

Qubits et dualité onde-corpuscule

N. Fabre*

March 13, 2024

1 Qubits

1.1 Première approche

Un bit est l'unité fondamentale d'information en informatique et en théorie de l'information. Le terme "bit" est une contraction de "binary digit" (chiffre binaire en français), ce qui reflète sa nature binaire. Un bit peut avoir l'une des deux valeurs possibles : 0 ou 1. Les bits sont utilisés pour représenter et stocker des informations numériques dans les ordinateurs et d'autres systèmes électroniques. Par exemple, dans un ordinateur, l'état d'un interrupteur électronique peut être interprété comme un bit : "0" pour désactivé et "1" pour activé. Les données numériques, telles que les fichiers, les images, les vidéos et les programmes, sont toutes stockées et manipulées en termes de bits.

On peut représenter un bit par un vecteur dans un espace (et rien d'autre) de dimension 2. Un bit est soit 0 ou 1, et on a :

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Différents systèmes peuvent être utilisés pour encoder des bits: deux niveaux de tension (0 et 5V par exemple). A aucun moment on a une tension qui est de 0 et 5V à la fois. Ce type d'encodage, appelé encodage en amplitude, est largement utilisé dans les systèmes numériques tels que les ordinateurs et les réseaux de communication. Il offre une grande fiabilité, car les fluctuations indésirables entre les niveaux de tension peuvent être facilement détectées et corrigées. L'évolution est purement déterministe.

Maintenant, on peut choisir de produire des bits avec une certaine probabilité à partir de processus aléatoires, (générateur de nombres aléatoires), appelé un pbit. La description d'un bit probabiliste s'écrit :

$$\begin{pmatrix} p \\ 1 - p \end{pmatrix} \quad (2)$$

où p correspond à la probabilité de mesurer un bit 0 (qui est différente de la probabilité de génération du bit, à cause d'erreurs potentielles). L'évolution ultérieure est purement stochastique.

En informatique quantique, l'équivalent du bit est le qubit (quantum bit). À la différence du bit classique, un qubit peut exister dans une superposition de plusieurs états (0, 1 et toute combinaison linéaire de ces états). Un qubit est encodé dans un système physique (quantique) capable d'exhiber des effets quantiques, tels que la superposition mise en évidence par l'expérience de Young. Un qubit est représenté par un vecteur dans un espace de Hilbert de dimension 2, noté par un ket. Le caractère Hilbertien de l'espace est naturel en raison des effets d'interférences observés, de la même manière qu'un champ électrique est un champ complexe.

Lors de la conception d'algorithmes, l'unité d'information peut être soit le bit, soit le qubit. Le fait que le bit ne peut pas être mis dans une superposition de 0 et de 1, alors que le qubit le peut, modifie les règles de conception des algorithmes. Les implications de cette règle donnent lieu à des applications différentes et à des gains de temps de calcul pour certains algorithmes (pas tous).

1.2 Description générale d'un qubit

Un système quantique est décrit par un vecteur normalisé à un, appelé fonction d'onde, appartenant à un espace de Hilbert, muni d'un produit scalaire Hermitien. Si l'espace de Hilbert est de dimension deux, la

*nicolas.fabre@telecom-paris.fr

fonction d'onde de l'état quantique peut se décomposer dans une base orthonormée selon:

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle, \quad (3)$$

où α, β sont des coefficients complexes de la décomposition du vecteur pouvant s'interpréter comme des amplitudes de probabilité. C'est très différent d'un bit probabiliste où le vecteur le décrivant contient dans sa décomposition des probabilités (des nombres réels qui se somment à 1). Cette décomposition n'est pas bien différente de $\vec{u} = u_1 \vec{e}_1 + u_2 \vec{e}_2$, avec des notations dont vous avez plus l'habitude. Le complexe conjugué du ket est un bra pouvant s'écrire:

$$\langle\psi| = \alpha^* \langle 0| + \beta^* \langle 1|. \quad (4)$$

En notation vectorielle, un ket est un vecteur colonne. Le bra est un vecteur ligne, mais appartenant à l'espace de Hilbert dit dual. Un espace de Hilbert est muni d'un produit scalaire Hermitien. Le produit scalaire sera noté par un sandwich de bra par un ket, la résultante étant un nombre complexe. Par exemple, le produit scalaire de $|\psi\rangle = (|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ par $\langle 0|$ est $\langle 0|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}$.

