

Photons intriqués

Victor, Olivier, Mathieu

Table des matières

1	Introduction	1
2	Éléments théoriques	2
2.1	Intrication quantique par conversion paramétrique dégénérée	2
2.2	Polariseurs et détecteurs : révéler l'intrication	4
2.3	Génération de l'état intriqué expérimentalement	5
2.4	Probabilités de coïncidence et inégalités de Bell	6
2.5	Jeu de Bell	8
3	Montage expérimental	13
4	Résultats expérimentaux et analyse	15
4.1	Test direct de l'inégalité de Bell	15
4.2	Modélisation expérimentale de la réponse	16
4.3	Cartographie complète des corrélations et maximisation de S	17
4.4	Maximisation du paramètre S	20
5	Conclusion	21

1 Introduction

La mécanique quantique, même si elle fonctionne très bien pour décrire le comportement de la matière à très petite échelle, a rapidement soulevé des questions troublantes. En particulier, elle semble parfois contredire un principe fondamental appelé localité. Ce principe affirme qu'un objet ne peut être influencé que par ce qui se trouve à proximité. Autrement dit, deux objets très éloignés l'un de l'autre ne devraient pas pouvoir interagir instantanément, car le mot instantanément serait équivalent à dire qu'ils ont échangés de l'information plus vite que la lumière. Mais selon certaines prédictions de la mécanique quantique, deux particules qui ont interagi peuvent rester liées d'une manière étrange : mesurer l'une semble immédiatement influencer l'état de l'autre, peu importe la distance qui les sépare. Cela donnait l'impression que quelque chose d'instantané — donc non local — se produisait. C'est l'**intrication** quantique.

C'est ce genre de paradoxe qui a poussé Albert Einstein, Boris Podolsky et Nathan Rosen à publier en 1935 un article célèbre, aujourd'hui appelé l'argument **EPR**. Ils critiquaient la mécanique quantique en disant qu'elle devait être incomplète. Pour eux, il devait exister des "variables cachées", des éléments encore inconnus, qui expliqueraient ces effets sans violer la localité.

Ce débat est resté théorique pendant des années, jusqu'à ce que le physicien John Bell, en 1964, propose une façon de trancher la question. Il a formulé des inégalités mathématiques, appelées inégalités de Bell, qui permettent de tester si le monde obéit à une théorie locale avec variables cachées, ou si, au contraire, la mécanique quantique — avec ses effets étranges et non locaux — décrit vraiment la réalité. Ces idées ont lancé toute une série d'expériences, et ont marqué un tournant dans la compréhension des fondements de la physique.

Dans cette expérience, nous reproduisons une version simplifiée de l'expérience de Alain Aspect cherchant à répondre à la question et clore le débat EPR. Cette question est d'une importance primordiale et toujours en débat aujourd'hui. Dans le cas où la localité n'est pas respectée, on ouvre la porte à de nombreuses nouvelles applications, comme par exemple des télécommunications instantanées (une introduction à l'informatique quantique nous prouvera le contraire.), une cryptographie impénétrable, ou encore des algorithmes quantiques exploitant justement ces corrélations non locales pour effectuer des calculs beaucoup plus rapidement que les ordinateurs classiques

2 Éléments théoriques

2.1 Intrication quantique par conversion paramétrique dégénérée

La conversion paramétrique spontanée (SPDC, pour *Spontaneous Parametric Down-Conversion*) est un phénomène non linéaire au cours duquel un photon dit *pompe*, d'énergie élevée, interagit avec un cristal non linéaire — ici un cristal de BBO (β -BaB₂O₄) — et se scinde en deux photons de plus basse énergie : le signal et l'idler. Dans le cas dit dégénéré, ces deux photons partagent la même énergie (et donc la même longueur d'onde, selon $E = hc/\lambda$).

Ce qui nous intéresse ici, c'est la polarisation des photons issus de la SPDC. On peut la représenter comme un état quantique :

$$|\phi\rangle = |X^\circ\rangle$$

Par exemple, un photon polarisé à 45° sera noté $|45^\circ\rangle$. Lorsqu'on considère deux photons, on écrit l'état de polarisation de chacun :

$$|X^\circ\rangle_s \otimes |Y^\circ\rangle_i$$

où les indices s et i désignent respectivement le photon signal et le photon idler.

Dans notre expérience, nous souhaitons générer des photons dans des états de polarisation horizontale ($|H\rangle$, soit 0°) ou verticale ($|V\rangle$, soit 90°). À la sortie du cristal, les paires de photons produits seront donc dans l'un des états suivants :

$$|0^\circ\rangle_s |0^\circ\rangle_i \quad \text{ou} \quad |90^\circ\rangle_s |90^\circ\rangle_i$$

Rôle de la biréfringence et types de cristaux BBO

Le cristal de BBO est **biréfringent**, ce qui signifie qu'il possède deux indices de réfraction différents selon la direction de polarisation du champ électrique :

- **Ordinaire (o)** : champ perpendiculaire à l'axe optique du cristal.
- **Extraordinaire (e)** : champ situé dans un plan contenant l'axe optique.

Cette propriété permet au cristal de contrôler la polarisation des photons générés, selon l'orientation de son axe optique.

Il existe également deux types de configuration de SPDC selon les propriétés du cristal :

- **Type I** : les deux photons produits ont la même polarisation.
- **Type II** : les deux photons produits ont des polarisations orthogonales.

Dans ce montage, nous utilisons un cristal **de type I**.

Création d'un état intriqué

Considérons maintenant comment créer concrètement un état intriqué. Pour cela, on envoie sur une paire de cristaux BBO accolés un faisceau laser initialement polarisé à 45° . Une polarisation à 45° correspond à une superposition cohérente des états horizontaux et verticaux :

$$|\psi_{\text{pompe}}\rangle = |45^\circ\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$$

Ce faisceau traverse deux cristaux BBO collés :

- Le premier est orienté pour générer une paire $|H\rangle_s |H\rangle_i$
- Le second est orienté pour générer une paire $|V\rangle_s |V\rangle_i$

Comme l'état du photon incident est une superposition, il peut être converti dans l'un ou l'autre cristal (ou, en langage quantique, dans les deux à la fois). On ne peut donc pas savoir dans lequel des deux cristaux la conversion a eu lieu. Cela mène à une superposition cohérente des deux chemins :

$$|\psi_{\text{int}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_s |H\rangle_i + |V\rangle_s |V\rangle_i)$$

Cet état est dit **intriqué** : si l'on mesure un des photons et qu'il est horizontalement polarisé, alors l'autre le sera aussi ; de même pour une polarisation verticale. Mais on ne peut pas prédire quelle sera cette polarisation avant la mesure. Cette corrélation parfaite, sans connaissance préalable, constitue la signature fondamentale de l'intrication quantique.

Remarque : Une fois le photon pompe converti en deux photons de plus basse énergie (typiquement autour de 810 nm), ceux-ci ne peuvent plus être reconvertis. Le second cristal devient alors **transparent** pour eux, et les laisse passer sans interagir.

