariseurs sur le chemin des paires de photon on a l'expression de S:

$$S(\alpha, \beta, \alpha', \beta') = E(\alpha, \beta) + E(\alpha', \beta) - E(\alpha, \beta') + E(\alpha', \beta') \tag{3.1}$$

$$E(\alpha, \beta) = \frac{C(\alpha, \beta) - C(\alpha, \beta_\perp) - C(\alpha_\perp, \beta) + C(\alpha_\perp, \beta_\perp)}{C(\alpha, \beta) + C(\alpha, \beta_\perp) + C(\alpha_\perp, \beta) + C(\alpha_\perp, \beta_\perp)} \tag{3.2}$$

Avec $C(\alpha, \beta)$ le nombre de coïncidences détectées lorsque le premier (second) polariseur est orienté de α (β) degrés par rapport à l'axe horizontal, avec $\alpha_\perp = \alpha + 90^\circ$.

Bell démontre alors [5] qu'une interprétation classique du phénomène entraîne obligatoirement $S \leq 2$, alors que la mécanique quantique prévoit pour certains angles

$$(\alpha, \beta, \alpha', \beta') = (0^\circ, 45^\circ, 22.5^\circ, 67.5^\circ)$$

une valeur théorique de $2\sqrt{2}$

3.2 Résultats

Le tableau suivant regroupe le nombre de coïncidences sur 5 secondes pour les différents angles.

Angles	Coïncidences	Angles	Coïncidences	Angles	Coïncidences	Angles	Coïncidences
(α, β)	2400	(α', β)	2520	(α, β')	480	(α', β')	2480
(α, β_\perp)	550	(α', β_\perp)	580	(α, β_\perp')	2480	(α', β_\perp')	470
$(\alpha_\perp, \beta_\perp)$	2640	$(\alpha_\perp', \beta_\perp)$	2660	$(\alpha_\perp, \beta_\perp')$	570	$(\alpha_\perp', \beta_\perp')$	2460
(α_\perp, β)	500	(α_\perp', β)	490	(α_\perp, β')	2560	(α_\perp', β')	600

Ces mesures conduisent à la valeur: $S = 2,61$

L'inégalité de Bell est donc violée. La valeur expérimentale est plus faible que la valeur maximale théorique de $2\sqrt{2} \approx 2.83$. Cette différence est due à la qualité de l'état intriqué. Cette valeur est néanmoins une violation non ambiguë de l'inégalité de Bell, ce qui démontre le caractère non classique du phénomène d'intrication.

Conclusion

Ce projet avait pour objectif premier de générer un état intriqué en polarisation, ce que nous avons démontré au travers des chapitres 1 et 2. Une fois l'intrication établie, nous avons ensuite souhaité révéler le caractère non-classique des corrélations contenues dans l'état que nous venions de générer. La violation claire de l'inégalité de Bell que nous avons démontré permet de conclure sans ambiguïté que l'intrication est un phénomène d'origine purement quantique.

L'une des directions possibles à donner à la suite de ce projet serait d'étudier les différentes applications technologiques qu'offre une telle source, l'intrication étant au cœur de nombreux protocoles de communications quantiques.

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Bruno Fedrici qui a toujours été présent et attentif pendant tout le stage. Merci aussi à Olivier Alibart qui était là quand je sollicitais un conseil ou un coup de main. Mes remerciements vont ensuite à Djeylan pour ses nombreux conseils, ainsi qu'à Florian et Virginia pour leurs contributions ponctuelles. Enfin je remercie Sarah et Elodie pour leur participation lors des longs moments d'alignement des instruments optiques.

Références

- [1] Philippe H. Eberhard Paul G. Kwiat Andrew G. White, Daniel F. V. James. Non-maximally entangled states : production, characterization and utilization. *Physical Review*, 1999.
- [2] William J. Munro Andrew G. White Daniel F. V. James, Paul G. Kwiat. Measurement of qubits. *Physical Review A*, 2001.
- [3] Union des professeurs de physique chimie. *Sources de photons intriqués en polarisation : tp de physique quantique*.
- [4] Paul G. Kwiat J. B. Altepeter, E. R. Jeffrey. Photonic state tomography.
- [5] Jean Dalibard Jean-Louis Basdevant. *Mécanique quantique*. ellipses, 2013.