Les amplitudes de probabilités peuvent s'écrire à l'aide de la notation ket-bra comme $\alpha = \langle 0|\psi\rangle$ et $\beta = \langle 1|\psi\rangle$. Les probabilités associées sont définies comme la valeur absolue au carré des amplitudes de probabilité. Le fait que $|\alpha|^2, |\beta|^2$ sont des probabilités induit que leur somme soit égale à 1 (somme des probabilités des événements dans un univers donné). Cela implique que la normalisation de la fonction d'onde à 1 s'écrit:

$$\langle\psi|\psi\rangle = 1 = |\alpha|^2 + |\beta|^2. \quad (5)$$

Un qubit peut être dans une superposition de 0 et de 1 (qui est à la fois 0 et 1). La notation de bra et de ket paraît souvent inutile pour des étudiants ayant vu l'algèbre bilinéaire en cours de mathématique. En dimensions 2 et 3, les notations vectorielles sont manipulables. Mais des systèmes quantiques peuvent posséder des degrés de liberté de dimension d , voire même infinie. Les notations bra et ket s'imposent alors ! Il est important de noter que pour des bits, des bits probabilistes, ou des qubits, on peut utiliser une notation vectorielle. Sauf que l'évolution est différente pour chacun d'entre eux (déterministe, stochastique, et unitaire). De plus, l'effet de la mesure sur ces systèmes physiques portant de l'information (classique ou quantique) est différente.

Exemple

Si nous avons le vecteur d'état $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$ le bra correspondant est $\langle\psi| = \frac{1}{\sqrt{2}}(\langle 0| - i\langle 1|)$: tous les kets deviennent des bras, et on passe au complexe conjugué les coefficients de décomposition du vecteur d'état.

Dans le cas général, où α et β sont des paramètres complexes, un état est alors défini par quatre paramètres réels. Étant donné que l'état quantique est défini à une phase près et que le vecteur d'onde est normalisé à 1, nous pouvons écrire

$$|\psi\rangle = \cos(\theta/2) |0\rangle + \sin(\theta/2)e^{i\phi} |1\rangle. \quad (6)$$

Un état quantique général est ainsi paramétrisé par deux variables réelles, $\theta \in [0, \pi]$ et $\phi \in [0, 2\pi]$. La variable θ correspond à la longitude, et ϕ à la colatitude sur la sphère de Bloch. Ainsi, un état quantique pur $|\psi\rangle$ (nous verrons plus tard ce que cela signifie), vivant dans un espace de Hilbert de dimension 2, peut se représenter comme un vecteur unité à la surface d'une sphère, comme illustré sur la Fig. 1. La sphère de Bloch offre une représentation géométrique de l'état quantique, facilitant la visualisation des transformations subies par l'état quantique lorsqu'il est soumis à des opérations quantiques.

♣ Réaliser un tableau récapitulatif entre bits, pbits, qubits, leurs notations, comment est décrit leur évolution, etc.

