

Photonique Expérimentale

Photonique Quantique

1	Photons intriqués et inégalité de Bell	1
2	Interférences à deux photons : l'expérience de Hong, Ou et Mandel	21
3	Magnétométrie des centres NV du diamant	35
4	Spectroscopie sub-Doppler par absorption saturée	53
5	Spectroscopie d'un jet atomique	65
6	Interférences à un photon : l'expérience GRA	79
7	Interférométrie HBT : statistiques des sources de photons	107

Salles	Bell	HOM (GRA)	NV (HBT)	Abs. sat.	Jet
	N1.3	N1.3	N1.4	S1.29	N1.6

lense.institutoptique.fr | Troisième année | Photonique 3A|M2



© 2025 by LEnsE-IOGS

Cycle Ingénieur - 3^{ème} année - Palaiseau
 Master 2 QLMN
 Année 2025-2026

P 1

Photons intriqués et inégalité de Bell

Les questions de préparation P1 à P12 sont à faire avant la séance.

Contents

1	Introduction	1
2	Les états de Bell	2
3	Réalisation de l'expérience	5
	Annexe 1 : Une démonstration du théorème de Bell	18
	Annexe 2 : Principe de calcul du déphasage entre les deux processus de conversion paramétrique spontanée	19

1 Introduction

Le formalisme de la mécanique quantique permet de calculer non pas le résultat d'une mesure mais seulement la probabilité d'obtenir un certain résultat. Cet caractère définitivement probabiliste laissait insatisfaits de nombreux physiciens, dont Einstein, qui pensaient que la mécanique quantique devait être une théorie incomplète, qui ne rendait pas compte de l'ensemble de la réalité. Afin d'illustrer leur point de vue, Einstein, Podolsky et Rosen exposèrent en 1935 une expérience de pensée impliquant deux particules dans un état intriqué (dit état EPR ou état de Bell) qui conduit à un paradoxe devant démontrer l'état d'incomplétude de la théorie quantique ¹.

¹A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?*, Physical Review 47, 777 (1935)

Pour un état de Bell, la mesure de l'état de chaque particule prise individuellement donne un résultat aléatoire mais les résultats de la mesure de l'état d'une particule puis de l'autre sont toujours parfaitement corrélés (voir question 6). Autrement dit, la connaissance de l'état de la première particule permet de prédire avec certitude l'état de la seconde. Pour Einstein, Podolsky et Rosen, la possibilité de prédire l'état de la seconde particule implique que cet état préexiste à sa mesure, c'est-à-dire qu'il existe un jeu de variables "cachées" (au sens où la théorie n'en rend pas encore compte) qui déterminent son état tout au long de l'expérience.

Il a longtemps semblé que les objections des tenants d'une théorie à variables cachées plutôt que d'une théorie probabiliste pure étaient de nature philosophique. Pourtant, en 1964, John Bell² réussit à montrer qu'il existe des situations dans lesquelles ces deux théories prédisent des résultats de mesure incompatibles entre eux et qu'il est possible de trancher le débat par une expérience. Mais il a encore fallu attendre une quinzaine d'année et les progrès de l'**optique quantique** pour que cette expérience puisse être tentée avec des paires de photons intriqués. Les premiers résultats univoques ont été obtenus à l'Institut d'optique au cours des années 1981 et 1982 par Alain Aspect, Philippe Grangier, Gérard Roger et Jean Dalibard³.

Le but de ce TP, inspiré par M. W. Mitchell et D. Dehlinger⁴, est de produire un état de Bell à deux photons et de déterminer à l'aide de vos propres mesures laquelle des deux théories en opposition doit être invalidée.

2 Les états de Bell

2.1 États de polarisation d'un photon en mécanique quantique

Lorsque l'on mesure la polarisation d'un photon à l'aide d'un analyseur vertical, on se réfère à la base constituée de la polarisation verticale (dans l'axe du polariseur, notée $|V\rangle$) et de la polarisation horizontale (orthogonale à l'axe du polariseur, notée $|H\rangle$). Le vecteur d'état de polarisation d'un photon s'écrit dans cette base :

$$|\psi\rangle = c_V|V\rangle + c_H|H\rangle. \quad (1.1)$$

Les coefficients c_V et c_H sont complexes et vérifient $|c_V|^2 + |c_H|^2 = 1$. Le résultat de la mesure de la polarisation du photon ne peut prendre que deux valeurs :

²J. S. Bell, *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*, Physics **1**, 195 (1964)

³Voir par exemple : A. Aspect, J. Dalibard et G. Roger, *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers*, Physical Review Letters **49**, 1804 (1982)

⁴Dietrich Dehlinger, M. W. Mitchell; *Entangled photons, nonlocality, and Bell inequalities in the undergraduate laboratory*. Am. J. Phys. 1 September 2002; 70 (9): 903-910. <https://doi.org/10.1119/1.1498860>

- le photon est transmis par l'analyseur et son état de polarisation est projeté sur $|V\rangle$. La mécanique quantique prédit pour ce résultat la probabilité $P_V = |\langle\psi|V\rangle|^2 = |c_V|^2$;
- le photon est bloqué par l'analyseur et son état de polarisation est projeté sur $|H\rangle$. La probabilité d'obtenir ce résultat est $P_H = |\langle\psi|H\rangle|^2 = |c_H|^2$.

On remarque que la mesure modifie en général l'état de polarisation du photon (c'est d'ailleurs un des postulats de la M.Q. : la mesure détruit l'état du système). A titre d'exemple :

P1 Écrivez l'état de polarisation d'un photon possédant un état de polarisation rectiligne faisant un angle α avec la verticale. Quelle est la probabilité de le mesurer dans l'état $|V\rangle$?

P2 Écrivez l'état de polarisation d'un photon possédant une polarisation circulaire gauche. Quelle est la probabilité de le mesurer dans l'état $|V\rangle$?

Si l'on choisit de mesurer l'état de la polarisation d'un photon à l'aide d'un analyseur tourné d'un angle α par rapport à la verticale, la nouvelle base des états de polarisation est $\{|V_\alpha\rangle, |H_\alpha\rangle\}$ (figure 1.1).

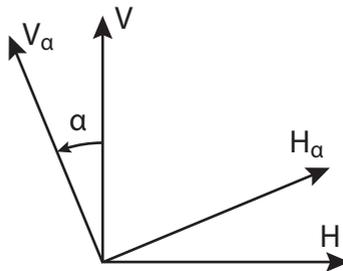


Figure 1.1: La base des états de polarisation $\{|V_\alpha\rangle, |H_\alpha\rangle\}$ s'obtient par rotation d'un angle α de la base $\{|V\rangle, |H\rangle\}$.

P3 Soit un photon dans l'état de polarisation $|V\rangle$. Quel est son état de polarisation dans la base inclinée d'un angle α ? Quelle est la probabilité P_{V_α} de mesurer la polarisation V_α ?

2.2 Paires de photons intriqués en polarisation

Au cours de ce TP, vous allez produire et étudier des paires de photons intriqués en polarisation. L'état de polarisation de ces paires est un état de Bell, qui s'écrit :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V, V\rangle + |H, H\rangle) . \quad (1.2)$$

Il s'agit d'un état non factorisable, c'est-à-dire qu'on ne peut attribuer d'état de polarisation à chacun des photons pris séparément.

P4 Montrez que la probabilité P_V de mesurer le photon 1 ou le photon 2 avec la polarisation V est $1/2$.

P5 Quelle est la probabilité de mesurer les deux photons avec la même polarisation (V, V ou H, H) ? Quelle est celle de mesurer les deux photons avec des polarisations orthogonales (V, H ou H, V) ?

Ainsi, si le résultat de la mesure de polarisation sur un seul photon apparaît complètement aléatoire, la **mesure conjointe** de la polarisation des deux photons montre, quant à elle, un fort degré de **corrélacion**. De manière générale, la probabilité de mesurer simultanément le photon 1 avec la polarisation V_α et le photon 2 avec la polarisation V_β est donnée par

$$P(V_\alpha, V_\beta) = |\langle V_\alpha, V_\beta | \psi \rangle|^2 . \quad (1.3)$$

P6 Montrez que $P(V_\alpha, V_\beta) = \cos^2(\alpha - \beta)/2$. Comment varie cette probabilité si les deux axes d'analyse sont tournés simultanément d'un même angle ?

P7 Montrez plus généralement que l'état de Bell (1.3) prend la même forme quelle que soit la base d'analyse, c'est-à-dire que :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V_\alpha, V_\alpha\rangle + |H_\alpha, H_\alpha\rangle) , \quad \forall \alpha . \quad (1.4)$$

Cette **symétrie par rotation** de l'état de polarisation est une propriété essentielle de l'état de Bell, que nous allons mettre à profit pour révéler toute l'étendue des corrélacions entre les photons intriqués.

2.3 Inégalité de Bell

Pour des analyseurs orientés de manière quelconque, le degré de corrélation entre les résultats de mesure de polarisation sur les deux photons peut être quantifié par la grandeur

$$E(\alpha, \beta) = P(V_\alpha, V_\beta) + P(H_\alpha, H_\beta) - P(V_\alpha, H_\beta) - P(H_\alpha, V_\beta). \quad (1.5)$$

À partir de cette grandeur on définit le **paramètre de Bell** :

$$S(\alpha, \alpha', \beta, \beta') = E(\alpha, \beta) - E(\alpha, \beta') + E(\alpha', \beta) + E(\alpha', \beta'). \quad (1.6)$$

C'est grâce à ce paramètre que l'on peut distinguer les prédictions de la théorie à variables cachées et de la théorie quantique. Bell a pu montrer en effet que, selon la théorie à variables cachées, S doit être inférieur ou égal à 2 quelque soit l'état des photons. C'est ce qu'on appelle une **inégalité de Bell**. A contrario, la théorie quantique prédit une valeur strictement supérieure à 2 dans l'état de Bell pour certains choix des axes d'analyse. Il ne reste plus qu'à faire la mesure !

P8 Montrez que $S = 2\sqrt{2}$ pour le choix d'angles d'analyse représenté sur la figure 1.2. Cette configuration permet la violation maximale de l'inégalité de Bell autorisée par la mécanique quantique.

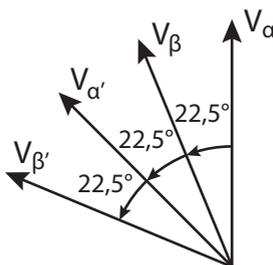


Figure 1.2: Ce choix d'angles d'analyse conduit à une valeur maximale du paramètre de Bell prédit par la mécanique quantique.

3 Réalisation de l'expérience

3.1 Description du montage

La source de photons intriqués en polarisation est constituée par une diode laser émettant un faisceau à 405 nm, polarisé verticalement et focalisé sur deux

cristaux non linéaires de BBO. Dans ces cristaux, un processus de conversion paramétrique transforme les photons de longueur d'onde 405 nm en une paire de photons jumeaux de longueur d'onde 810 nm. L'un des cristaux peut donner des paires de photons de polarisation verticale, tandis que l'autre peut donner des paires de photons de polarisation horizontale. Les photons jumeaux sont émis symétriquement par rapport au faisceau de pompe sur un cône avec un angle au sommet de 3° environ. Une lame demi-onde à 405 nm et un compensateur de Babinet permettent d'ajuster l'état de polarisation des photons de pompe.