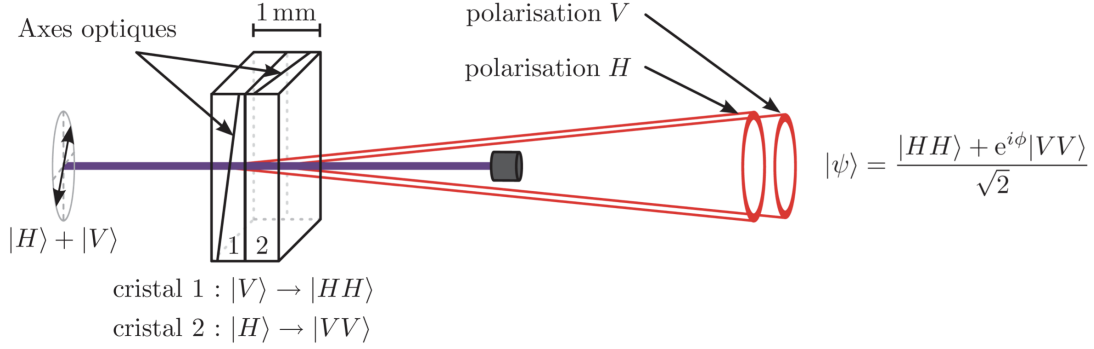


FIGURE 1 – Conversion d’un photon de 405 nm en une paire de photons intriqués à 810 nm, à l’aide de deux cristaux BBO.

2.2 Polariseurs et détecteurs : révéler l’intrication

Une fois qu’une paire de photons intriqués en polarisation a été générée, comment peut-on mettre en évidence leur intrication de manière expérimentale ? Deux éléments essentiels entrent alors en jeu :

- les **polariseurs**, qui permettent de choisir la direction dans laquelle on mesure la polarisation,
- les **détecteurs**, qui « cliquent » lorsqu’un photon est détecté après avoir traversé un polariseur.

Mesure dans la base standard

Considérons d’abord la base de polarisation standard, composée des états **horizontal** (H) et **vertical** (V), correspondant à des polariseurs orientés à 0° ou 90° . Dans cette base, l’état intriqué généré par notre source est un état de Bell :

$$|\phi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_s |V\rangle_i + |H\rangle_s |H\rangle_i)$$

Cet état prédit que les deux photons seront toujours mesurés avec la même polarisation : soit tous les deux verticaux, soit tous les deux horizontaux, avec une probabilité de 50% pour chaque cas.

Mesure dans une base inclinée

Ce qui rend l’expérience réellement fascinante, c’est que l’on peut orienter les polariseurs selon des angles arbitraires. Supposons qu’un polariseur soit orienté à un angle α par rapport à la verticale. Dans cette nouvelle base, les états propres de la polarisation sont :

$$\begin{aligned} |V_\alpha\rangle &= \cos \alpha |V\rangle - \sin \alpha |H\rangle \\ |H_\alpha\rangle &= \sin \alpha |V\rangle + \cos \alpha |H\rangle \end{aligned}$$

où $|V_\alpha\rangle$ représente la polarisation dans la direction inclinée de α , et $|H_\alpha\rangle$ est l’état orthogonal. Dans cette base, l’état de Bell peut être réécrit :

$$|\psi_{\text{int}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V_\alpha\rangle_s |V_\alpha\rangle_i + |H_\alpha\rangle_s |H_\alpha\rangle_i)$$

Probabilités de coïncidence et inégalités de Bell

Dans l'expérience réelle, chaque photon passe à travers un polariseur orienté respectivement selon les angles α et β , avant d'être détecté. Lorsqu'un **double clic** est enregistré, on parle alors de détection en coïncidence, cela signifie que les deux photons ont été mesurés avec succès.

La probabilité de coïncidence, c'est-à-dire la probabilité que les deux photons soient détectés avec des polarisations respectives V_α et V_β , est donnée par :

$$P_{VV}(\alpha, \beta) = \left| \langle V_\alpha |_s \langle V_\beta |_i | \psi_{\text{convertis}} \rangle \right|^2$$

En comparant ces prédictions avec les résultats expérimentaux pour différents angles α et β , on peut mettre à l'épreuve les **inégalités de Bell**, qui permettent de distinguer la mécanique quantique des théories classiques à variables cachées locales.

2.3 Génération de l'état intriqué expérimentalement

Pour créer un état intriqué, nous débutons par polariser linéairement le faisceau laser à un angle θ_l de la verticale, puis nous déphasons l'une des polarisations de ϕ_l à l'aide d'une lame biréfringente en quartz. Les photons de la pompe sont alors dans l'état :

$$|\psi_{\text{pompe}}\rangle = \cos \theta_l |V\rangle_p + e^{i\phi_l} \sin \theta_l |H\rangle_p$$

Les deux cristaux BBO superposés agissent selon les règles suivantes :

$$\begin{aligned} |V\rangle_p &\rightarrow |H\rangle_s |H\rangle_c \\ |H\rangle_p &\rightarrow e^{i\Delta} |V\rangle_s |V\rangle_c \end{aligned}$$

1

Les photons convertis sortent des cristaux dans l'état :

$$|\psi_{\text{convertis}}\rangle = \cos \theta_l |H\rangle_s |H\rangle_c + e^{i\phi} \sin \theta_l |V\rangle_s |V\rangle_c$$

où $\phi = \phi_l + \Delta$ est la différence de phase totale entre les composantes de chaque polarisation. Dans le cas particulier où $\phi = 0$ et $\theta_l = \pi/4$, les photons sont dans l'état

Dans le cas particulier où $\theta_l = \frac{\pi}{4}$ et $\phi = 0$, on obtient :

$$|\phi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_s |V\rangle_c + |H\rangle_s |H\rangle_c)$$

L'intrication quantique est alors maximale : on parle d'un état de Bell.

Ce dispositif, combinant cristaux biréfringents, polariseurs et détecteurs, permet non seulement de **produire** des paires de photons intriqués, mais surtout de **vérifier expérimentalement leur corrélation dans toutes les directions de polarisation**, mettant en évidence les propriétés fondamentales de la mécanique quantique.

1. La phase Δ provient de la traversée du premier cristal par le photon de pompe avant conversion dans le second, et dépend de la biréfringence et de la dispersion.

2.4 Probabilités de coïncidence et inégalités de Bell

Une fois les photons intriqués produits et les polariseurs positionnés devant les détecteurs, on peut mesurer les **corrélations entre leurs polarisations**. Pour cela, on enregistre les **coïncidences**, c'est-à-dire les événements où les deux détecteurs déclenchent simultanément.

Supposons que les polariseurs soient orientés selon les angles α (pour le photon signal s) et β (pour le photon idler i). Ces angles définissent les axes de polarisation testés. Pour chaque paire de photons, quatre résultats sont possibles :

$$VV, \quad VH, \quad HV, \quad HH$$

où, par exemple, VH indique que le photon s a été détecté polarisé à l'angle α (considéré comme "vertical" dans cette base), et le photon i à l'angle $\beta + 90^\circ$ ("horizontal").

La probabilité de détecter simultanément les deux photons dans l'état $|V_\alpha\rangle_s |V_\beta\rangle_c$ se calcule par projection de l'état intriqué $|\psi_{\text{convertis}}\rangle$:

$$P_{VV}(\alpha, \beta) = |\langle V_\alpha|_s \langle V_\beta|_i |\psi_{\text{convertis}}\rangle|^2$$

Les états polarisés dans une base tournée s'expriment comme :

$$\begin{aligned} |V_\alpha\rangle &= \cos \alpha |V\rangle - \sin \alpha |H\rangle \\ |H_\alpha\rangle &= \sin \alpha |V\rangle + \cos \alpha |H\rangle \end{aligned}$$

On considère notre état intriqué :

$$|\psi_c\rangle = \cos \theta_l |H\rangle_s |H\rangle_i + e^{i\phi} \sin \theta_l |V\rangle_s |V\rangle_i$$

Le calcul explicite de $P_{VV}(\alpha, \beta)$ donne :

$$\begin{aligned} P_{VV}(\alpha, \beta) &= \left| \sin \alpha \sin \beta \cos \theta_l + e^{i\phi} \cos \alpha \cos \beta \sin \theta_l \right|^2 \\ &= \sin^2 \alpha \sin^2 \beta \cos^2 \theta_l + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta \sin^2 \theta_l \\ &\quad + \frac{1}{4} \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin 2\theta_l \cos \phi \end{aligned}$$

Cette probabilité dépend de :

- θ_l l'angle à la vertical du faisceau,
- ϕ la phase relative entre les composantes $|H\rangle$ et $|V\rangle$,
- les angles α et β des polariseurs.