1.3 Portes logiques

Les portes logiques sont des opérations modifiant les coefficients de décomposition du qubit dans une base donnée. Leur représentation naturelle se fait avec des matrices ou à l'aide de bras et de kets. Leur notation en tant qu'opérateur est généralement indiquée avec un chapeau, par exemple \hat{M} , même si ce chapeau est fréquemment omis. Les opérations logiques d'un qubit sont décrites par les matrices de Pauli, qui peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

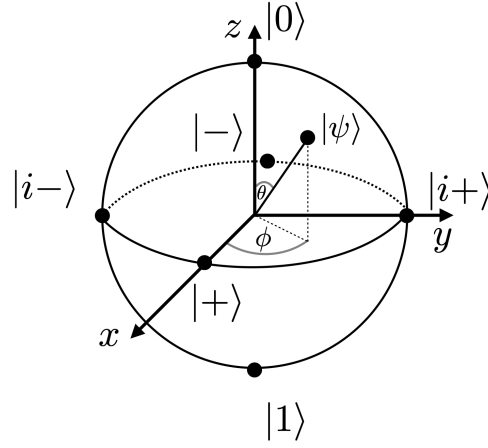


Figure 1: Sphère de Bloch. Un état pur $|\psi\rangle$ se représente sur une sphère de Bloch. Les qubits $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont situées sur les poles de la sphère. Les états dans le plan équatorial sont notés $|\pm\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle \pm |1\rangle)$ et $|i\pm\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle \pm i|1\rangle)$ ($\phi = \pi/2, 3\pi/2$) situés également sur l'équateur.

Ces opérations sont unitaires, c'est-à-dire que $\hat{U}\hat{U}^\dagger = \mathbb{I}$, ce qui signifie qu'elles sont réversibles. Cela contraste avec les opérations de projection décrites dans la section suivante (pour lesquelles il n'y a pas de retour en arrière). On peut également vérifier la représentation:

$$\hat{\sigma}_x = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|, \quad \hat{\sigma}_z = |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|, \quad \hat{\sigma}_y = i|0\rangle\langle 1| - i|1\rangle\langle 0|. \quad (8)$$

Calcul élémentaire

Calculer la trace, déterminant, valeurs propres, commutateurs pour ces matrices.

La sphère de Bloch est une représentation idéale pour visualiser l'état quantique, mais également pour observer l'effet des portes logiques sur cet état qui encode l'information quantique. Une porte $\hat{\sigma}_x$ réalise un basculement de bit, transformant l'état 0 en 1, équivalent à passer du pôle nord au pôle sud avec une rotation de π . L'action d'une porte $\hat{\sigma}_z$ ne peut pas être visualisée directement lorsque l'on se trouve aux pôles. Sur l'équateur, une porte $\hat{\sigma}_z$ induit une rotation de π , car l'état 0 reste inchangé tandis que l'état 1 accumule une phase négative.

Des exemples de systèmes quantiques de dimension 2 ont été donnés au cours de la deuxième séance (photons polarisés, niveaux d'énergie d'un atome, spin $1/2$...). Ces systèmes peuvent être utilisés comme des qubits dès lors que l'on est capable d'implémenter expérimentalement des portes logiques sur ces états.

2 Premier exemple de qubit, single-rail encoding et dualité onde-corpuscule

Un qubit peut être encodé à partir de la polarisation horizontale-verticale de photon unique. Un autre exemple est par la présence-absence d'un photon unique dans une voie spatiale (single-rail encoding).

2.1 Generation de nombres quantiques aléatoires

On considère un photon unique, incident suivant le mode spatial a (parallèle à l'axe des x) sur une lame semi-réfléchissante à 45 degrés. La voie de sortie parallèle à l'axe des x sera aussi appelée a alors que celle à y sera appelé b . On associe à la présence d'un photon unique dans la voie spatiale a le qubit $|0\rangle$ (et donc son absence dans la voie spatiale b), et à la présence d'un photon unique dans la voie spatiale b le qubit $|1\rangle$ (et donc son absence dans la voie spatiale a).