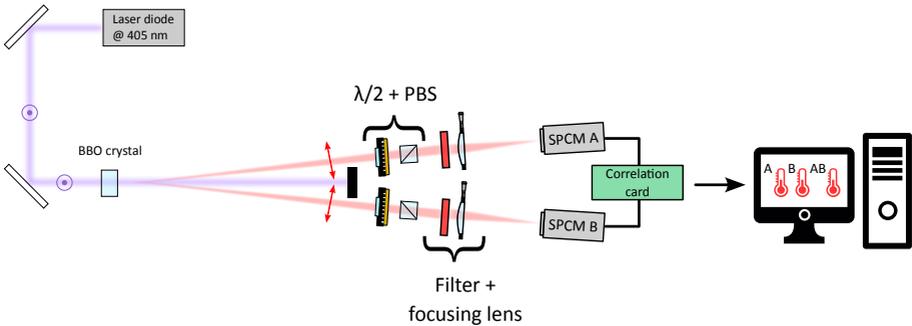


Figure 1.3: Schéma de principe du montage. Un cristal de BBO pompé par une diode laser crée deux faisceaux contenant des photons corrélés, voire intriqués en polarisation. Sur chaque voie, l'orientation de la polarisation analysée est réglée à l'aide d'une lame demi-onde. Les photons sont focalisés puis détectés par des photodiodes à avalanche, dont les signaux de comptage et de coïncidence sont affichés par l'ordinateur.

Pour collecter les photons infrarouges, sur chaque bras disposé à 3° du faisceau incident, on placera :

- un analyseur de polarisation constitué d'une lame demi-onde à 810 nm et d'un cube séparateur de polarisation,
- une lentille pour focaliser le flux de photons IR sur les détecteurs
- un filtre interférentiel à 810 nm de largeur 10 nm
- une photodiode à avalanche en mode comptage de photons

Une carte FPGA est programmée pour compter le nombre de photons détecté sur chaque voie ainsi que les coïncidences, c'est-à-dire les arrivées simultanées de photons. Les nombres d'événements et de coïncidences sont ensuite affichés par un programme Labview.

3.2 Modules de détection de photons uniques

Les modules de détection de photons uniques sont des outils exceptionnels adaptés à ce type d'expérience. Ils sont constitués chacun d'une photodiode silicium à avalanche utilisée en mode détection de photons uniques. Sur chacune des voies, notées respectivement *A* et *B*, la détection d'un photon provoque l'émission d'une impulsion TTL (0 – 5 V) d'une durée de 25 ns.

Attention ! Ces modules sont très, très onéreux et seraient définitivement détruits par un flux de photons trop important ! Vérifiez toujours que les tubes noirs et les filtres interférentiels sont bien en place et protègent les photodiodes. Attendez toujours l'autorisation de l'enseignant pour allumer l'alimentation des modules. Avant de commencer à manipuler, fermez la porte de la salle et éteignez les plafonniers.

3.3 Compteur d'événements et de coïncidences

La carte FPGA peut traiter les signaux en provenance de 4 détecteurs différents : nous n'en utilisons ici que deux. La carte renvoie à l'ordinateur un tableau pouvant contenir jusqu'à 8 nombres de 32 bits, représentant les données de 8 compteurs différents. Les 4 premiers éléments du tableau sont les comptages simples en provenance d'un maximum de 4 détecteurs (compteur 0 - compteur 3), dans l'ordre : A, B, A'(non utilisé), B'(non utilisé). Les 4 derniers éléments sont les comptages de coïncidences (Compteur 4 - Compteur 7). Les coïncidences sont déterminées par les réglages des commutateurs SW0 - SW15 sur la carte DE2. Chaque compteur utilise quatre interrupteurs pour déterminer quelle coïncidence il compte - le compteur 4 utilise les interrupteurs SW0 - SW3, le compteur 5 utilise les interrupteurs SW4 - SW7, etc ; lorsqu'un interrupteur est activé, la LED correspondante s'allume. Avec cet arrangement, n'importe lequel de ces 4 compteurs peut déterminer n'importe quelle coïncidence arbitraire 2, 3 ou 4 fois. Dans notre cas, seul le comptage de coïncidence entre A et B est utilisé : pour correctement récupérer l'information, il faut s'assurer que les interrupteurs SW0 et SW1 sont allumés, alors que SW2 et SW3 doivent être éteints - les interrupteurs SW4 à SW15 sont importants uniquement en cas de configuration à 4 détecteurs (voir Table).

La carte FPGA repère les impulsions émises par les modules de détection de photons une fois l'amplitude de celles-ci ramenée de (0 – 5 V) à (0 – 3,3 V). La carte compte à la fois le nombre d'impulsions émises par chacune des voies et le nombre de coïncidences d'impulsions pendant une durée d'intégration réglable. Le comptage des coïncidences est effectué somme suit : lors de la détection d'une impulsion émise par la voie A, une fenêtre de coïncidence de durée réglable est ouverte ; si une impulsion est reçue de la voie B avant que

SW0	SW1	SW2	SW3
1	1	0	0
SW4	SW5	SW6	SW7
1	1	0	1
SW8	SW9	SW10	SW11
1	0	0	1
SW12	SW13	SW14	SW15
0	1	0	1

Table 1.1: Tableau résumant les positions attendues des interrupteurs pour le VI coïncidence rs232.vi.

cette fenêtre ne se referme, une coïncidence est comptabilisée. La carte envoie les informations de comptage à l'ordinateur par liaison RS232.

Un programme Labview affiche les résultats de comptage. Les branchements sont déjà effectués et on a pris grand soin de vérifier que les câbles reliant les module de détection de photons au détecteur de coïncidences ont la même longueur.

Q1 Pour quelle raison les câbles reliant les module de détection de photons au détecteur de coïncidences doivent-ils avoir la même longueur ?

↪ Vérifiez que c'est bien le cas.

↪ Réalisez les réglages et mesures suivantes :

- Lancez le programme Labview avant toute autre chose.
- Placez-vous dans l'obscurité totale et allumez d'abord l'alimentation des compteurs de photons.
- Mesurez et notez le nombre de photons d'obscurité et vérifiez qu'il est bien inférieur à 500 photons/s. Les modules sont d'autant plus chers que ce nombre de photons d'obscurité est faible.
- Allumez ensuite une source de lumière faible quelconque et vérifiez que le nombre de photons détectés reste toujours très en dessous de 10^6 photons/s.

3.4 Vérification du fonctionnement du détecteur de coïncidences : nombre de coïncidences fortuites

À ce stade, les coïncidences mesurées sont des coïncidences fortuites dues à l'arrivée par hasard de deux photons pendant la durée de la fenêtre de coïncidence. On note n_A et n_B le **taux de comptage** (nombre moyen de photons par seconde) sur les voies A et B , n_f le taux de coïncidences fortuites et τ la durée de la fenêtre de coïncidence.

Q2 Montrez que le taux de coïncidences fortuites est déterminé par : $n_f = n_A n_B \tau$.

Les deux dernières bascules de la carte FPGA, SW16 et SW17, permettent de choisir la durée de la fenêtre de coïncidence selon la table 2.1. Les durées qui figurent dans cette table sont indicatives et vont devoir être calibrées.

SW16	SW17	τ (ns)
éteint	éteint	~ 70
allumé	éteint	~ 20
éteint	allumé	~ 14
allumé	allumé	~ 7

Table 1.2: Codage de la durée de la fenêtre de coïncidence.

\rightsquigarrow Relevez le taux de coïncidences fortuites dans chacune des quatre configurations.

Q3 Déterminez les durées des différentes fenêtres de coïncidence en utilisant la relation déterminée à la question **Q2**.

Cette mesure permet de vérifier le fonctionnement du circuit de coïncidences et des compteurs. En cas d'erreur flagrante, appelez l'enseignant-e !

3.5 Diode de pompe

La diode de pompe est une diode à 405 nm de puissance 60 mW environ. La lumière émise par la diode est polarisée linéairement. Le port des lunettes de protection est indispensable !

~> Réalisez les réglages suivants :

- Appuyez sur les deux boutons de mise en marche de la régulation de température. La température est déjà ajustée pour obtenir la bonne longueur d'onde. Ne réglez rien !
- Appuyez sur les deux boutons de l'alimentation de courant et réglez le courant au maximum (environ 95 mA).
- S'ils sont sur le montage, retirer les éléments en amont des cristaux de BBO (lame demi-onde à 405 nm et compensateur de Babinet) ainsi que les lames demi-onde à 810 nm et les cubes séparateurs de polarisation placés sur chacune des voies de détection.
- Vérifiez l'alignement du faisceau sur le montage.

3.6 Conversion paramétrique

Les paires de photons sont produites par conversion paramétrique dans des cristaux de $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (β -borate de baryum, abrégé en BBO). Lors de ce processus non linéaire, un photon issu de la diode à 405 nm peut être convertit en une paire de photons jumeaux de longueur d'onde 810 nm. Le BBO est un cristal biréfringent uniaxe négatif. Nous l'utilisons en accord de phase de type I, c'est-à-dire que les deux photons jumeaux issus du photon de pompe ont la même polarisation.

Dans notre montage, le faisceau de pompe arrive en incidence normale sur la face d'entrée des cristaux. L'axe de chacun des cristaux fait un angle proche de 29° avec le faisceau de pompe. L'axe de l'un des cristaux forme un plan vertical avec le faisceau de pompe et les photons jumeaux produits dans ce cristal à partir d'un photon de pompe sont polarisés horizontalement (voir figure 2.3). L'axe de l'autre cristal forme un plan horizontal avec le faisceau de pompe et les photons jumeaux produits dans ce cristal à partir d'un photon de pompe sont polarisés verticalement. Les deux photons jumeaux produits à partir d'un même photon de pompe sont émis sur les arrêtes opposées d'un cône dont l'angle au sommet est d'environ 3° à l'extérieur des cristaux.

Remarque La direction d'émission des paires de photons jumeaux varie très rapidement avec l'angle entre l'axe du cristal et la direction de propagation du faisceau de pompe. Pour optimiser le nombre de photons jumeaux incidents sur les détecteurs, on réglera donc soigneusement l'orientation des cristaux autour de l'axe horizontal et de l'axe vertical à l'aide des vis de réglage de leur monture (voir figure 1.4).

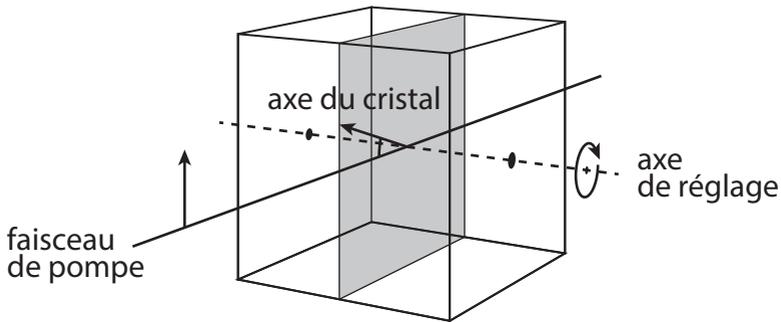


Figure 1.4: Orientation de l'axe du cristal “vertical” par rapport à la direction de propagation du faisceau de pompe. L'autre cristal a son axe propre dans un plan horizontal et son axe de réglage est l'axe vertical.

3.7 Réglage des lentilles de collimation

Il s'agit de faire l'image du col du faisceau de pompe dans les cristaux (c'est à dire la zone d'émission des paires de photons jumeaux) sur la zone active des photodiodes à avalanche. Ce réglage est délicat puisque le diamètre de cette zone active est de $180 \mu\text{m}$. Les lentilles ont une focale de 75 mm et un diamètre de $12,7 \text{ mm}$. Elles sont placées à une distance de 1040 mm du cristal.

Q4 Calculez la position de l'image par une lentille du col du faisceau.