Elle représente la probabilité que les deux photons soient mesurés "verticaux" dans leurs bases respectives.

Dans le cas particulier de l'état de Bell :

$$|\phi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_s |V\rangle_c + |H\rangle_s |H\rangle_c)$$

(correspondant à $\theta_l = \frac{\pi}{4}$ et $\phi = 0$), la probabilité se simplifie :

$$P_{VV}(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} \cos^2(\beta - \alpha)$$

Cette prédiction purement quantique révèle une **corrélacion dépendant uniquement de la différence d'angle** entre les polariseurs.

En pratique, on mesure un nombre de coïncidences $N(\alpha, \beta)$, modélisé par :

$$N(\alpha, \beta) = N_{\text{tot}} \cdot P_{VV}(\alpha, \beta) + C$$

où :

- N_{tot} est le nombre total de paires détectées,
- C est une constante qui représente les **bruits de fond** (coïncidences fortuites ou photons non intriqués).

En remplaçant P_{VV} par sa forme générale :

$$N(\alpha, \beta) = N_{\text{tot}} \left(\sin^2 \alpha \sin^2 \beta \cos^2 \theta_l + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta \sin^2 \theta_l + \frac{1}{4} \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin 2\theta_l \cos \phi \right) + C$$

Pour estimer N_{tot} et C expérimentalement, on exploite les symétries des mesures dans les quatre directions :

$$N_{\text{tot}} = N(\alpha, \beta) + N(\alpha + \frac{\pi}{2}, \beta + \frac{\pi}{2}) + N(\alpha + \frac{\pi}{2}, \beta) + N(\alpha, \beta + \frac{\pi}{2}) - 4C$$

Dans le cas standard ($\alpha = 0, \beta = 0$) :

$$N_{\text{tot}} = N(0, 0) + N\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) - 2C$$

et la constante de bruit est estimée par :

$$C = \frac{1}{2} \left[N\left(0, \frac{\pi}{2}\right) + N\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \right]$$

Pour caractériser le lien entre les mesures, on définit le **degré de corrélacion** :

$$E(\alpha, \beta) = P_{VV} + P_{HH} - P_{VH} - P_{HV}$$

Ce paramètre varie entre -1 (anti-corrélacion parfaite) et $+1$ (corrélacion parfaite). Dans le cas des états intriqués, la fonction $E(\alpha, \beta)$ présente une dépendance sinusoidale caractéristique.

Expérimentalement, $E(\alpha, \beta)$ s'estime à partir des comptages :

$$E(\alpha, \beta) = \frac{N_{VV} + N_{HH} - N_{VH} - N_{HV} - 4C}{N_{VV} + N_{HH} + N_{VH} + N_{HV} - 4C}$$

Ces corrélacions permettent de tester les fameuses **inégalités de Bell**. Le paramètre de Bell S est défini par :

$$S = |E(\alpha, \beta) - E(\alpha, \beta')| + |E(\alpha', \beta) + E(\alpha', \beta')|$$

Selon toute théorie classique à variables cachées locales :

$$|S| \leq 2$$

Or, la mécanique quantique prédit qu'avec des angles spécifiques — par exemple :

$$\alpha = -45^\circ, \quad \alpha' = 0^\circ, \quad \beta = -22,5^\circ, \quad \beta' = 22,5^\circ$$

on obtient :

$$S = 2\sqrt{2} \approx 2,83 > 2$$

Cette violation claire de l'inégalité de Bell constitue une **preuve expérimentale directe de l'intrication quantique**, et démontre que la réalité quantique ne peut être expliquée par une théorie classique locale.

2.5 Jeu de Bell

À ce stade, une question naturelle se pose : pourquoi la limite classique du paramètre de Bell est-elle exactement 2, tandis que la mécanique quantique permet d'atteindre jusqu'à $2\sqrt{2} \approx 2,83$? Ces nombres peuvent sembler mystérieux au premier abord. Pour en comprendre l'origine de façon intuitive, nous allons explorer une version ludique du test de Bell, appelée **jeu de Bell**. Ce jeu offre aussi un pont vers l'informatique quantique, en illustrant comment les qubits peuvent encoder de l'information différemment des bits classiques.

Étape 1 : Un jeu classique entre deux joueurs

Imaginons un jeu coopératif impliquant deux joueurs, Alice et Bob, placés dans deux pièces séparées, sans possibilité de communication une fois le jeu lancé. Les règles sont les suivantes :

- Un arbitre envoie à chacun un bit aléatoire : $a \in \{0, 1\}$ à Alice et $b \in \{0, 1\}$ à Bob.
- En réponse, Alice retourne un bit x , et Bob un bit y , chacun valant 0 ou 1.
- Ils gagnent la manche si :

$$x \oplus y = a \wedge b$$

Autrement dit :

- Si $a = 1$ et $b = 1$, alors x et y doivent être différents ;
- Dans tous les autres cas, ils doivent être identiques.

Ce comportement peut être résumé dans le tableau suivant :

a	b	$a \wedge b$	x	y	$x \oplus y$	(a, b)	$a \wedge b$	Condition pour gagner
0	0	0	0	0	0	(0,0)	0	$x = y$
0	1	0	0	1	1	(0,1)	0	$x = y$
1	0	0	1	0	1	(1,0)	0	$x = y$
1	1	1	1	1	0	(1,1)	1	$x \neq y$

Étape 2 : Quelle est la meilleure stratégie classique ?

Avant le début du jeu, Alice et Bob peuvent convenir d'une stratégie commune. Par exemple, une stratégie triviale consiste à toujours répondre $x = 0$ et $y = 0$. Examinons le taux de succès :

- $(a, b) = (0, 0)$: ils gagnent, car $0 \oplus 0 = 0 = a \wedge b$,
- $(a, b) = (0, 1)$: ils gagnent,
- $(a, b) = (1, 0)$: ils gagnent,

- $(a, b) = (1, 1)$: ils perdent, car $x = y$, alors qu'il fallait $x \neq y$.

Cette stratégie donne donc un taux de réussite de 3 cas sur 4, soit 75 %.

Peut-on faire mieux? En réalité, non. Toute stratégie classique respectant les règles du jeu se heurte à une contradiction logique, comme on peut le montrer :

- Gagner pour $(a, b) = (0, 0) \Rightarrow x_0 = y_0$,
- Gagner pour $(a, b) = (0, 1) \Rightarrow x_0 = y_1$,
- Gagner pour $(a, b) = (1, 0) \Rightarrow x_1 = y_0$,
- Gagner pour $(a, b) = (1, 1) \Rightarrow x_1 \neq y_1$.

Les trois premières conditions impliquent des égalités entre certaines réponses, alors que la dernière exige une inégalité. Il est donc impossible de satisfaire simultanément les quatre, ce qui limite nécessairement le taux de réussite à **75 % maximum**.

Cette borne correspond à la limite des théories classiques locales, aussi appelées théories à variables cachées locales, telles que les envisageait Einstein. **Dans cette vision, les particules intriquées seraient programmées à l'avance pour répondre à toute mesure, comme Alice et Bob s'accordant avant le jeu.** Mais nous venons de voir que ce type de stratégie se heurte à une limite classique de 75% de réussite, une analogie directe avec la paramètre de Bell qui ne peut dépasser :

$$S_{\text{classique}} \leq 2$$

Étape 3 : Et si Alice et Bob utilisaient la mécanique quantique ?