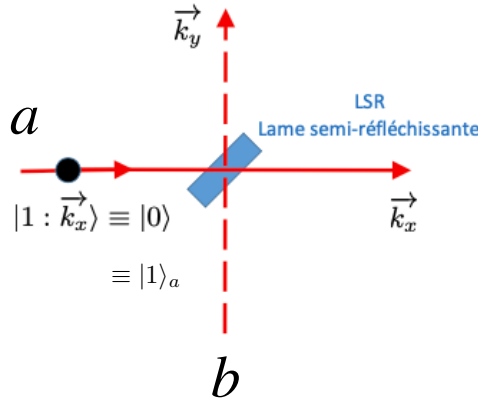


Figure 2: Un photon unique est incident sur une lame semi-réfléchissante (LSR équilibrée). Les modes d'entrée sont notés a, b , ainsi que les modes de sortie (rigoureusement, on doit les noter c, d).

(1) Quel est l'espace de Hilbert permettant de décrire l'état d'entrée et de sortie d'un photon? Donnez en une base. Si on a qu'un seul photon unique entrant au sein de la lame, comment écrire la fonction d'onde?

(2) Les photons uniques sont générés par une source déterministe, et une synchronisation est opérée jusqu'au deux détecteurs. Comment utiliser de tels détecteurs pour mesurer l'état du photon dans la base canonique?

L'action d'une lame semi-réfléchissante (LSR) sur l'amplitude du champ électromagnétique est caractérisée par ses coefficients de transmission et réflexion r, t dont la matrice de passage s'écrit: $LSR = \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix}$. On identifiera la transformation des composantes du champ électromagnétique dans les modes a, b par celles des amplitudes quantiques dans \mathcal{H} .

(3) Ecrire la relation entre $|\psi_{in}\rangle$ et $|\psi_{out}\rangle$ décrivant l'état d'un photon avant et après la lame semi-réfléchissante. Cette matrice de passage est elle unitaire? Pourquoi on a un signe -1 à la réflexion? Traduire ensuite sur la matrice de passage la condition pour laquelle la lame est dite équilibrée, et écrire l'état quantique de sortie.

(4) On envoie un photon unique se propageant suivant le mode spatial a sur la lame semi-réfléchissante. On mesure l'état du photon en sortie de la lame à l'aide de deux détecteurs placés dans les modes de sorties de la lame semi-réfléchissante. En utilisant le formalisme de la mécanique quantique, évaluer la distribution de probabilité sur les deux voies de sorties.

L'obtention d'aléa (d'entropie) est caractéristique de la statistique de résultat de mesure d'un état quantique qui n'est pas un état propre de la mesure. Il existe des systèmes commerciaux de génération de bits aléatoires quantiques (QRNG : Quantum Random Number Generator) reposant précisément sur ce principe. Cet aléa

n'est pas lié à une connaissance imparfaite de l'état du système, mais aux principes de la physique quantique. Une fois le détecteur $D1$ clique, on lui associe le bit 1, et une fois le détecteur $D0$ clique; on lui associe le bit 0.

2.2 Interféromètre de Mach-Zehnder

- (1) Quelle est l'opération logique effectuée par une lame séparatrice équilibrée ?
- (2) Ajoutons maintenant une lame de phase dans la voie a . Quelle est l'opération logique qui a été effectuée ?
- (3) On ajoute finalement une dernière lame séparatrice. Quelle est l'opération logique globale ? Ces opérations commutent-elles ? L'interféromètre total est celui de Mach-Zehnder, qui peut être vu comme un interféromètre de Michelson déplié (voir Fig.3).
- (4) Quelles sont les probabilités de mesure en fonction du déphasage ϕ ?