~ Vérifiez que les photodiodes sont bien placées à l'endroit de l'image.

Q5 Quel est le grandissement de la conjugaison ? Après avoir estimé le diamètre du col du faisceau, vérifiez que la zone active des photodiodes collecte bien tous les photons émis le long du cône.

3.8 Optimisation du nombre de coïncidences

L'orientation des cristaux (c'est-à-dire de leur axe propre) modifie rapidement la direction d'émission des photons jumeaux et doit donc être soigneusement réglée. Le faisceau de pompe étant naturellement polarisé selon la direction verticale, seul le cristal dont l'axe propre est dans un plan vertical permet pour l'instant de satisfaire les conditions d'accord de phase et de produire des paires de photons jumeaux. Le réglage de son orientation se fait autour de l'axe horizontal.

↪ Relevez les nombres de photons détectés sur chaque voie et le nombre de coïncidences obtenues.

Q6 Calculez le nombre de coïncidences fortuites. Devra-t-on en tenir compte dans la suite de l'expérience ?

Q7 Calculez le rapport entre le nombre de coïncidences et le nombre de photons détectés sur chaque voie.

↪ On passe ensuite au réglage de l'orientation du cristal dont l'axe propre est contenu dans un plan horizontal :

- placez la lame demi-onde à 405 nm en amont des cristaux ;
- **identifiez très soigneusement la position des axes propres de la lame (ceux-ci ne correspondent pas exactement aux marques à 0 et 90°) ;**
- vérifiez que le nombre de coïncidences est inchangé si un axe propre de la lame est vertical ;
- tournez la lame de 45° pour mettre la polarisation du faisceau de pompe à l'horizontale ;
- optimisez le nombre de coïncidences en réglant l'orientation des cristaux autour d'un axe vertical.

3.9 Analyseurs de polarisation à 810 nm

↪ Remplacez sur chaque voie les lames demi-onde à 810 nm et les cubes séparateurs de polarisation qui, ensemble, constituent les analyseurs de polarisation (voir figure 1.5).

Attention L'angle de la lame demi-onde composant un analyseur est la moitié de l'angle d'analyse. On prendra donc grand soin dans la suite de faire la distinction entre l'angle de la lame et celui de l'analyseur !

Q8 Montrez que lorsque l'axe de la lame demi-onde est vertical, l'analyseur transmet la polarisation horizontale et permet donc de détecter des photons dans l'état $|H\rangle$. De combien faut-il tourner la lame pour détecter des photons dans l'état $|V\rangle$?

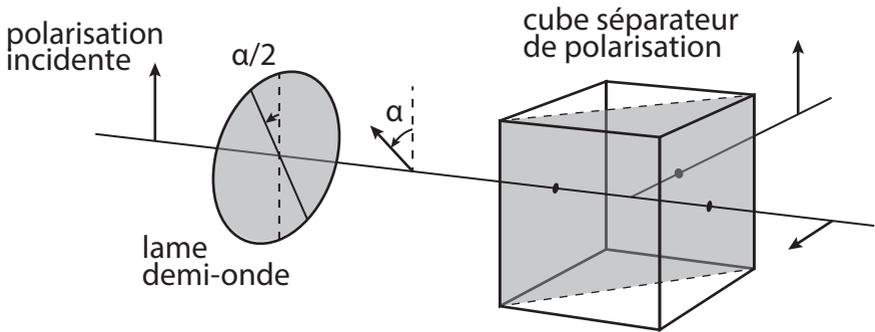


Figure 1.5: L'analyseur de polarisation est constitué d'une lame demi-onde d'orientation ajustable et d'un cube séparateur de polarisation.

~ Réglages et ajustements :

- Vérifiez expérimentalement que l'on a bien une source de paires de photons dans l'état $|H\rangle_1 |H\rangle_2$ si la lame demi-onde à 405 nm est verticale et une source de paires de photons dans l'état $|V\rangle_1 |V\rangle_2$ si on tourne cette lame de 45° .
- Si nécessaire, retouchez aux réglages d'orientation des cristaux de BBO pour obtenir à peu près le même nombre de coïncidences dans les deux cas.
- Ajustez ensuite la lame à $22,5^\circ$ pour obtenir le même nombre de coïncidences avec les deux analyseurs horizontaux ou les deux analyseurs verticaux (une égalité parfaite n'est pas possible sur ce montage, faites donc du mieux que vous pouvez).

~ Mesurez les taux de coïncidences lorsque les deux analyseurs sont parallèles (horizontaux ou verticaux), puis lorsque les deux analyseurs sont perpendiculaires.

~ Ajustez l'angle de la lame demi-onde pour obtenir le même taux de coïncidences dans les deux situations.

~ Mesurez les taux de coïncidences lorsque les deux analyseurs sont parallèles et perpendiculaires dans la base diagonale (à 45°).

↪ Constatez le résultat tout à fait stupéfiant de cette mesure !

Q9 Quels résultats attendiez-vous ? Comparer avec la mesure précédente.

Les réglages précédents ont permis d'obtenir une source de paires de photons créées dans l'un ou l'autre des cristaux de manière équiprobable. Il s'agit d'une paire de photons intriqués ! Il reste à ajuster précisément l'état de polarisation du faisceau de pompe pour obtenir un état de Bell.

3.10 Réalisation de l'état de Bell

Nous avons obtenu pour l'instant des paires de photons jumeaux dans l'état

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V, V\rangle + e^{i\phi}|H, H\rangle) . \quad (1.7)$$

La phase ϕ est la différence de phase entre les photons jumeaux polarisés horizontalement et ceux polarisés verticalement. Cette différence de phase entre les deux processus (création de paires HH ou VV) est liée à la biréfringence des cristaux de BBO. Le calcul complet de ce déphasage est donné en annexe.

Q10 Calculez les probabilités conjointes $P(V, V)$ et $P(H, H)$ pour l'état (1.7). Ces probabilités permettent-elles de distinguer l'état (1.7) de l'état de Bell (1.2) ?

Q11 Montrez que $P(V_{45^\circ}, V_{45^\circ}) = (1 + \cos(\phi))/4$. Quelle différence y a-t-il avec l'état de Bell ?

Pour obtenir un état de Bell en lieu et place de l'état (1.7), il va falloir compenser le déphasage ϕ . Pour ce faire, vous allez introduire un déphasage opposé entre les composantes de polarisation verticale et horizontale du faisceau de pompe à l'aide du compensateur de Babinet. Si les axes propres du compensateur sont ajustés selon l'horizontale et la verticale, une translation de celui-ci perpendiculairement au faisceau de pompe permet d'ajuster continûment le déphasage entre les deux composantes de polarisation, le déphasage induit étant simplement proportionnel au déplacement (voir figure 1.6). En pratique, à la longueur d'onde du faisceau de pompe, le déphasage varie de 2π pour un déplacement d'environ 5 mm.

↪ Placez le compensateur sur le faisceau de pompe.

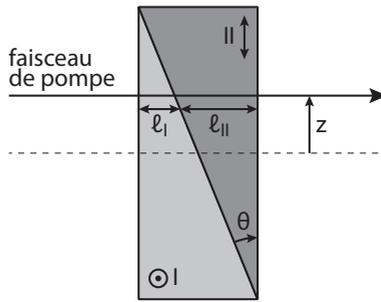


Figure 1.6: Le compensateur de Babinet consiste en deux pièces de cristal biréfringent uniaxe taillés en biseau et montés l'un contre l'autre de sorte que l'un des cristaux (I sur la figure) ait son axe vertical et parallèle à la face d'entrée et l'autre (II sur la figure) ait son axe horizontal et également parallèle à la face d'entrée. Si l'on note respectivement n_1 et n_2 les indices correspondant à l'axe du cristal et à sa direction perpendiculaire, on voit que le déphasage $\phi_B = \phi_H - \phi_V$ accumulé entre les polarisations horizontale et verticale d'un faisceau de longueur d'onde λ est donné par : $\lambda\phi_B/2\pi = (n_2\ell_I + n_1\ell_{II}) - (n_1\ell_I + n_2\ell_{II}) = 2(n_2 - n_1) \tan(\theta) z$.

↪ Vérifiez que les taux de coïncidences sont toujours égaux lorsque les analyseurs parallèles verticaux et parallèles horizontaux sur les deux voies. Dans le cas contraire, les axes propres du compensateur ne sont pas exactement selon l'horizontale et la verticale et il faut pivoter légèrement le compensateur.

↪ Réglez les analyseurs à 45° sur les deux voies et tracez les taux de coïncidences en fonction du déplacement du compensateur sur 10 mm (pas de 0,5 mm). Vous prendrez pour cela un temps d'intégration de 10 s).

Q12 L'allure de la courbe obtenue correspond-elle à votre attente ? Que pensez-vous du contraste de la modulation ?

Q13 Comment repérer le réglage correspondant à une compensation du déphasage ϕ ?

3.11 Variation des probabilités conjointes

Les deux théories que nous voulons confronter, celle à variable cachée et la mécanique quantique, ne prévoient pas la même variation de la probabilité conjointe $P(V_\alpha, V_\beta)$ en fonction de l'angle relatif $\alpha - \beta$. Il est donc intéressant de la mesurer. Expérimentalement, on peut estimer la probabilité $P(V_\alpha, V_\beta)$ en réglant les analyseurs aux angles α et β puis en calculant le rapport du taux de coïncidences sur le taux de comptage sur chaque voie.

Remarque importante : Ne faites la mesure ci-dessous que s'il vous reste suffisamment de temps avant la fin de la séance . Sinon passez directement à la mesure de paramètre de Bell.

~ Fixez l'angle d'un des deux analyseurs à 0 puis 45° et tracez dans les deux cas l'évolution du taux de coïncidences mesuré en fonction de l'angle du second analyseur. Au cours de cette mesure, vérifiez que le nombre de photons détectés sur chaque voie reste à peu près constant.

Q14 Comparez avec la prédiction de la mécanique quantique (question **P6**).

3.12 Mesure du paramètre de Bell

Vous allez maintenant évaluer expérimentalement le paramètre de Bell défini par la relation (1.6) et dont la valeur permettra peut-être d'invalider la théorie à variables cachées. Pour ce faire, vous allez mesurer les probabilités conjointes $P(V_\alpha, V_\beta)$, $P(H_\alpha, H_\beta)$, $P(V_\alpha, H_\beta)$ et $P(H_\alpha, V_\beta)$ pour les quatre jeux d'angles d'analyse $\{\alpha, \beta\}$, $\{\alpha, \beta'\}$, $\{\alpha', \beta\}$ et $\{\alpha', \beta'\}$ définis par la figure 1.2.

Pour diminuer l'incertitude sur chacune des mesures, il faut augmenter le nombre de coïncidences détectées, donc compter les coïncidences pendant un temps plus long. En effet, les fluctuations de la valeur du nombre de coïncidences N_c mesurées pendant un temps d'intégration T sont liées au bruit de photon, qui a une statistique poissonnienne. Cela signifie que l'incertitude statistique (écart-type) $\sigma[n_c]$ sur le taux de coïncidences $n_c = N_c/T$ vérifie :

$$\sigma[n_c] = \frac{\sigma(N_c)}{T} = \frac{\sqrt{N_c}}{T} = \sqrt{\frac{n_c}{T}}, \quad (1.8)$$

ce qui se traduit par une incertitude relative

$$\frac{\sigma[n_c]}{n_c} = \frac{1}{\sqrt{N_c}} = \frac{1}{\sqrt{n_c T}}. \quad (1.9)$$

Q15 Si l'on compte en moyenne 100 coïncidences/s, quel est l'écart type sur le taux de coïncidences ? Pendant combien de temps doit-on compter pour diviser par 10 cet écart-type ?