Supposons maintenant qu'Alice et Bob décident d'utiliser une ressource quantique : deux photons intriqués, préparés à l'avance comme évoqué dans les sections précédentes, dont chacun garde une moitié. Avant le début du jeu, ils prennent soin de s'éloigner l'un de l'autre : Alice reste sur Terre, tandis que Bob voyage jusqu'à la planète Mars, située à environ 225 millions de kilomètres de là. Cette immense distance garantit qu'aucune communication n'est possible entre eux une fois le jeu commencé, pas même à la vitesse de la lumière. Concrètement, ils partagent désormais un état intriqué (codé par la polarisation de photons) :

$$|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$$

où l'on a utilisé la notation :

$$\begin{aligned} |0\rangle &\equiv |H\rangle \quad (\text{polarisation horizontale}), \\ |1\rangle &\equiv |V\rangle \quad (\text{polarisation verticale}). \end{aligned}$$

Lorsque le jeu démarre, l'arbitre transmet les bits a à Alice sur Terre, et b à Bob sur Mars. Chacun choisit alors immédiatement son angle de mesure sur le photon reçu (en orientant son polariseur), selon le bit obtenu :

Alice (selon a)	Angle de mesure	Bob (selon b)	Angle de mesure
$a = 0$	0°	$b = 0$	$22,5^\circ$
$a = 1$	45°	$b = 1$	$-22,5^\circ$

Chaque polariseur est suivi d'un détecteur qui donne comme résultat 0 ou 1, selon que le photon est détecté ou non dans la polarisation choisie.

Voyons alors si cette stratégie quantique inhabituelle permet à Alice et Bob d'améliorer leur taux de succès par rapport aux limites classiques. Lorsque Alice mesure selon α , et Bob selon β , l'état intriqué exprimé dans les bases tournées devient :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\cos(\beta - \alpha)(|00\rangle + |11\rangle) + \sin(\beta - \alpha)(|01\rangle - |10\rangle)]$$

Démonstration

Considérons l'état de Bell suivant :

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$$

Nous appliquons une porte de rotation $R_y(\alpha)$ sur le premier qubit (Alice) et une porte $R_y(\beta)$ sur le second qubit (Bob). Ces rotations sont définies par :

$$R_y(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}$$

L'action de $R_y(\theta)$ sur les états de base est donnée par :

$$R_y(\theta) |0\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |0\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |1\rangle =: |0_\theta\rangle$$

$$R_y(\theta) |1\rangle = -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |0\rangle + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |1\rangle =: |1_\theta\rangle$$

En appliquant $R_y(\alpha) \otimes R_y(\beta)$ sur l'état de Bell, on obtient :

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= (R_y(\alpha) \otimes R_y(\beta)) |\Phi^+\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (R_y(\alpha) |0\rangle \otimes R_y(\beta) |0\rangle + R_y(\alpha) |1\rangle \otimes R_y(\beta) |1\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0_\alpha\rangle \otimes |0_\beta\rangle + |1_\alpha\rangle \otimes |1_\beta\rangle) \end{aligned}$$

Développons explicitement ce produit tensoriel :

$$\begin{aligned}
|0_\alpha\rangle \otimes |0_\beta\rangle &= \left[\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) |0\rangle + \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) |1\rangle \right] \otimes \left[\cos\left(\frac{\beta}{2}\right) |0\rangle + \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) |1\rangle \right] \\
&= \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) |00\rangle + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) |01\rangle \\
&\quad + \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) |10\rangle + \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) |11\rangle
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|1_\alpha\rangle \otimes |1_\beta\rangle &= \left[-\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) |0\rangle + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) |1\rangle \right] \otimes \left[-\sin\left(\frac{\beta}{2}\right) |0\rangle + \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) |1\rangle \right] \\
&= \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) |00\rangle - \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) |01\rangle \\
&\quad - \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) |10\rangle + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) |11\rangle
\end{aligned}$$

En additionnant les deux contributions et en simplifiant, on obtient :

$$\begin{aligned}
|\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) + \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) \right) |00\rangle \right. \\
&\quad + \left(\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) - \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \right) |01\rangle \\
&\quad + \left(\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) - \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) \right) |10\rangle \\
&\quad \left. + \left(\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \right) |11\rangle \right]
\end{aligned}$$

Ce qui donne finalement :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\cos(\beta - \alpha) |0_\alpha 0_\beta\rangle + \cos(\beta - \alpha) |1_\alpha 1_\beta\rangle + \sin(\beta - \alpha) |0_\alpha 1_\beta\rangle - \sin(\beta - \alpha) |1_\alpha 0_\beta\rangle] \quad (1)$$

Cette expression montre que les amplitudes des différentes composantes dépendent uniquement de la différence d'angle entre les deux rotations, $\beta - \alpha$.

Étape 4 : Calcul des probabilités de réussite

On examine maintenant les 4 cas possibles de valeurs de (a, b) . La règle de victoire dépend, comme dans le jeu classique, de l'égalité ou de la différence des résultats.

— **Cas** $(a, b) = (0, 0)$: $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 22,5^\circ$

On gagne si les résultats sont identiques : 00 ou 11.

$$P_{\text{succès}} = P_{11(\alpha=0, \beta=22,5)} + P_{00(\alpha=0, \beta=22,5)}$$

$$\begin{aligned}
&= |\langle 11|\psi\rangle|^2 + |\langle 00|\psi\rangle|^2 \\
&= \frac{1}{2} \cos^2(22,5^\circ - 0^\circ) + \frac{1}{2} \cos^2(22,5^\circ - 0^\circ) = \cos^2(22,5^\circ) \approx 0,8535
\end{aligned}$$

- **Cas** $(a, b) = (0, 1)$: $\alpha = 0^\circ$, $\beta = -22,5^\circ$
On gagne si les résultats sont identiques : 00 ou 11.

$$\begin{aligned}
P_{\text{succès}} &= P_{11(\alpha=0, \beta=-22,5)} + P_{00(\alpha=0, \beta=-22,5)} \\
&= |\langle 11|\psi\rangle|^2 + |\langle 00|\psi\rangle|^2 \\
&= \frac{1}{2} \cos^2(-22,5^\circ - 0^\circ) + \frac{1}{2} \cos^2(-22,5^\circ - 0^\circ) = \cos^2(-22,5^\circ) \approx 0,8535
\end{aligned}$$

- **Cas** $(a, b) = (1, 0)$: $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 22,5^\circ$
On gagne si les résultats sont identiques : 00 ou 11.

$$\begin{aligned}
P_{\text{succès}} &= P_{11(\alpha=45^\circ, \beta=22,5^\circ)} + P_{00(\alpha=45^\circ, \beta=22,5^\circ)} \\
&= |\langle 11|\psi\rangle|^2 + |\langle 00|\psi\rangle|^2 \\
&= \frac{1}{2} \cos^2(22,5^\circ - 45^\circ) + \frac{1}{2} \cos^2(22,5^\circ - 45^\circ) = \cos^2(-22,5^\circ) \approx 0,8535
\end{aligned}$$

- **Cas** $(a, b) = (1, 1)$: $\alpha = 45^\circ$, $\beta = -22,5^\circ$
Ici, on gagne si les résultats sont différents : 01 ou 10.