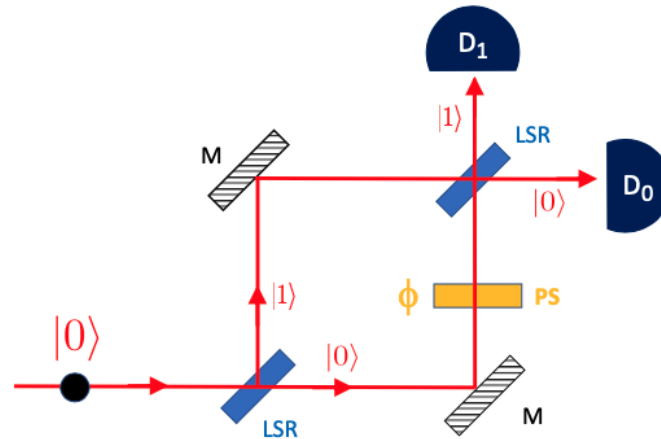


Figure 3: On réalise un interféromètre de Mach-Zehnder à l'aide de deux lames semi- réfléchissantes (LSR), deux miroirs (M) parfaitement réfléchissants. une lame de phase (PS) qui entraîne un déphasage ϕ entre les deux voies spatiales.

Le formalisme quantique, basé sur des amplitudes complexes de probabilité, peut donner lieu à des interférences au niveau des amplitudes de probabilité et permet de rendre compte à la fois du caractère corpusculaire (expérience 1) et ondulatoire (expérience 2) du photon. On parle du phénomène de complémentarité onde-corpuscule pour les particules quantiques (vrai pour les photons, mais aussi pour les électrons). Ce phénomène n'a pas d'équivalent classique. En particulier, on ne peut pas rendre compte du résultat des deux expériences en considérant que l'état du photon unique est décrit uniquement par une distribution de probabilité (à coefficients réels positifs ou nuls) sur les deux modes.

La première expérience consiste à mesurer le chemin du photon. La deuxième expérience revient à mesurer le déphasage entre les chemins à l'aide d'un phénomène d'interférence. En raison de la non-commutation des observables correspondantes, on pourrait par ailleurs montrer que l'on ne peut pas mesurer simultanément (et sans erreur) les deux informations relatives au chemin emprunté ou au déphasage entre chemins pour un même photon. Pour des données expérimentales, voir Fig.4.

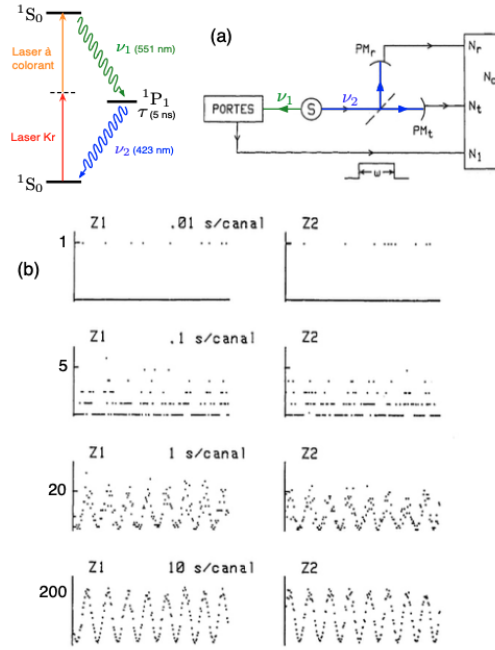


Figure 4: Source de photon unique basé sur une cascade radiative de l'atome de calcium. La détection d'un premier photon sert à annoncer la présence du deuxième qui entre ensuite dans les deux interféromètres décrit précédemment (ici seul le premier interféromètre est représenté sur la figure (a)). L'accumulation de la statistique permet d'observer un phénomène d'interférences typique du caractère ondulatoire de la lumière (voir figure (b)). (Provient de la thèse Vincent Jacques).

A Complément de l'exercice précédent

(5) Démarrons d'un photon unique polarisé horizontalement qui est transmis dans un cube séparateur de polarisation. Quel est l'état de sortie? Si on commence avec un photon unique polarisé verticalement? Si on associe à la polarisation horizontale (resp. verticale) le qubit 0 (resp. 1), que fais en pratique ce cube séparateur de polarisation?