~ Remplissez le tableau Excel à votre disposition sur l'ordinateur. Indiquez pour chacun des 16 cas le nombre de photons détectés dans les deux voies ainsi que le nombre de coïncidences. Vous choisirez un temps d'intégration de 10 ou 20 s pour obtenir des résultats précis. Le calcul du paramètre de Bell à partir de ces mesures a été automatisé.

Q16 Quelle valeur du paramètre de Bell avez-vous obtenue et quelle est l'incertitude sur la mesure ? Votre mesure vous permet-elle d'invalider la théorie à variables cachées ? Vous permet-elle de valider la mécanique quantique ?

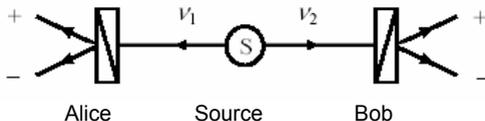
Q17 Quel résultat permettrait à coup sûr d'invalider aussi la mécanique quantique ?

Annexe 1 : Une démonstration du théorème de Bell

Une démonstration du théorème de Bell :

(Très largement inspirée de l'excellent livre de Valerio Scarani : « Initiation à la physique quantique » Vuibert)

Une source émet des paires de particules susceptibles de présenter des corrélations quantiques (par exemple des photons intriqués en polarisation).



Pour chaque paire, une particule se dirige vers le laboratoire d'Alice, l'autre vers celui de Bob. Ces deux éminents physiciens veulent tester l'hypothèse suivante : « les corrélations entre les deux particules sont-elles établies à la source ? »

Pour ce faire, Alice et Bob décident de procéder de la façon suivante. Pour chaque paire de particules, ils choisiront chacun librement une mesure possible parmi deux. Concrètement, on appellera **A** et **A'** les mesures que peut effectuer Alice, **B** et **B'** celles que peut effectuer Bob. Il y a donc quatre possibilités de mesures possibles par paire de particules : **(A,B)**, **(A',B)**, **(A,B')** et **(A',B')**. D'autre part, chacune des mesures ne peut donner que deux résultats : **oui** ou **non**. Alice et Bob choisissent d'attribuer la valeur **+1** si le résultat est **oui** et **-1** est **non**.

Dans notre cas, les deux mesures correspondent simplement à deux orientations d'un analyseur de polarisation (cube séparateur de polarisation dont on peut choisir l'orientation : Si le photon va tout droit, le résultat est **+1**, et **-1** s'il est réfléchi).

L'hypothèse qu'Alice et Bob cherchent à vérifier est que les corrélations entre les deux particules d'une paire sont établies à la source. Selon cette hypothèse, pour une paire donnée, si Alice mesure **A** elle va obtenir un certain résultat **a**, si elle mesure **A'** elle va obtenir le résultat **a'**, et de même pour Bob. Rappelons que **a**, **a'**, **b** et **b'** valent soit **+1**, soit **-1**.

On peut donc a priori à partir de mesures faites sur la paire de particules calculer le nombre suivant :

$$S = b(a + a') + b'(a - a')$$

Ce nombre tombe du ciel, certes, mais ce n'est pas un nombre très difficile : pour chaque paire de particules il ne peut valoir que **+2** ou **-2**.

Notez bien que, pour une paire de particules donnée, Alice et Bob ne peuvent pas mesurer la valeur de **S**, puisque Alice mesure soit **A** soit **A'**, et si elle mesure **A** elle n'a aucune idée du résultat qu'elle aurait obtenu en mesurant **A'** ; et de même pour Bob. Cependant, ils ont la possibilité de faire des mesures différentes sur un très grand nombre de paires, et de mesurer ainsi la valeur moyenne de **S**. Pour le voir, il suffit de réécrire **S** sous la forme $ab + a'b + ab' - a'b'$. La valeur moyenne de **S** est la somme des quatre valeurs moyennes correspondant quatre possibilités de mesures que l'on peut faire réellement, à savoir **(A,B)**, **(A',B)**, **(A,B')** et **(A',B')**. On peut donc expérimentalement mesurer :

$$\langle S \rangle = \langle ab \rangle + \langle a'b \rangle + \langle ab' \rangle - \langle a'b' \rangle$$

C'est la mesure que vous allez effectuer à la fin du TP sur les paires de photons intriqués en polarisation.

« Or, voici l'énoncé du théorème de Bell : si l'hypothèse est correcte, la valeur moyenne de **S** doit être un nombre compris entre **-2** et **+2** ». **C'est tout !!!!**

C'est tout ! Oui, mais la mécanique quantique prévoit dans certains cas : $S = 2\sqrt{2}$ comme vous l'avez calculé dans les questions de préparation au TP.

Donc, si la valeur mesurée dépasse 2, en contradiction avec une inégalité de Bell, vous aurez démontré que les corrélations quantiques ne peuvent pas être établies à la source.

Annexe 2

Principe du calcul du déphasage entre les deux processus de conversion paramétrique spontanée

Deux processus indépendants sont possibles grâce aux deux cristaux (vertical et horizontal) :

$$\begin{cases} \text{Processus 1 : } |V\rangle_{\text{pompe}} \rightarrow |H\rangle_1 |H\rangle_2 \\ \text{Processus 2 : } |H\rangle_{\text{pompe}} \rightarrow e^{i\phi} |V\rangle_1 |V\rangle_2 \end{cases}$$

Le déphasage, ϕ , est dû à la différence de phase entre ces 2 processus.

Supposons que le premier cristal ait son axe dans le plan vertical. Dans ce cristal, un photon pompe, dont l'état de polarisation est mesuré $|V\rangle_{\text{pompe}}$, donc de polarisation extraordinaire pourra donner une paire de photons de polarisation horizontale, de polarisation ordinaire.

Compte tenu de l'accord de phase de type I nécessaire pour que ce processus puisse avoir lieu, quelque soit le point où aura lieu la conversion paramétrique, la phase à la sortie du cristal sera la même. On peut, par exemple, calculer la phase comme si la conversion avait lieu juste à la sortie du cristal :

$$2\pi \frac{n_{e,405} e_1}{\lambda_{\text{pompe}}}$$

où : e_1 est l'épaisseur du cristal

$n_{e,405}$ l'indice extraordinaire pour les photons pompes.

Les photons jumeaux traversent ensuite le deuxième cristal avec une polarisation extraordinaire (car le deuxième cristal est tourné de 90°) et subissent un déphasage supplémentaire pour chaque photon :

$$2\pi \frac{n_{e,810} e_2}{\lambda_{\text{paires}}}$$

La phase du processus 1 est la somme de ces 2 termes :

$$\phi_1 = 2\pi \frac{n_{e,405} e_1}{\lambda_{\text{pompe}}} + 2\pi \frac{2n_{e,810} e_2}{\lambda_{\text{paires}}}$$

Avec un raisonnement analogue, on obtient pour le processus 2 :

$$\phi_2 = 2\pi \frac{n_{o,405} e_1}{\lambda_{\text{pompe}}} + 2\pi \frac{n_{e,405} e_2}{\lambda_{\text{pompe}}}$$

Le déphasage, ϕ , entre ces 2 processus est :

$$\phi = \phi_2 - \phi_1 = 2\pi \frac{n_{o,405} e_1}{\lambda_{\text{pompe}}} + 2\pi \frac{n_{e,405} e_2}{\lambda_{\text{pompe}}} - 2\pi \frac{n_{e,405} e_1}{\lambda_{\text{pompe}}} - 2\pi \frac{2n_{e,810} e_2}{\lambda_{\text{paires}}}$$

C'est ce déphasage que l'on compense grâce au Babinet sur le faisceau pompe.

Mais, si le déphasage, ϕ , entre ces 2 processus, varie d'une paire de photon à l'autre, le contraste avec les polariseurs à $(45^\circ, 45^\circ)$ et à $(45^\circ, 45^\circ + 90^\circ)$ chutera. On parle dans ce cas de perte de pureté de l'état EPR créé.

P 2

Interférences à deux photons : l'expérience de Hong, Ou et Mandel

Contents

1	Introduction	21
1.1	L'effet HOM	22
1.2	Formalisation du phénomène	23
2	Réalisation de l'expérience	24
2.1	Description du montage	24
2.2	Module de détection de photons uniques	25
2.3	Compteur d'événements et de coïncidences	26
2.4	Vérification du fonctionnement du détecteur de coïncidences : nombre de coïncidences fortuites	27
2.5	Diode pompe	28
2.6	Conversion paramétrique	28
2.7	Réglage des collimateurs	30
2.8	Observation de l'effet HOM	31

1 Introduction

L'incroyable expérience d'Hong-Ou-Mandel (HOM) est un effet d'interférence optique quantique à deux photons. L'effet a été démontré expérimentalement

pour la première fois par Hong, Ou, et Mandel en 1987 ¹. L'effet se produit lorsque deux photons uniques indiscernables se croisent dans un cube séparateur 50:50. Comme pour la violation des inégalités de Bell, cette interférence quantique entre deux photons uniques et indiscernables ne peut être expliquée par la physique classique.

1.1 L'effet HOM

Lorsqu'un photon arrive sur une lame semi-réfléchissante (ou cube 50:50), il a une chance sur deux d'être transmis et une chance sur deux d'être réfléchi. Lorsque deux photons arrivent chacun par un port d'entrée (a ou b) sur le cube 50:50, il y a 4 cas possibles, à priori équiprobables (figure 2.1). Sauf s'il s'agit de deux photons uniques indiscernables !

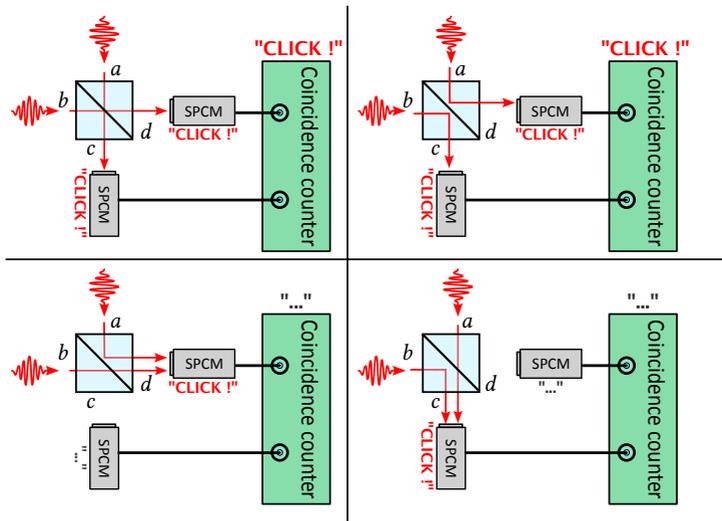


Figure 2.1: Les 4 cas possibles lorsque deux photons arrivent en même temps, chacun par un port d'entrée, sur un cube 50:50. Cas 1 : les deux photons sont transmis. Cas 2 : les deux photons sont réfléchis. Cas 3 et 4 : un photon est transmis, l'autre est réfléchi.

L'expérience de Hong, Ou et Mandel (HOM) a permis d'observer pour la première fois un effet d'interférence quantique à deux photons. L'effet se produit lorsque deux photons indiscernables se propagent depuis les deux voies

¹C. K. Hong, Z. Y. Ou et L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, Physical Review Letters **59**, 2044 (1987)

d'entrée d'une lame semi-réfléchissante vers les deux voies de sortie. La répartition des deux photons dans les deux voies de sortie du cube montre alors un comportement surprenant, qui ne peut être expliqué par la théorie classique de la lumière...