$$\begin{aligned}
P_{\text{succès}} &= P_{10(\alpha=45^\circ, \beta=-22,5^\circ)} + P_{01(\alpha=45^\circ, \beta=-22,5^\circ)} \\
&= |\langle 10|\psi\rangle|^2 + |\langle 01|\psi\rangle|^2 \\
&= \frac{1}{2} \sin^2(-22,5^\circ - 45^\circ) + \frac{1}{2} \sin^2(-22,5^\circ - 45^\circ) = \sin^2(-67,5^\circ) \approx 0,8535
\end{aligned}$$

Résumons :

(a, b)	(α, β)	$P_{\text{succès}}$	$P_{\text{échec}}$
(0, 0)	$(0^\circ, 22,5^\circ)$	85,35 %	14,65 %
(0, 1)	$(0^\circ, -22,5^\circ)$	85,35 %	14,65 %
(1, 0)	$(45^\circ, 22,5^\circ)$	85,35 %	14,65 %
(1, 1)	$(45^\circ, -22,5^\circ)$	85,35 %	14,65 %

Conclusion : une violation spectaculaire

Le taux de réussite moyen de la stratégie quantique est donc :

$$P_{\text{quantique}} \approx 85,35 \% > 75 \%$$

Ce dépassement de la limite classique correspond à une violation de l'inégalité de Bell. En termes du paramètre S , on obtient :

$$S_{\text{quantique}} = 2\sqrt{2} \approx 2,83$$

Cette valeur démontre que les corrélations quantiques ne peuvent être expliquées par des modèles classiques à variables cachées locales. C'est l'un des résultats les plus profonds de la physique moderne : **la nature n'est pas locale au sens classique.**

3 Montage expérimental

Le montage expérimental met en œuvre un laser de puissance 50 mW, émettant à une longueur d'onde de 405 nm. Le faisceau est polarisé à 45° et est guidé vers un cristal BBO, dont l'angle est soigneusement ajusté afin d'assurer les conditions de phase optimales pour la conversion paramétrique.

Ce processus donne naissance, avec une probabilité non négligeable, à des paires de photons intriqués à une longueur d'onde de 810 nm, dans un état superposé de polarisations. Chacun des photons issus de la paire est dirigé vers un chemin distinct, où il traverse successivement :

- un polariseur linéaire,
- un filtre centré à 810 nm (bande passante de 10 nm),
- un photomultiplicateur.

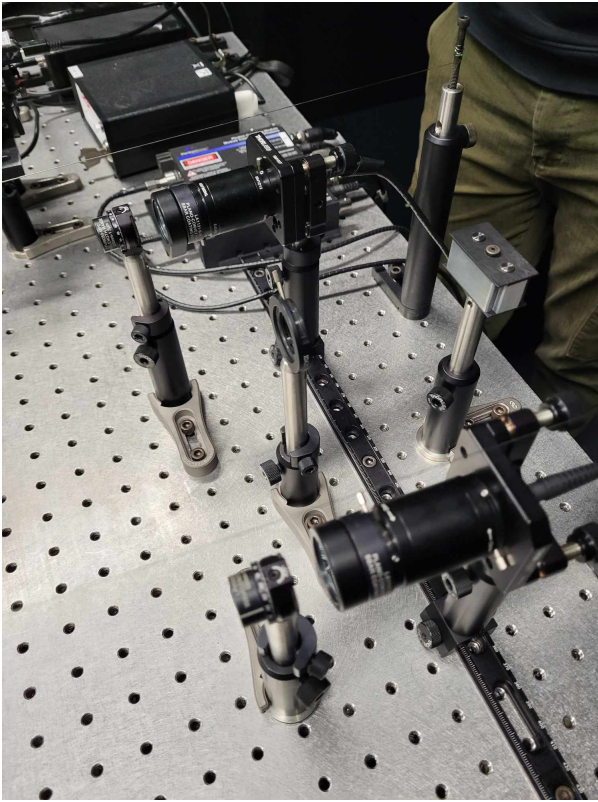
Les signaux des photomultiplicateurs sont transmis indépendamment à deux compteurs, ainsi qu'à un corrélateur électronique. Ce dernier compare les événements dans une fenêtre temporelle de 40 ns et est lui-même relié à un troisième compteur permettant de mesurer les coïncidences.

L'expérience consiste à mesurer les taux de coïncidence pour différentes orientations des polariseurs, comme détaillé plus loin.

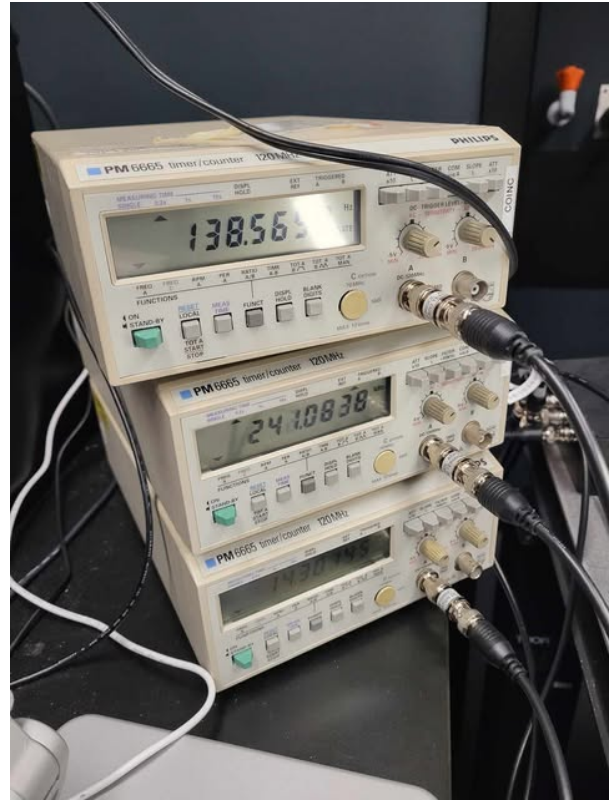
Ajustement de la phase (optionnel)

Il est également possible d'insérer une lame quart-d'onde (optimisée pour 405 nm) avec son axe rapide aligné verticalement, en amont du cristal. Cette lame permettrait de contrôler la phase relative entre les composantes verticales et horizontales du faisceau incident, et donc d'ajuster l'état d'intrication produit.

Cette étape n'a cependant pas été réalisée dans notre expérience. Néanmoins, comme le montreront les résultats, l'accord de phase obtenu naturellement était déjà très bon, avec une valeur mesurée de $\phi = (0,3 \pm 0,05)\pi$, proche de la valeur optimale $\phi = 0$.



((a))



((b))



((c))



((d))

4 Résultats expérimentaux et analyse

4.1 Test direct de l'inégalité de Bell

Dans un premier temps, nous avons cherché à vérifier expérimentalement la violation des inégalités de Bell, en plaçant le système dans une configuration spécifique dite **configuration de Bell**. Celle-ci correspond aux angles suivants pour les polariseurs d'Alice et Bob :

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

Ces choix ne sont pas arbitraires : ils correspondent à l'optimisation théorique de la violation de l'inégalité de Bell dans le cas d'un état intriqué de type Bell. En effet, lorsque les photons sont dans l'état :

$$|\phi\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}},$$

alors ce choix d'angles permet d'obtenir une valeur maximale du paramètre de Bell :

$$S_{\max} = 2\sqrt{2} \approx 2.83.$$

Nous avons mesuré les nombres de coïncidences $N(\alpha, \beta)$ pour les différentes paires d'angles nécessaires au calcul de S , à savoir : (α, β) , $(\alpha + 90^\circ, \beta + 90^\circ)$, $(\alpha + 90^\circ, \beta)$, $(\alpha, \beta + 90^\circ)$.