(6) Dans cet encodage, on réalise que le qubit 0 est en réalité associé à la présence d'un photon dans la voie spatiale a et à l'absence d'un photon unique dans la voie spatiale b . Problème actuel dans notre écriture: on ne retient pas cette information "d'absence". En toute rigueur, il faut écrire le qubit 0 comme le produit tensoriel d'un photon unique dans la voie spatiale a et du vide dans la voie spatiale b , de telle sorte que:

$$|0\rangle = |1\rangle_a \otimes |\Omega\rangle_b \quad (9)$$

L'espace de Hilbert total est donc agrandi par ce produit tensoriel. Nous verrons dans le cours suivant cette notion en détail, utile pour décrire des systèmes quantiques plus complexes composés de "plusieurs parties" ou plusieurs particules.

B Dualité onde-particule

On arrive à l'expérience à choix retardé de Wheeler, dont l'implémentation expérimentale est la suivante. En l'absence de la deuxième lame séparatrice, on ne voit qu'un aspect corpusculaire du photon. En présence de la deuxième lame séparatrice, on observe un comportement ondulatoire. Est-il possible de montrer que le photon ne choisit pas son comportement en fonction de la présence ou de l'absence de la deuxième lame séparatrice? La réponse est oui. Avec un modulateur électro-optique, il est possible de modifier la transparence de cet élément pour le rendre transparent ou semi-réfléchissant, même après que le photon ait passé la première lame séparatrice. Ces expériences ont été réalisées par Grangier, Roger et Aspect (<https://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/1/4/004>) et voir chapitre 3 de la thèse de Vincent Jacques <https://theses.hal.science/tel-00281163>.

C Correction rapide

C.1 Générateur de nombres quantiques aléatoires

(1) Voir après.

(2) Mesurer, dans la base canonique, l'état du qubit dans \mathcal{H} correspond à déterminer dans quelle direction se propage le photon unique, parmi les deux voies spatiales a, b . La mesure est réalisée avec deux détecteurs de photons uniques D_0 ou D_1 et consiste à placer D_0 sur le trajet du mode de direction a , D_1 sur celui du mode de direction b , et à enregistrer lequel des deux détecteurs "clique".

(3) Dans la base $\{|0\rangle, |1\rangle\}$, on peut écrire, pour un état $|\psi^{in}\rangle$ quelconque :

$$|\psi^{in}\rangle \equiv \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \text{ avec } (\alpha, \beta) \in \mathbb{C}^2, |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

$$\text{ainsi on aura } |\psi^{out}\rangle = \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

- On peut vérifier d'une part que la transformation est unitaire $\hat{U}^\dagger \hat{U} = \mathbb{I}$, par conservation de l'énergie. La phase de π accumulée pendant la réflexion se retrouve naturellement pour assurer la conservation de l'énergie pour une telle transformation unitaire.

- La conservation de l'énergie implique que la fonction d'onde reste normalisée à la traversée de la lame, en effet on veut vérifier que $|\langle \psi^{out} | \psi^{out} \rangle|^2 = 1$, et on a :

$$|\langle \psi^{in} | \psi^{in} \rangle|^2 = |t\alpha + r\beta|^2 + |-r\alpha + t\beta|^2 \quad (10)$$

en utilisant la conservation de l'énergie et la normalisation de la fonction d'onde initiale: $\forall (\alpha, \beta) \in \mathbb{C}^2$, $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$, on trouve bien que $|\langle \psi^{in} | \psi^{in} \rangle|^2 = 1$

En considérant cette équation (10) pour $\alpha = 1, (\beta = 0)$, et $\beta = 1, (\alpha = 0)$ on retrouve que les colonnes de LSR sont des vecteurs normés.

Le fait que la lame soit équilibrée, implique en outre que

$$|t|^2 = |r|^2 = 1/2 \quad (11)$$

et la matrice peut alors s'écrire comme:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (12)$$

qui n'est rien d'autre que la matrice de Hadamard vu lors du deuxième cours.