Dans cette situation très particulière, force est de constater que rien ne permet de différencier les cas 1 et 2. Ils se traduisent tous les deux par une coïncidence entre les deux voies de sortie (arrivée simultanée des deux photons, chacun sur un détecteur). Un raisonnement "à la Feynman" permet alors de conclure qu'il y aura nécessairement une interférence quantique entre ces deux cas de figure. De plus nous allons voir que cette interférence est destructive. Autrement dit, les deux photons vont sortir tous les deux par la même voie (voie c ou d). Cet effet HOM montre que les deux photons uniques, s'ils sont indiscernables, vont avoir un comportement remarquablement sociable ou grégaire (un comportement assez incroyable tout simplement !).

L'objectif de cette séance de travaux pratiques est de préparer des paires de photons uniques et indiscernables. Nous vérifierons dans un premier temps que ce sont bien des photons uniques. Puis nous essayerons de les rendre indiscernables et d'observer l'effet Hong-Ou-Mandel.

Rappelons qu'un photon est défini par ses propriétés : polarisation, énergie (ou fréquence) et mode spatial transverse. Deux photons identiques possèdent exactement les mêmes propriétés. La notion d'indiscernabilité est cependant différente : deux photons sont dits indiscernables si l'expérience mise en place ne permet pas de les distinguer. Par exemple, deux photons ayant une énergie différente peuvent se comporter comme des photons indiscernables dans une expérience qui ne permet pas de mesurer leur différence d'énergie. C'est le cas de l'expérience que vous allez réaliser, dans laquelle les photons devront avoir la même polarisation et des modes spatiaux qui se recouvrent au niveau de la lame semi-réfléchissante, mais pourront différer par leur énergie.

1.2 Formalisation du phénomène

En électromagnétisme classique, une séparatrice est modélisée par une **matrice réelle unitaire** qui relie les **champs électriques** $\mathcal{E}_{a,b}$ dans les voies d'entrée aux champs électriques $\mathcal{E}_{c,d}$ dans les voies de sortie :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_c \\ \mathcal{E}_d \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \mathcal{E}_a \\ \mathcal{E}_b \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad U = \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

La propriété d'unitarité $U^\dagger U = \mathbf{1}$, qui garantit la **conservation de l'énergie** entre l'entrée et la sortie, se traduit par une relation entre les coefficients de réflexion et de transmission :

$$r^2 + t^2 = 1. \quad (2.2)$$

Une séparatrice 50/50 correspond au cas $r = t = 1/\sqrt{2}$.

Dans le formalisme de l'optique quantique, le champ électrique (complexe) est remplacé par des **opérateurs création et annihilation de photons** (voir cours d'optique quantique de 3^{ème} année) :

$$\mathcal{E}_a \rightarrow \{\hat{a}, \hat{a}^\dagger\}, \mathcal{E}_b \rightarrow \{\hat{b}, \hat{b}^\dagger\}, \mathcal{E}_c \rightarrow \{\hat{c}, \hat{c}^\dagger\}, \mathcal{E}_d \rightarrow \{\hat{d}, \hat{d}^\dagger\}. \quad (2.3)$$

La lame séparatrice relie ces opérateurs de la même manière que les champ électriques :

$$\begin{pmatrix} \hat{c} \\ \hat{d} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{b} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \hat{c}^\dagger \\ \hat{d}^\dagger \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \hat{a}^\dagger \\ \hat{b}^\dagger \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

La propriété d'unitarité de la matrice U exprime alors la **conservation du nombre de photons** entre l'entrée et la sortie :

$$\hat{c}^\dagger \hat{c} + \hat{d}^\dagger \hat{d} = \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{b}^\dagger \hat{b}. \quad (2.5)$$

L'état quantique correspondant à un photon dans la voie a et un photon dans la voie b s'obtient en faisant agir les opérateurs \hat{a}^\dagger et \hat{b}^\dagger sur l'état représentant le **vide du champ électromagnétique** : $\hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger |\text{vide}\rangle$. En inversant la relation 2.4, on peut relier cet état d'entrée à l'état de sortie :

$$\begin{aligned} \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger |\text{vide}\rangle &= (t\hat{c}^\dagger - r\hat{d}^\dagger)(r\hat{c}^\dagger + t\hat{d}^\dagger) |\text{vide}\rangle \\ &= (tr\hat{c}^\dagger \hat{c}^\dagger + t^2\hat{c}^\dagger \hat{d}^\dagger - r^2\hat{d}^\dagger \hat{c}^\dagger - rt\hat{d}^\dagger \hat{d}^\dagger) |\text{vide}\rangle. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dans le cas d'une séparatrice 50 : 50 et puisque les opérateurs créations et annihilations dans des **modes différents** du champs électromagnétiques commutent entre eux, cette dernière équation se simplifie pour donner :

$$\hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger |\text{vide}\rangle = \frac{1}{2}(\hat{c}^\dagger \hat{c}^\dagger - \hat{d}^\dagger \hat{d}^\dagger) |\text{vide}\rangle. \quad (2.7)$$

L'interprétation de cette équation est claire : en sortie de la séparatrice, les états correspondant aux deux photons dans la voie c ou aux deux photons dans la voie d ont un poids égal et l'état correspondant à un photon dans chaque voie a un poids nul. Autrement dit, **jamais on n'observera de coïncidence** !

2 Réalisation de l'expérience

2.1 Description du montage

Pour réaliser l'expérience HOM, il faut d'abord créer des paires de photons indiscernables que l'on enverra ensuite sur la séparatrice (voir figure 2.2). Pour ce faire, nous avons recours à un processus de conversion paramétrique dans un cristal non-linéaire de type $\chi^{(2)}$ (BBO) qui peut convertir les photons d'un faisceau laser pompe, de longueur d'onde $\lambda_p = 405 \text{ nm}$, en une paire

de **photons jumeaux** de longueur d'onde $2\lambda_p \simeq 810$ nm. Attention, l'énergie de chaque photon de la paire peut être différente : en effet la conservation de l'énergie implique seulement une contrainte sur la somme de leur énergie (égale à l'énergie d'un photon de pompe).

Les photons jumeaux sont émis symétriquement par rapport au faisceau pompe sur un cône d'angle au sommet 3° environ à l'extérieur du cristal. Le faisceau pompe, émis par une diode laser, est polarisé horizontalement. Les photons jumeaux produits dans cette configuration sont alors polarisés verticalement : nous sommes dans un accord de phase de type I.

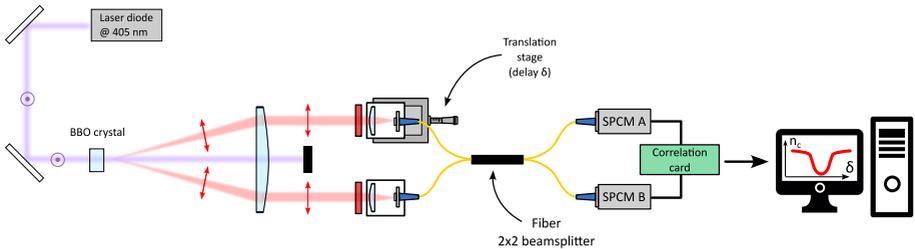


Figure 2.2: Vue de dessus de la partie optique montage. Sont visibles la diode laser, deux miroirs de réglage, le cristal, l'optique de conjugaison et les deux collimateurs de fibre optique. Le trajet du faisceau pompe et des paires de photons jumeaux ont été surlignés.

Les photons jumeaux sont ensuite injectés dans deux fibres monomodes à maintien de polarisation à l'aide de deux collimateurs fibrés et d'un doublet dont le foyer objet est placé dans le cristal. Un filtre interférentiel à 810 nm permet de sélectionner les paires de photons qui nous intéressent et de se débarrasser en grande partie de la lumière parasite. La séparatrice est réalisée dans un module dont le principe consiste à faire passer la lumière guidée par les deux fibres dans deux guides d'ondes très proches l'un de l'autre, de sorte que le mode transverse de propagation d'un guide s'étale sur le guide voisin. Les fibres sont ensuite connectées à un module de détection utilisant des photodiodes à avalanche en mode comptage de photons. Une carte FPGA est programmée pour compter le nombre de photons détecté sur chaque voie ainsi que les **coïncidences**, c'est-à-dire les arrivées simultanées de photons. Les nombres d'événements et de coïncidences sont ensuite affichés par un programme Labview.

2.2 Module de détection de photons uniques

Le module de détection de photons uniques est un outil exceptionnel adapté à ce type d'expérience. Il comporte 4 entrées fibrées reliées à quatre photodi-

odes silicium à avalanche utilisées en mode détection de photons uniques. Sur chaque voie la détection d'un photon provoque l'émission d'une impulsion TTL (0 – 5 V) d'une durée de 25 ns. Nous n'utilisons que deux des quatre voies, appelées *A* et *B*.

Attention ! Ce module est très, très onéreux et serait définitivement détruit par un flux de photons trop important ! Vérifiez toujours que les protections (capuchons en plastique sur les entrées fibrées) sont bien en place et protègent les photodiodes. Attendez toujours l'autorisation de l'enseignant pour allumer l'alimentation de ce module. Avant de commencer à manipuler, fermez la porte de la salle et éteignez les plafonniers.

2.3 Compteur d'événements et de coïncidences

La carte FPGA repère les impulsions émises par le module de détection de photons une fois l'amplitude de celles-ci ramenée de (0–5 V) à (0–3,3 V). La carte compte à la fois le nombre d'impulsions émises par chacune des voies et le nombre de coïncidences d'impulsions pendant une durée d'intégration réglable. Le comptage des coïncidences est effectué somme suit : lors de la détection d'une impulsion émise par la voie *A*, une fenêtre de coïncidence de durée réglable est ouverte ; si une impulsion est reçue de la voie *B* avant que cette fenêtre ne se ferme, une coïncidence est comptabilisée. La carte envoie les informations de comptage à l'ordinateur par liaison RS232. Un programme Labview affiche les résultats de comptage. Les branchements sont déjà effectués et on a pris grand soin de vérifier que les câbles reliant le module de détection de photons au détecteur de coïncidences ont la même longueur.

Q1 Pour quelle raison les câbles reliant les module de détection de photons au détecteur de coïncidences doivent-ils avoir la même longueur ?

~ Vérifiez que c'est bien le cas.

~ Réalisez les réglages et mesures suivantes :

- Lancez le programme Labview avant toute autre chose.
- Placez-vous dans l'obscurité totale et allumez d'abord l'alimentation des compteurs de photons.
- Mesurez et notez le nombre de photons d'obscurité et vérifiez qu'il est bien inférieur à 500 photons/s. Les modules sont d'autant plus chers que ce nombre de photons d'obscurité est faible.

- Allumez ensuite une source de lumière faible quelconque et vérifiez que le nombre de photons détectés reste toujours très en dessous de 10^6 photons/s.

2.4 Vérification du fonctionnement du détecteur de coïncidences : nombre de coïncidences fortuites

À ce stade, les coïncidences mesurées sont des coïncidences fortuites dues à l'arrivée par hasard de deux photons pendant la durée de la fenêtre de coïncidence. On note n_A et n_B le **taux de comptage** (nombre moyen de photons par seconde) sur les voies A et B , n_f le taux de coïncidences fortuites et τ la durée de la fenêtre de coïncidence.

Q2 Montrez que le taux de coïncidences fortuites est déterminé par : $n_f = n_A n_B \tau$.

Les deux dernières bascules de la carte FPGA, SW16 et SW17, permettent de choisir la durée de la fenêtre de coïncidence selon la table 2.1. Les durées qui figurent dans cette table sont indicatives et vont devoir être calibrées.