Les résultats expérimentaux sont résumés dans le tableau suivant :

α	β	$N(\alpha, \beta)$	$N(\alpha + 90^\circ, \beta + 90^\circ)$	$N(\alpha + 90^\circ, \beta)$	$N(\alpha, \beta + 90^\circ)$
-45°	-22.5°	84400	55800	55000	81500
-45°	22.5°	81950	62500	56600	743
0°	22.5°	7540	1318	1139	316
0°	-22.5°	9313	3526	848	969

Tableau 1 – Coïncidences mesurées pour la configuration de Bell.

La constante de bruit (ou fond) due à des détections accidentelles ou des défauts d'alignement est estimée à :

$$C = 321.$$

L'incertitude sur chaque mesure N_i est donnée par la statistique de comptage ($\sqrt{N_i}$), et l'erreur est propagée uniquement pour la valeur finale du paramètre S . Le résultat obtenu est :

$$S = 2.07 \pm 0.01$$

Ce résultat confirme la **violation des inégalités de Bell**, puisque nous avons clairement $S > 2$, ce qui ne peut être expliqué par une théorie classique à variables cachées locales.

Cependant, le résultat reste significativement en dessous de la valeur maximale prédite par la mécanique quantique, soit $S = 2\sqrt{2} \approx 2.83$. Ce décalage suggère que des **imperfections expérimentales** ont limité les corrélations observées.

4.2 Modélisation expérimentale de la réponse

Pour explorer cette hypothèse, nous avons supposé que notre montage présentait une réponse non idéale. Autrement dit, le nombre de coïncidences mesuré ne suit pas exactement la loi quantique théorique, mais est affecté par une fonction de réponse expérimentale $f_{\text{rep}}(\theta)$, dépendant de l'orientation du polariseur.

Nous avons formulé l'hypothèse suivante : pour une orientation donnée d'un polariseur (à angle θ), et en gardant l'autre fixe, le nombre de coïncidences prend la forme suivante :

$$N(\theta, \phi) = f_{\text{rep}}(\theta) \cos^2(\theta + \phi) + C,$$

où :

- θ est l'angle variable (par exemple, α),
- ϕ est un paramètre de phase dépendant de l'autre polariseur (par exemple, $-\beta$),
- C est un fond constant dû aux imperfections.

Pour modéliser la fonction $f_{\text{rep}}(\theta)$, nous avons choisi une série de Taylor tronquée au troisième ordre :

$$f_{\text{rep}}(\theta) = a + b\theta + c\theta^2 + d\theta^3.$$

L'ajustement de cette fonction aux données expérimentales a donné d'excellents résultats, comme le montre la Figure 2.

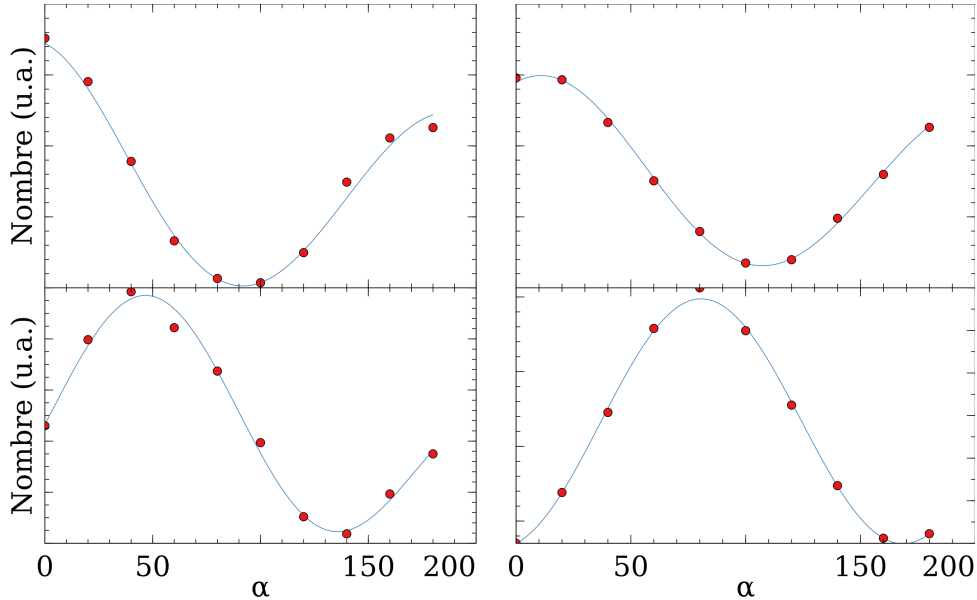


FIGURE 3 – Ajustement de la fonction de réponse expérimentale $f_{\text{rep}}(\theta)$ (en bleu) sur la distribution de coïncidences mesurée (en rouge). L'excellent accord entre les deux confirme que les écarts aux prédictions quantiques idéales proviennent de variations instrumentales et non d'un échec de l'intrication.

Cela suggère que les variations de comptage ne proviennent pas du comportement fondamental des photons intriqués, mais bien de réponses non idéales du montage : pertes, efficacité des polariseurs, alignement, etc.

En étudiant la dépendance de la phase ϕ en fonction de l'angle α , nous avons observé la relation suivante :

$$\phi(\alpha) = -\beta,$$

ce qui est précisément la relation attendue dans le cas d'un **état de Bell idéal** (car pour rappel dans le cas d'un Bell idéal $P(\alpha, \beta) \propto \cos^2(\alpha + \beta)$). Cela renforce l'idée que notre source génère bien des photons intriqués, et que les écarts à la prédiction parfaite de $S = 2.83$ sont dus uniquement à des défauts techniques dans le système de mesure.

Cette partie expérimentale nous a permis à la fois de **vérifier la validité des prédictions quantiques**, et d'**explorer les limites du système expérimental**, en identifiant les sources de déviation. La suite de l'expérience s'est ainsi concentrée sur une cartographie plus fine des valeurs de S , en explorant un plus large éventail d'angles θ_l et de phases ϕ , comme présenté dans la section suivante.

4.3 Cartographie complète des corrélations et maximisation de S

L'analyse précédente nous a permis de valider un modèle expérimental dans lequel le comportement théorique du système est corrigé par une fonction enveloppe représentant la réponse réelle du montage. Cette fonction introduit des variations dues aux imperfections techniques (alignement, efficacité des polariseurs, bruit de fond, etc.), mais elle permet néanmoins de retrouver les formes attendues de type \cos^2 .

Nous avons donc appliqué ce raisonnement à l'ensemble de la fonction $N(\alpha, \beta)$, considérée comme une surface définie sur le plan des deux angles α et β . Cette surface expérimentale s'écrit comme une combinaison multiplicative d'une prédiction théorique et d'une fonction de réponse du système :

$$N(\alpha, \beta) = f_{\text{rep}}(\alpha, \beta) \cdot N_{\text{théorique}}(\alpha, \beta, \theta_l, \phi)$$

La fonction $N_{\text{théorique}}$ dépend des paramètres du système, notamment de l'angle de polarisation du faisceau laser θ_l et du déphasage ϕ entre les composantes horizontale et verticale du champ. Pour modéliser la fonction de réponse f_{rep} , nous avons utilisé une surface de Taylor tronquée au troisième ordre, centrée autour du point $(\alpha, \beta) = (a, b)$. La forme générale retenue est la suivante :

$$\begin{aligned} f_{\text{rep}}(\alpha, \beta) = & A + B(\alpha - a) + C(\beta - b) \\ & + D(\alpha - a)^2 + E(\alpha - a)(\beta - b) + F(\beta - b)^2 \\ & + G(\alpha - a)^3 + H(\alpha - a)^2(\beta - b) + I(\alpha - a)(\beta - b)^2 + J(\beta - b)^3 \end{aligned}$$

La Figure 4 illustre les deux surfaces, l'une correspondant à la fonction expérimentale $N(\alpha, \beta)$ (en gris) et l'autre à l'enveloppe ajustée f_{rep} (en bleu).