(4) En appliquant le formalisme quantique, on peut écrire que l'état du photon après la première LSR et avant la mesure est $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$

On a ainsi la probabilité de mesurer un des photons dans chacune des voies spatiales $P(0) = |\langle 0 | \Psi \rangle|^2 = \frac{1}{2} = |\langle 1 | \Psi \rangle|^2 = P(1)$. Le photon est en sortie de la lame séparatrice dans une superposition d'état "réfléchi et transmis". Seul la mesure permettra de trancher sur quelle voie le photon est allé. Répéter de nombreuses fois l'expérience avec le même état d'entrée permettrait d'obtenir l'histogramme de probabilité des détections (similaire à celui vu en cours sur les histogrammes de polarisation). Le résultat obtenu pour chaque mesure est donc un bit aléatoire.

Il est cependant tout à fait possible d'obtenir cette statistique de résultats dans le cadre d'un formalisme classique probabiliste. Par exemple, un tirage à pile ou face réalisé avec une pièce de monnaie non biaisée donnerait le même résultat. Cette première expérience pourrait donc aussi s'expliquer à l'aide d'un formalisme classique probabiliste pour décrire le photon unique. Mais ce n'est pas du vrai hasard : la probabilité de 1/2 d'obtenir pile ou face n'est autre qu'une incapacité à déterminer mécaniquement les caractéristiques de la pièce, les conditions initiales (et un possible biais)... Dans le cas du photon unique, il n'y a pas de caractéristiques intrinsèques qui expliqueraient pourquoi on a une chance sur deux pour la réflexion ou la transmission.

C.2 Interféromètre de Mach-Zehnder

(1) C'est une transformation de Hadamard \hat{H} (voir cours précédent et question précédente). On peut en même temps visualiser cette transformation à l'aide de la sphère de Bloch (passage du pôle Nord dans le plan

équatorial).

(2) C'est une porte de phase:

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (13)$$

La voie du haut a un chemin plus long que celui du bas, cela s'écrit par un déphasage. Rien ne change ici par rapport au formalisme décrivant les transformations d'un champ classique. On pourra également constater que cette phase est une rotation dans le plan équatorial (en prenant une phase de π , on transforme l'état $|+\rangle$, à l'état $|-\rangle$).

(3) L'opération logique globale est:

$$\hat{U} = \hat{H}\hat{P}\hat{H} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (14)$$

(4) L'état du photon après la deuxième LSR et avant la détection:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + e^{i\phi} \\ 1 - e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (15)$$

La probabilité est ainsi $P(0) = |\langle 0|\psi\rangle|^2 = \cos^2(\phi/2)$ et $P(1) = |\langle 1|\psi\rangle|^2 = \sin^2(\phi/2)$.

Commentaires rapides:

Le calcul fait intervenir une interférence entre les *amplitudes de probabilité* associées aux deux chemins possibles pour le photon. La distribution de probabilité des résultats de mesure dépend du déphasage ϕ , ce qui est caractéristique d'un caractère ondulatoire. C'est comme si le photon avait interféré sur lui même. Un photon après la première lame séparatrice se trouve soit réfléchi soit transmis, et est donc dans une superposition cohérente de ces deux cas. Le fait de voir une probabilité en sortie qui dépend de la phase, alors que l'on a des cas où le photon a été effectivement réfléchi (et donc celui-ci ne traverse pas l'élément de phase), nous mène alors à cet aspect que le "photon a interféré avec lui même".

Pourquoi dit on que cette probabilité oscillante est un aspect ondulatoire du champ? Si on considère le cas où l'on aurait un champ électromagnétique classique, qui serait divisé en deux par la première lame séparatrice, puis en recombinaison les deux champs dont eux a été déphasé, on observerait également une intensité oscillante selon ϕ .

A noter que selon l'endroit où la phase est appliquée (avant la première lame, entre les deux, ou après la deuxième), on n'a pas le même résultat de mesure. A faire pour vous entraîner.