SW16	SW17	τ (ns)
éteint	éteint	~ 70
allumé	éteint	~ 20
éteint	allumé	~ 14
allumé	allumé	~ 7

Table 2.1: Codage de la durée de la fenêtre de coïncidence.

\rightsquigarrow Relevez le taux de coïncidences fortuites dans chacune des quatre configurations.

Q3 Déterminez les durées des différentes fenêtres de coïncidence en utilisant la relation déterminée à la question **Q2**.

Cette mesure permet de vérifier le fonctionnement du circuit de coïncidences et des compteurs. En cas d'erreur flagrante, appelez l'enseignant-e !

2.5 Diode pompe

La diode de pompe est une diode à 405 nm de puissance 60 mW environ. La lumière émise par la diode est polarisée linéairement. Le port des lunettes de protection est indispensable !

~> Réalisez les réglages suivants :

- Appuyez sur les deux boutons de mise en marche de la régulation de température.
- Appuyez sur les deux boutons de l'alimentation de courant et réglez le courant au maximum (environ 95 mA).

La température doit être ajustée pour obtenir la bonne longueur d'onde de la diode laser (c'est dire 405 nm afin d'obtenir des photons infrarouge à 810 nm exactement).

~> Pour ce faire, placez le spectromètre fibré sur le banc et affichez le spectre d'émission de la diode laser. Ajustez la température pour obtenir le pic d'émission à 405 nm.

2.6 Conversion paramétrique

Les paires de photons sont produites par conversion paramétrique dans le cristal de $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (β -borate de baryum, abrégé en BBO). Lors de ce processus non linéaire, un photon issu de la diode à 405 nm peut être convertit en une paire de photons jumeaux de longueur d'onde $\simeq 810$ nm environ (chaque photon peut avoir une longueur d'onde différente de 810 nm, seule la somme de leurs énergies doit être égale à celle d'un photon de pompe).

Le BBO est un cristal biréfringent uniaxe négatif. Nous l'utilisons en accord de phase de type I, c'est-à-dire que les deux photons jumeaux issus du photon de pompe ont la même polarisation.

Pour vérifier la condition d'accord de phase de type I à 405 nm, le cristal de BBO (5 mm \times 5 mm \times 5 mm), biréfringent uniaxe négatif, est taillé de telle manière que l'angle θ entre l'axe du cristal uniaxe et le faisceau de pompe soit environ 30° .

Q4 Rappelez les deux relations vérifiées au cours d'un processus non linéaire. Laquelle de ces relations est la condition d'accord de phase ?

Dans un premier temps, on considérera que les photons à 810 nm sont émis dans la même direction que les photons pompe à 405 nm (type I colinéaire).

Q5 Montrez, par un schéma de principe, que pour compenser exactement la dispersion (variation de l'indice entre 405 nm et 810 nm), il faut que les photons pompes à 405 nm soient polarisés linéairement selon la direction de polarisation extraordinaire.

Dans notre montage, le faisceau pompe arrive en incidence normale sur la face d'entrée du cristal. L'axe du cristal forme un plan horizontal avec la direction de propagation du faisceau pompe.

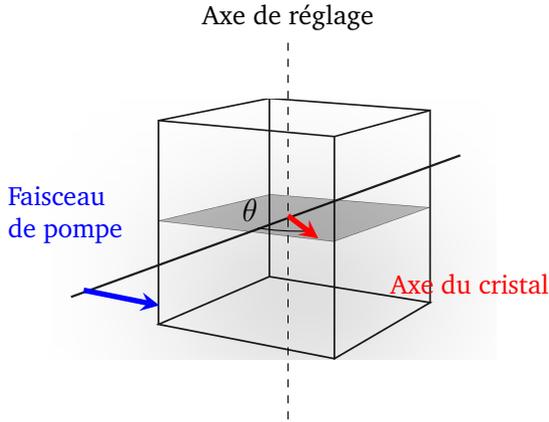


Figure 2.3: Orientation de l'axe du cristal par rapport à la direction de propagation du faisceau pompe.

Le faisceau pompe est polarisé horizontalement, donc selon la direction extraordinaire. Les photons jumeaux sont polarisés verticalement, donc dans la direction ordinaire. Les indices de réfraction n_o et n_e sont donnés dans la table 2.2, et on a la relation :

$$1/n_{\theta}^2(405) = \sin^2(\theta)/n_e^2(405) + \cos^2(\theta)/n_o^2(405) \quad (2.8)$$

Ici, θ est l'angle entre la direction de propagation et l'axe du cristal (voir figure 2.3).

longueur d'onde (nm)	n_o	n_e
405	1,691835	1,567071
810	1,660100	1,544019

Table 2.2: Indices de réfraction du cristal de BBO.

Q6 A l'aide d'un tableur (Excel) calculez, $n_e(405, \theta)$ en fonction de θ au voisinage de $\theta = 30^\circ$. Pour quel angle θ précis l'accord de phase de type I colinéaire est-il réalisé ?

Si l'on s'éloigne légèrement de cet angle θ précis en modifiant l'inclinaison du cristal, on obtiendra toujours un accord de phase de type I, mais non colinéaire.

Q7 Les détecteurs sont placés de telle sorte qu'ils forment avec le cristal un triangle isocèle dont l'angle au sommet est d'environ 3° . Quel doit être l'angle θ pour que les photons jumeaux se dirigent vers les détecteurs ?

2.7 Réglage des collimateurs

Les fibres optiques utilisées sont des fibres à maintien de polarisation. Leurs axes propres sont placés selon la verticale et l'horizontale. La direction de l'un des deux axes propres peut être repérée grâce à l'ergot du connecteur.

Q8 Pourquoi des fibres à maintien de polarisation sont-elles nécessaires pour observer l'effet HOM ?

Il s'agit maintenant de faire l'image de la zone d'émission des photons jumeaux dans le cristal sur le cœur de chaque fibre en jouant sur l'orientation des collimateurs. Ce réglage est délicat puisque le diamètre du cœur d'une fibre monomode à 810 nm n'est que de $5 \mu\text{m}$. Une technique bien pratique pour réussir à conjuguer la zone d'émission et le cœur des fibres consiste à injecter le faisceau d'une diode laser auxiliaire (émettant ici à 670 nm) par la voie de sortie des fibres puis à le focaliser et superposer au faisceau pompe dans le cristal. Pour faire ce réglage, il est nécessaire de retirer les filtres à 810 nm.

Attention ! Il faut absolument éteindre le module de détection de photons avant de retirer des filtres ou avant de déconnecter les fibres. Protégez toujours l'extrémité des fibres déconnectée par un capuchon. Pensez également à remettre les filtres en place et à reconnecter les fibres avant de rallumer le module de détection.

Même avec la méthode proposée ci-dessus, le réglage des collimateurs est difficile et vous devrez être extrêmement soigneux (et probablement vous y reprendrez à plusieurs fois) pour réussir à injecter une toute petite fraction des photons jumeaux dans les fibres. Cependant, une fois que vous aurez franchi ce cap et obtenu un signal de comptage mesurable, la suite du réglage deviendra bien plus aisée. Il vous suffira d'optimiser l'orientation des collimateurs de

manière itérative en cherchant à augmenter le nombre de photons détectés individuellement sur chaque voie et le nombre de coïncidences.

Remarque Ne touchez pas d'autres éléments que les vis de réglage sur les montures des collimateurs. Si vous perdez complètement le signal de comptage lors de la procédure de réglage et que vous ne parvenez pas à le retrouver malgré plusieurs tentatives, prévenez l'enseignant·e.

↪ Relevez les taux de comptage sur chaque voie et le taux de coïncidences obtenues.

Q9 Calculez le taux de coïncidences fortuites.

Q10 Devra-t-on en tenir compte dans la suite de l'expérience ?

2.8 Observation de l'effet HOM

Une fois que vous avez obtenu un taux de coïncidences suffisant, le montage est prêt pour observer l'effet HOM. Il suffit de déplacer très délicatement le collimateur monté sur une platine de translation autour de la position indiquée par l'enseignant et de relever les taux de coïncidence autour de la position indiquée tous les $10 \mu\text{m}$ environ.

Les deux photons de chaque paire collectée par chacun des deux collimateurs ont même longueur d'onde (ou énergie) et même polarisation. Il ne reste plus, pour les rendre indiscernables, qu'à les faire arriver en même temps sur le coupleur 50:50.

Pour diminuer l'incertitude sur chacune des mesures, il faut augmenter le nombre de coïncidences détectées, donc compter les coïncidences pendant un temps plus long. En effet, les fluctuations de la valeur du nombre de coïncidences N_c mesurées pendant un temps d'intégration T sont liées au bruit de photon, qui a une statistique poissonnienne. Cela signifie que l'incertitude statistique (écart-type) $\sigma[n_c]$ sur le taux de coïncidences $n_c = N_c/T$ vérifie :

$$\sigma[n_c] = \frac{\sigma(N_c)}{T} = \frac{\sqrt{N_c}}{T} = \sqrt{\frac{n_c}{T}} \quad (2.9)$$

ce qui se traduit par une incertitude relative

$$\frac{\sigma[n_c]}{n_c} = \frac{1}{\sqrt{N_c}} = \frac{1}{\sqrt{n_c T}} \quad (2.10)$$

Q11 Si l'on compte en moyenne 100 coïncidences/s, quel est l'écart type sur le taux de coïncidences ? Pendant combien de temps doit-on compter pour diviser par 10 cet écart-type ?

En pratique, il vous faut compter les coïncidences pendant une durée de 10 ou 20 s.

↪ Tracez le taux de coïncidences en fonction de la position. Ajoutez les rectangles d'incertitudes.

Q12 Interprétez la courbe obtenue.

↪ Déterminez la profondeur du trou.

Q13 Proposez des raisons possibles pour lesquelles on n'obtient pas zéro au centre du trou.

↪ Mesurez la largeur du trou à mi-profondeur.

Q14 Comparez avec la longueur de cohérence des photons à 810 nm, qui est déterminée par la largeur des filtres (10 nm).

La largeur du trou HOM est donnée par la différence d'énergie des photons jumeaux créés.

Q15 Expliquez pourquoi en utilisant la notion d'indiscernabilité des photons détectés.

Il est possible maintenant d'ajouter des filtres interférentiels de largeur 5 nm, centrés sur la longueur d'onde 808 nm.

Q16 Quelle largeur de trou devrait on obtenir dans ce cas?

↪ Il est nécessaire de changer légèrement la longueur d'onde d'émission de la pompe pour la placer à 404 nm et ainsi s'assurer que les photons produits soient bien transmis par les filtres superposés l'un sur l'autre. Pour cela, on augmentera la résistance du contrôleur de température à une consigne située typiquement entre $12,9k\Omega$ et $13,3k\Omega$ et on pourra utiliser le spectromètre pour contrôler la longueur d'onde de la pompe.

Attention, le changement de longueur d'onde de la pompe nécessite un léger réalignement des collimateurs pour collecter les photons et mesurer des

coïncidences. Le nombre de coups et de coïncidences mesurables à 808 nm avec les deux filtres est nettement diminué par rapport au cas précédent et les mesures nécessitent un temps d'intégration plus conséquent.

↪ Si vous avez le temps ajoutez ces filtres devant les filtres de 10 nm de largeur et reprenez les mesures du trou de HOM.

↪ Mesurez la nouvelle largeur du trou de HOM.

Q17 Comparez à la nouvelle différence d'énergie des photons détectés compte-tenu des filtres de largeur 5 nm.

Pour aller plus loin Recherchez d'autres expériences HOM en physique quantique.