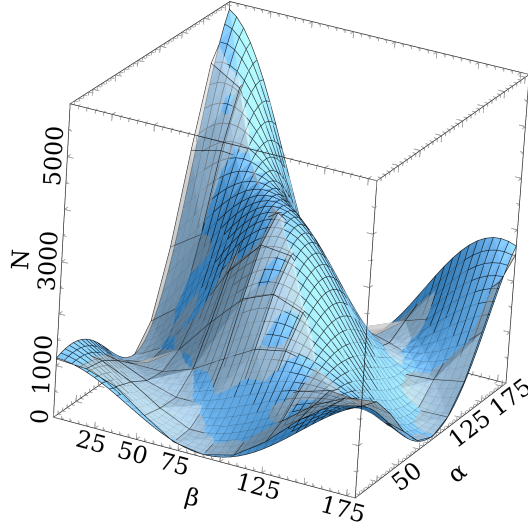


FIGURE 4 – Surface expérimentale de coïncidences $N(\alpha, \beta)$ (gris) modélisée par une fonction théorique corrigée par une enveloppe (bleu).

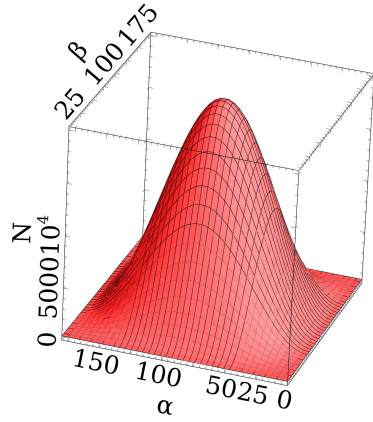
Une question légitime se pose : pourquoi la réponse du système ne serait-elle pas simplement linéaire ? Plusieurs causes peuvent être envisagées, notamment des effets liés au temps, aux variations humaines, ou à une asymétrie inhérente des polariseurs.

On pourrait suspecter une influence du temps (par exemple via des variations de température affectant les cristaux ou l’alignement optique), ou encore de légers décalages liés à l’ajustement manuel des polariseurs lors de chaque changement d’angle. Toutefois, cette hypothèse semble peu probable, car les mesures ont été effectuées selon un protocole rigoureux : pour chaque valeur de β , nous balayions les α dans un sens, puis revenions à $\alpha = 0^\circ$ avant d’incrémenter β . Or, si l’effet temporel était significatif, on s’attendrait à observer une discontinuité ou une rupture de la régularité des variations en fonction de β , ce qui n’a pas été le cas.

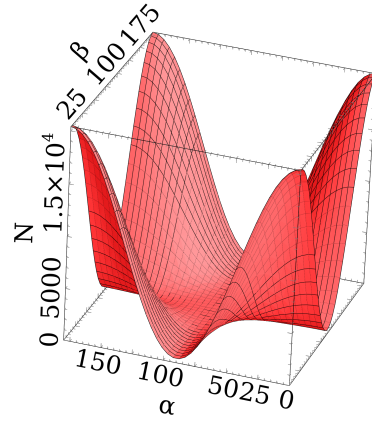
Une autre explication plausible réside dans une asymétrie propre aux polariseurs utilisés. Pour la vérifier, il aurait été pertinent de réaliser une cartographie complète sur tout le tour (360°) des polariseurs, ce que nous n’avons malheureusement pas pu effectuer par manque de temps.

Comportement du système selon la polarisation du faisceau

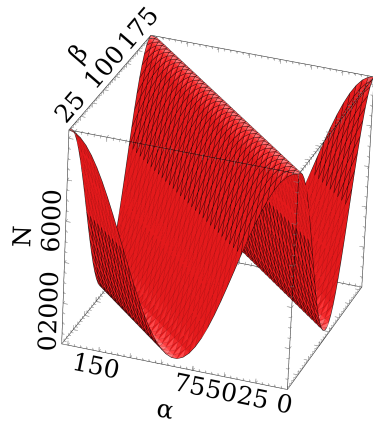
Afin d’approfondir notre compréhension, nous avons également étudié l’effet de l’angle de polarisation initial du faisceau (θ_l) et du déphasage ϕ entre les composantes H et V . Les Figures 5 présentent des tranches de la surface $N(\alpha, \beta)$ pour différents réglages :



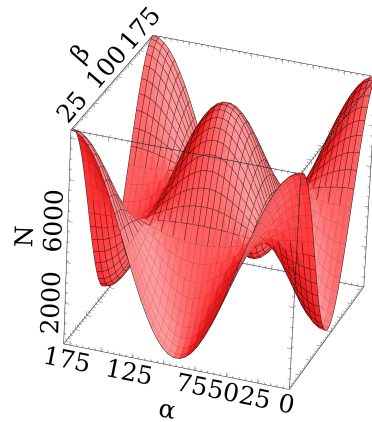
((a)) Polarisation verticale



((b)) Polarisation horizontale



((c)) Polarisation diagonale à 45°



((d)) Déphasage entre H et V ($\phi \neq 0$)

FIGURE 5 – Influence de la polarisation initiale du laser sur la distribution des coïncidences $N(\alpha, \beta)$. On compare ici différents cas : polarisation verticale, horizontale, diagonale (45°), et avec déphasage. L'intrication maximale est atteinte pour la polarisation diagonale sans déphasage.

Dans les cas où la polarisation est purement verticale ou horizontale, on observe que la distribution des coïncidences présente une forme globalement gaussienne ou en cloche, centrée sur un axe fixe. Cela s'explique par le fait que le photon est dans un état polarisé non superposé — donc non intriqué — et que le nombre de coïncidences dépend principalement de l'alignement mécanique entre les polariseurs.

En revanche, lorsque le laser est polarisé à 45° et que le déphasage ϕ est nul, les photons sont dans un état de superposition équilibré $(|H\rangle + |V\rangle)/\sqrt{2}$, ce qui maximise la cohérence et l'intrication. La distribution des coïncidences change alors complètement de forme : elle devient riche en structures d'interférences et son aire sous la courbe est significativement plus grande. C'est cette situation — présentée Figure 5 en bas à gauche — qui correspond au cas optimal pour générer un état de Bell.

4.4 Maximisation du paramètre S

Une fois la fonction $N(\alpha, \beta)$ ajustée, nous avons pu l'utiliser pour calculer le paramètre S de Bell pour tout quatuor d'angles $(\alpha, \beta, \alpha', \beta')$, à l'aide de la définition standard de S . La surface étant continue et dérivée d'une modélisation semi-théorique, cela permet d'explorer l'espace angulaire sans avoir à effectuer de nouvelles mesures.

Les paramètres θ_l et ϕ les plus proches d'un état de Bell ont été estimés par ajustement à :

$$\theta_l = (0.22 \pm 0.005)\pi, \quad \phi = (0.3 \pm 0.05)\pi$$

θ_l	ϕ
$(0.22 \pm 0.005)\pi$	$(0.3 \pm 0.05)\pi$

Tableau 2 – Paramètres optimaux estimés à partir de l'ajustement de la surface.

L'objectif suivant était de trouver le quadruplet d'angles $(\alpha, \beta, \alpha', \beta')$ maximisant la valeur de S réalisable par notre montage avec ces paramètres. Concrètement, cela revient à évaluer la fonction $S(\alpha, \beta, \alpha', \beta')$ pour un grand nombre de quadruplets répartis uniformément entre 0° et 180° .