Par exemple, nous vous invitons à prendre connaissance de l'expérience réalisée à l'Institut d'optique par l'équipe d'Antoine Browaeys et Philippe Grangier : J. Beugnon *et al.*, *Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms*, Nature **440**, 779 (2006).

Dans cette expérience, comment deux photons émis par deux atomes piégés sont-ils transformés en photons indiscernables ?

P 3

Magnétométrie des centres NV du diamant

Contents

1	Objectifs pédagogiques	36
2	Introduction	36
2.1	Géométrie d'un défaut	37
3	Niveaux d'énergie et spin	38
3.1	Effet Zeeman	39
3.2	Questions préparatoires	41
4	Montage optique	41
5	Activités expérimentales	43
5.1	Réglages et marche du faisceau ("beam walking")	43
5.2	Mesure à champ nul	43
5.3	Mesure à l'aide d'un champ magnétique quelconque	45
5.4	Influence de l'orientation du champ magnétique	45
5.5	Mesure du rapport gyromagnétique	47
5.6	Mesure du champ magnétique terrestre	48
	Annexe : reconstruction du champ magnétique	49

1 Objectifs pédagogiques

A l'issue de cette séance vous serez capables de :

- Régler l'alignement d'un montage optique ("walking the beam")
- Mesurer un spectre ODMR d'un diamant hébergeant des centres NV
- D'analyser la structure spectroscopique d'un défaut à l'aide de la signature expérimentale de l'effet Zeeman
- De reconstruire un champ magnétique à partir de plusieurs spectres ODMR.
- D'extraire la valeur d'un champ magnétique faible à l'aide de mesures différentielles.

2 Introduction

Un centre NV est un défaut cristallin du diamant. On parle également de centre coloré, car à l'échelle macroscopique, quand ces défauts sont présents en très grand nombre, ils donnent au diamant une teinte colorée. Le diamant étant constitué d'un réseau d'atome de carbone, le centre NV consiste en la substitution d'un de ces atomes par un atome d'azote, directement adjacent à une lacune (*vacancy* en anglais). (voir Fig. 3.1).

En physique quantique, les électrons sont décrits par une fonction d'onde. Les fonctions d'ondes des électrons autour d'un atome sont confinées (car les électrons restent proches du noyau). Le confinement de cette onde donne lieu à la quantification de ses états d'énergie, de la même manière qu'une onde (par exemple lumineuse...) voit ses modes de propagation confinés par l'existence de conditions aux limites, dans une cavité ou un guide d'onde.

Dans le cas des centres NV, la perturbation de la maille cristalline provoque le confinement de la fonction d'onde de certains électrons au niveau du défaut. On dit donc souvent qu'un centre NV se comporte comme un atome unique artificiel : alors que le diamant cristallin est un semiconducteur de grand gap, le défaut introduit des niveaux d'énergie électroniques à l'intérieur de ce gap.

La transition optique du défaut se situe à 635 nm (on parle de raies à zéro phonons). L'interaction entre ce défaut et le cristal, via les phonons, provoque un élargissement notable de cette transition (on parle de bande latérale de phonons). En pratique, le spectre d'absorption du défaut consiste en un large lobe centré autour de 550nm. La fluorescence de ce niveau subit un décalage de Stokes, et prend la forme d'un large lobe centré autour de 700nm, dans le

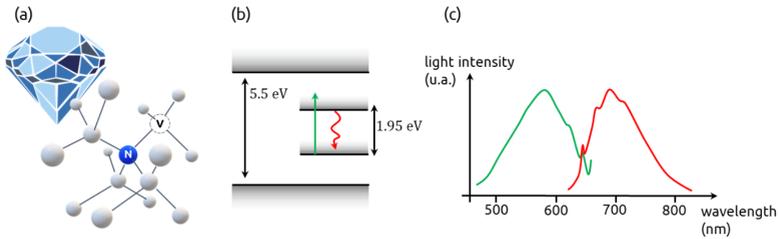


Figure 3.1: Centre NV du diamant. (a) Représentation schématique d'un centre NV, comprenant un atome d'azote (N) juste à côté d'une lacune (Vacancy, V). (b) Niveaux d'énergie du diamant. Le diamant est un semi-conducteur à large gap. La présence d'un centre NV crée un sous-niveau à l'intérieur de ce gap. (c) spectre d'absorption (en vert) et spectre de fluorescence (en rouge). La transition principale de la fluorescence, appelée raie à zéro phonons, du centre NV se situe à 635 nm (soit 1,95 eV). Les spectres sont fortement élargis par interaction avec les phonons.

rouge du spectre visible. Chaque lobe est d'environ 200 nm de large.

Bien que les centres NV soient naturellement présents dans le diamant, il est possible d'introduire des centres NV en densité contrôlée dans des échantillons de diamant (généralement eux-mêmes synthétisés par ailleurs).

2.1 Géométrie d'un défaut

Le diamant est un cristal dont la structure est de type...diamant ! Il s'agit d'un cristal de structure blende dont tous les sites sont occupés par des atomes de carbone. On peut la décrire comme une structure cubique faces centrées dont la moitié des sites tétraédriques sont occupés, deux dans la moitié basse du cube décrivant la maille, suivant une petite diagonale, et deux dans la moitié haute, suivant l'autre petite diagonale.

La structure d'un centre NV s'inscrit dans cette maille, par substitution d'un des atomes de carbone par un azote, et création d'une lacune en remplacement d'un des atomes de carbone environnant.

L'axe naturel de symétrie d'un centre NV est l'axe reliant l'atome d'azote à la lacune. Par construction, il y a donc 4 orientations possibles d'un centre NV dans un cristal de diamant, correspondant aux 4 positions de

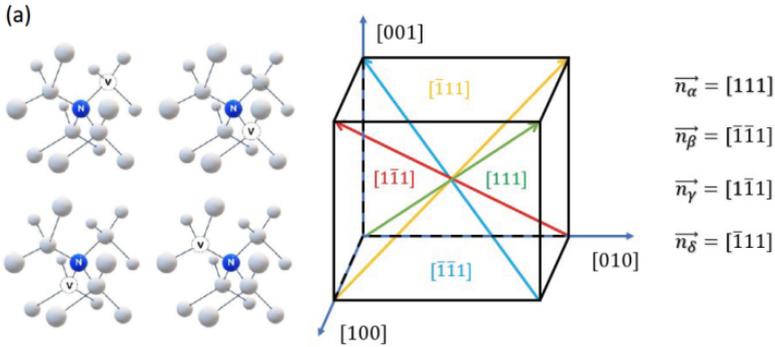


Figure 3.2: Les quatre orientations possibles des centres NV dans un cristal de diamant massif et notations de Miller correspondantes.

lacune possibles pour un atome d'azote considéré. (voir Fig 3.2).

Les directions correspondantes peuvent être usuellement exprimées à l'aide des indices de Miller. Il s'agit d'un système de notations permettant de désigner des directions par rapport aux axes cristallins du système.

Ici, l'orientation du diamant par rapport au référentiel (X, Y, Z) du laboratoire est connue. L'annexe en fin de sujet explique la correspondance entre indices de Miller et les axes (X, Y, Z) utilisés tout au long du sujet.

3 Niveaux d'énergie et spin

Un centre NV possède un spin total $S = 1$. Le niveau fondamental et le niveau excité de la transition optique d'intérêt sont donc des triplets de spin : ils sont caractérisés par le nombre quantique m_S , pouvant prendre les valeurs $0, \pm 1$, selon la projection du spin sur l'axe du centre NV (qui est alors l'axe de quantification du spin) (voir Fig 3.3).

La dégénérescence en énergie entre les niveaux $|m_S = \pm 1\rangle$ et le niveau $|m_S = 0\rangle$ est partiellement levée par interaction spin-spin. Ces deux ensembles de niveaux se retrouvent séparés par une énergie dont la fréquence correspondante est $D \approx 2.87$ GHz pour le triplet fondamental et $D' \approx 1.42$ GHz pour le triplet excité.

Il est donc possible d'utiliser, d'une part, un laser pour induire une transition optique faisant passer d'un des états fondamentaux à l'état excité de même

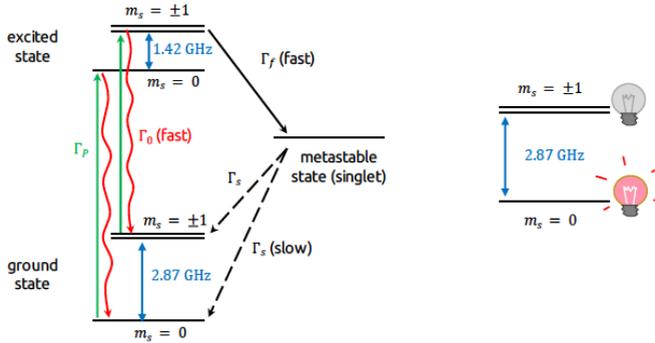


Figure 3.3: Structure des niveaux d'énergie d'un centre NV, comprenant un triplet d'états fondamentaux (ground state) et un triplet d'états excités (excited state)

spin.

D'autre part, une antenne radiofréquence, à une fréquence proche de 2,87 GHz, permet d'induire des transitions entre les niveaux $m_s = 0$ et $m_s = \pm 1$.

Un point crucial de la structure de niveaux en énergie d'un centre NV vient de la présence d'un état singulet métastable. L'état excité $|m_s = 0\rangle$ n'est pas couplé à cet état métastable et se désexcitera toujours vers l'état fondamental correspondant en émettant un photon. Pour les états excités $|m_s = \pm 1\rangle$ cependant, il existe une probabilité de désexcitation non-radiative des niveaux vers l'état métastable, c'est à dire sans émission de photons.

En d'autres termes, lorsque le centre NV est placé dans les états $|m_s = \pm 1\rangle$, il émet en moyenne moins de fluorescence en se désexcitant : cette propriété est au cœur des expériences qui seront menées au cours du TP.

3.1 Effet Zeeman

Les niveaux d'énergie du centre NV sont donnés par l'Hamiltonien du système. Dans la base (x_{NV}, y_{NV}, z_{NV}) liée au centre NV, l'axe z_{NV} étant aligné avec le centre NV, cet hamiltonien s'écrit :

$$\hat{H} = hD\hat{S}_{z_{NV}}^2 + hE(\hat{S}_{x_{NV}}^2 - \hat{S}_{y_{NV}}^2) + \Gamma(\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{S}}) \quad (3.1)$$

- $D \approx 2,87$ GHz est le facteur de séparation à champ nul des niveaux fondamentaux lié à l'interaction spin-spin.

- E est un facteur de splitting lié aux imperfections de la maille cristalline.
- $\Gamma \approx 28 \text{ MHz.mT}^{-1}$ est la facteur gyromagnétique. On a plus précisément $\Gamma = g\mu_B$, avec g le facteur de Landé et μ_B le magneton de Bohr et associé au spin \mathbf{S} des centres NV.
- \mathbf{B} représente le champ magnétique externe qui peut être appliqué.
- \mathbf{S} représente l'opérateur de spin et ses composantes les matrices de spin de Pauli ;

Sous certaines approximations, l'hamiltonien peut être simplifié pour ne contenir que la contribution du champ magnétique aligné avec le centre NV :

$$\hat{H} \approx hD\hat{S}_{z_{NV}}^2 + \Gamma(B_{z_{NV}}S_{z_{NV}}) + hE(\hat{S}_{x_{NV}}^2 - \hat{S}_{y_{NV}}^2) \quad (3.2)$$

Cet hamiltonien présente là-encore la séparation de 2,87 GHz entre le niveau $m_S = 0$ d'une part, et les niveaux $m_S = \pm 1$ d'autre part. De plus, la levée de dégénérescence des niveaux $|m \pm 1\rangle$ peut être levée par deux contributions :

- à champ nul, une première contribution à la levée de dégénérescence vient des déformations de la maille cristalline (terme lié à E)
- Une deuxième contribution au splitting est liée à l'amplitude de la projection du champ magnétique sur le centre NV : c'est l'effet Zeeman, lié au terme $(B_{z_{NV}}S_{z_{NV}})$.