Cette opération est computationnellement intensive, car le nombre total de points à tester est n^4 si l'on considère n valeurs discrètes pour chaque angle. Faute de temps, nous avons procédé par itérations successives : d'abord un balayage grossier avec un pas de 4° , puis un raffinement autour du maximum détecté, avec un pas plus fin de 0.5° .

Les résultats finaux de cette recherche sont :

α	$168.5^\circ \pm 0.5^\circ$
β	$48.0^\circ \pm 0.5^\circ$
α'	$11.5^\circ \pm 0.5^\circ$
β'	$179.5^\circ \pm 0.5^\circ$
S	2.59 ± 0.05

Tableau 3 – Résultat de la maximisation de S pour la surface modélisée $N(\alpha, \beta)$.

La Figure 6 illustre une tranche 2D de l'hypercube des valeurs de S simulées, montrant clairement le pic autour de la combinaison optimale.

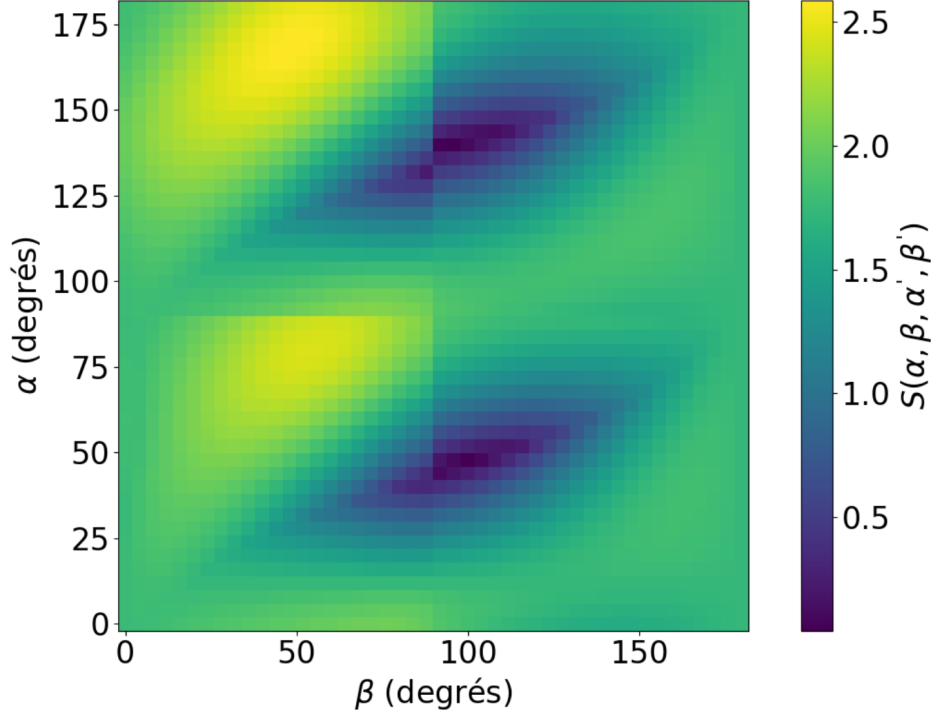


FIGURE 6 – Tranche 2D de la fonction $S(\alpha, \beta, \alpha', \beta')$ obtenue à partir de la surface modélisée $N(\alpha, \beta)$.

Ce travail a donc permis non seulement de corriger expérimentalement les limitations du montage, mais aussi d'identifier la région angulaire dans laquelle les corrélations quantiques sont les plus fortes. Avec un maximum mesuré de $S = 2.59 \pm 0.05$, cette optimisation démontre que notre système était capable de générer un état intriqué très proche de l'idéal quantique, sous réserve de compenser adéquatement la réponse non uniforme du montage.

5 Conclusion

Les résultats obtenus dans cette expérience montrent sans ambiguïté une violation des inégalités de Bell, confirmant ainsi la présence de corrélations non classiques entre les photons. Ce constat appuie fortement l'interprétation quantique de l'intrication, en contradiction avec toute théorie à variables cachées locales.

Cependant, plusieurs limitations expérimentales invitent à la prudence. Tout d'abord, les conditions de séparation spatiale et temporelle des détecteurs n'étaient pas idéales. Étant proches l'un de l'autre, et avec une fenêtre temporelle de coïncidence relativement large, on pourrait envisager une communication possible entre les deux détecteurs durant la phase de mesure, ce qui remet partiellement en question le respect du principe de localité stricte.

Par ailleurs, les photons ont parcouru une certaine distance dans l'air avant détection, ce qui pourrait avoir induit une légère décohérence, réduisant la pureté de l'état intriqué. De plus, notre analyse a révélé que nous n'étions pas dans un état de Bell parfaitement symétrique. L'ajout d'un

étage optique capable de corriger la phase entre les composantes horizontale et verticale — par exemple une lame de phase ajustable — serait un moyen efficace de maximiser l'intrication générée.

Un autre point sensible concerne l'estimation de la constante de fond C , représentant les coïncidences fortuites. Le calcul de S dépend directement de cette valeur, et une mauvaise calibration de C peut induire une erreur significative dans l'évaluation de la violation. Compte tenu de l'absence de sources parfaitement mono-photoniques, cette question demeure critique.

Enfin, il serait intéressant d'étudier plus en profondeur la source des variations de la fonction de réponse expérimentale. Motoriser les polariseurs, stabiliser le faisceau laser sur de longues périodes, effectuer plusieurs mesures par configuration, ou encore réduire le temps d'intégration pour minimiser les influences extérieures, sont autant de pistes qui pourraient améliorer la fidélité des résultats et permettre une exploration encore plus fine de la physique de l'intrication.

En somme, cette expérience ouvre la voie à de nombreuses améliorations possibles, mais constitue déjà une démonstration convaincante de la nature profondément non locale de la mécanique quantique.

Remerciements

Nous tenons à remercier le département d'optique quantique pour le prêt de matériel ainsi que pour l'accès aux salles de laboratoire, qui ont permis la réalisation de cette expérience.

Références

- [1] J. S. Bell, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, Cambridge University Press, 1987.
- [2] J. F. Clauser, A. H. Horne, A. Shimony et R. A. Holt, "Proposed experiment to test local hidden-variable theories", *Physical Review Letters*, vol. 23, p. 880, 1969.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.880>
- [3] D. Dehlinger et M. W. Mitchell, "Entangled photons, nonlocality, and Bell inequalities in the undergraduate laboratory", *American Journal of Physics*, vol. 70, p. 903, 2002.
<https://doi.org/10.1119/1.1498860>
- [4] P. G. Kwiat et al., "Ultrabright source of polarization-entangled photons", *Physical Review A*, vol. 60, p. R773, 1999.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.60.R773>
- [5] R. Leonelli, *PHY 2813 - Mécanique quantique 2*, Notes de cours, version 4.5, chapitre 5.
- [6] A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen, "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?", *Physical Review*, vol. 47, p. 777, 15 mai 1935.
- [7] N. David Mermin, "Hidden variables and the two theorems of John Bell", *Reviews of Modern Physics*, vol. 65, p. 803, 1 juillet 1993.
- [8] J. S. Bell, "The theory of local beables", *Physical Review D*, vol. 14, no. 8, 15 octobre 1976.
- [9] Berkeley Lab News Center, "Untangling Quantum Entanglement", mai 2010.
<https://newscenter.lbl.gov/2010/05/10/untangling-quantum-entanglement/>

- [10] *Quantum Mechanics and Reality, Dialectica*, vol. 2, p. 320–324, 1948.
Version originale : “Quanten-Mechanik und Wirklichkeit”.
- [11] G. Grynberg, A. Aspect et C. Fabre, *Introduction to Quantum Optics*, chapitre 5, Cambridge University Press, 2009.