La position en fréquence des deux niveaux $m_S = -1$ et $m_S = +1$ est donnée par :

$$f_{\pm} = D \pm \sqrt{E^2 + (\Gamma B_{z_{NV}})^2} \quad (3.3)$$

Pour des champs suffisamment grands, leur séparation en fréquence (parfois appelée *splitting Zeeman*) est alors donnée par :

$$\Delta f_{\text{Zeeman}} = f_+ - f_- \approx 2\Gamma B_{z_{NV}} \approx 56 \cdot \text{MHz/mT} \cdot B_{z_{NV}} \quad (3.4)$$

3.2 Questions préparatoires

La séance consiste en la réalisation de mesures d'*Optically Detected Magnetic Resonance* (ou ODMR). Le protocole est le suivant : on détecte la fluorescence des centres NV d'un cristal de diamant éclairés par un laser à 532 nm. Le cristal est lui-même placé sur une antenne RF. On observe l'évolution de l'intensité de fluorescence en allumant l'antenne RF et en effectuant un balayage en fréquence autour de 2,87 GHz, correspondant à la transition entre les états $|m_S = 0\rangle$ et $|m_S = \pm 1\rangle$ du triplet fondamental.

P1. Représentez schématiquement le spectre d'ODMR d'un centre NV unique à champ nul ($B = 0$), puis à champ non-nul.

P2. Comment ce spectre d'ODMR permet-il de mesurer l'amplitude d'une composante du champ magnétique ?

Un cristal de diamant contient de nombreux centres NV, selon 4 orientations possibles. Une expérience de fluorescence sonde donc en simultané 4 populations différentes de centres NV, chacune associée à une projection différente d'un même champ magnétique sur l'orientation du centre. Une courbe expérimentale peut donc faire apparaître jusqu'à 4 paires de pics sur la courbe d'ODMR, correspondant à 4 valeurs de splittings Zeeman différentes.

P3. Représentez schématiquement le spectre d'ODMR d'un cristal de diamant contenant de nombreux centres, d'abord à champ nul, puis à champ non-nul.

4 Montage optique

ATTENTION !!!

Dans ce TP, la puissance maximale du laser à 532 nm est de 140 mW soit plus de 100 fois le seuil de brûlure de l'œil.

Portez à tout moment des lunettes de protection laser !
Pour tout changement sur la table optique, baisser la puissance du laser en dessous de 1 mW, puis ouvrir la ou les boîtes avant de procéder au réglage.

Le montage optique est constitué d'un laser à 532 nm, envoyé par deux miroirs vers un miroir dichroïque vers une lentille asphérique focalisant le faisceau sur un petit échantillon de diamant riche en centres NV, placé sur une

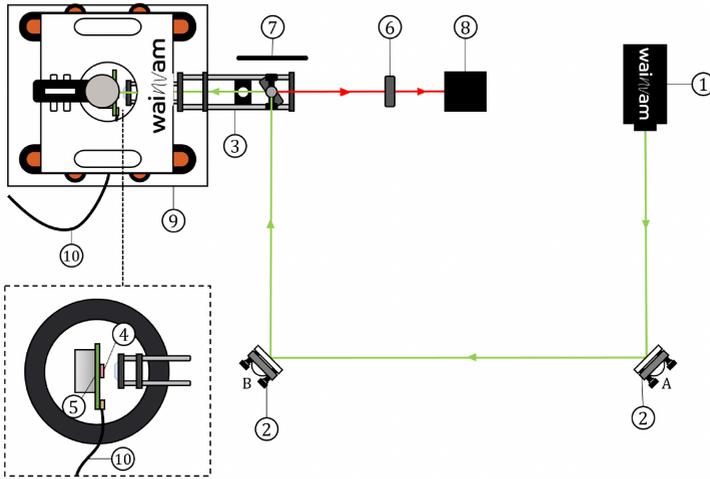


Figure 3.4: Schéma du montage. 1 - Source laser. 2 - miroirs d'alignement. 3 - Système cagé comprenant des iris, le miroir dichroïque et une lentille asphérique de focalisation. 4 - Echantillon de diamant dopé en NV. 5 - Antenne RF, support de l'échantillon. 6 - Filtre passe-haut (en λ). 8 - Détecteur. 9 et 10 - Bobines et câble radiofréquences.

antenne RF, et au milieu de trois paires de bobines permettant d'appliquer des champs magnétiques selon les axes X, Y et Z liés au référentiel du laboratoire. La fluorescence rouge des centres NV suit le trajet inverse, mais est transmise par le miroir dichroïque, en direction d'un photodétecteur.

5 Activités expérimentales

5.1 Réglages et marche du faisceau ("beam walking")

↪ Allumez le laser et réglez le courant à quelques mA.

Avant de commencer les mesures, il est nécessaire de régler finement l'alignement du laser sur l'échantillon. Pour cela, on va jouer sur les vis micrométriques de basculement des deux miroirs afin de faire passer le faisceau à travers deux diaphragmes, dont la droite joignant les deux centres définit l'axe optique du montage.

Le reste du montage ayant déjà été réglé, il n'est pas nécessaire (et déconseillé) de toucher à d'autres éléments du montage, si vous en ressentez tout de même le besoin (ou la curiosité !), appelez l'enseignant.

→ On peut régler plus finement la position des miroirs en optimisant le signal de fluorescence collecté par la photodiode, à l'aide de l'oscilloscope connecté à la sortie du photodétecteur.

→ Lorsque le laser est correctement focalisé sur le cristal, on constate aisément une fluorescence orangée intense, facile à observer avec les lunettes de protection laser qui coupent le vert.

5.2 Mesure à champ nul

Le but de cette première expérience est d'effectuer une mesure d'ODMR à champ magnétique (quasi) nul - en tout cas, sans appliquer de champ magnétique à l'aide des bobines !

⇒ Boîtes fermées, montez la puissance laser entre 20 mW et 80 mW.

⇒ Lancez le logiciel **kwanteach-sw** via le raccourci sur le bureau et, dans la fenêtre qui s'ouvre, cliquez sur "load wainteach".

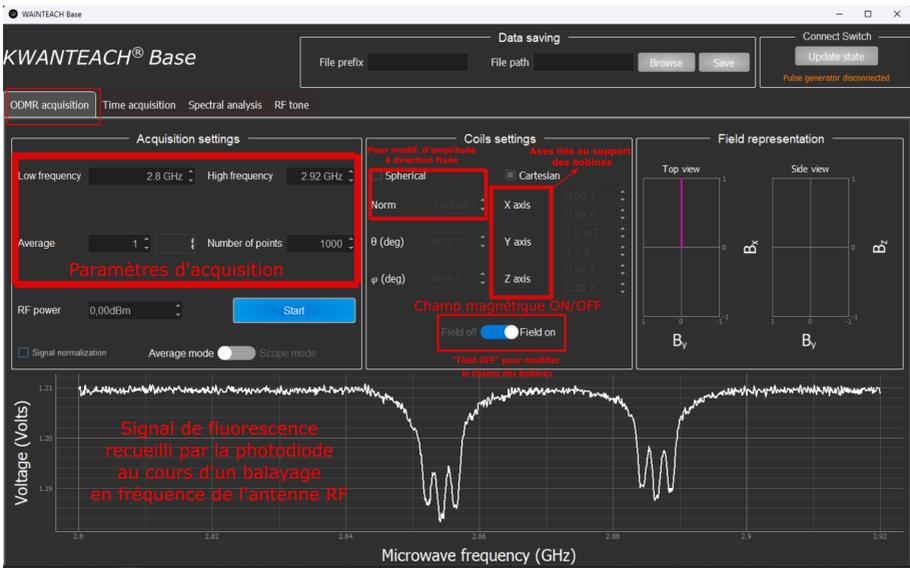


Figure 3.5: Interface du logiciel dans l'onglet "ODMR acquisition".

⇒ Afficher l'onglet "ODMR Acquisition" du logiciel Kwantech (voir Figure 3.5).

⇒ Enregistrez un premier spectre ODMR, par exemple entre 2,8 GHz et 2,94 GHz, avec une puissance RF de 0 dBm.

⇒ Enregistrez cette acquisition (et les suivantes) dans un même dossier en utilisant la fonction "save" du logiciel.

↪ En cliquant sur la courbe, on peut faire apparaître un curseur permettant de mesurer précisément la fréquence.

Q1. Notez la fréquence centrale correspondant à une chute de fluorescence. Comment expliquez-vous cette chute de fluorescence ? A quelle transition entre niveaux du centre NV correspond cette fréquence centrale ?

Q2. En regardant attentivement, vous devriez apercevoir plusieurs pics à l'intérieur du pic central. Quels termes de l'hamiltonien explique l'origine physique de ces pics ? Commentez.

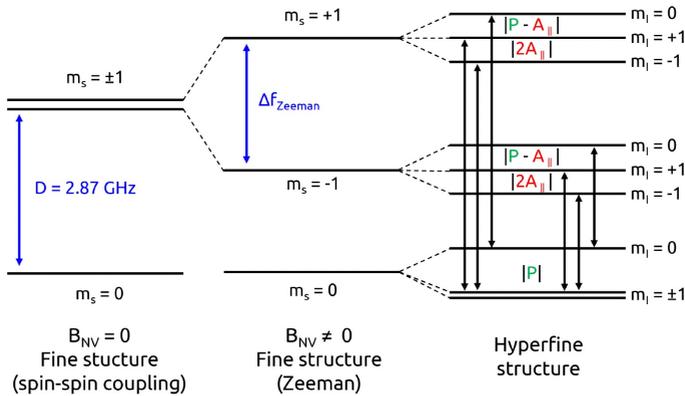


Figure 3.6: Décomposition de la structure de niveaux d'un centre NV jusqu'à sa structure hyperfine.

5.3 Mesure à l'aide d'un champ magnétique quelconque

⇒ Approchez ensuite l'aimant en fer à cheval à proximité de l'échantillon, par-dessus les bobines. Refaites une mesure de spectre.

Q3. Qu'observez-vous? Décrivez les changements observés et expliquez qualitativement pourquoi l'allure du spectre ODMR est modifiée.

Q4. A l'aide du schéma de la structure hyperfine (voir Figure 3.6), commentez le nombre de pics observables pour un champ quelconque !

5.4 Influence de l'orientation du champ magnétique

L'échantillon de diamant est orienté selon le dessin de la Figure 3.7. L'objectif de cette partie est d'étudier l'effet de l'orientation du champ sur les propriétés du spectre d'ODMR.

Le banc de mesure permet d'appliquer un champ magnétique d'orientation contrôlée à l'aide de trois paires de bobines. On utilise ici des bobines dites "de Helmholtz": les deux bobines de chaque paire sont circulaires de même rayon R , parallèles, et placées l'une en face de l'autre à une distance d égale à leur rayon. L'intérêt de cette configuration, couramment utilisée, est qu'elle permet de produire un champ magnétique particulièrement homogène au centre des bobines, selon l'axe qui les relie, et sur une distance comparable à R . En combinant trois paires de bobines, selon les axes X , Y , et Z du référentiel du laboratoire, on peut tirer profit de la linéarité des équations de Maxwell et sommer les contributions de chaque paire pour former un champ d'orientation

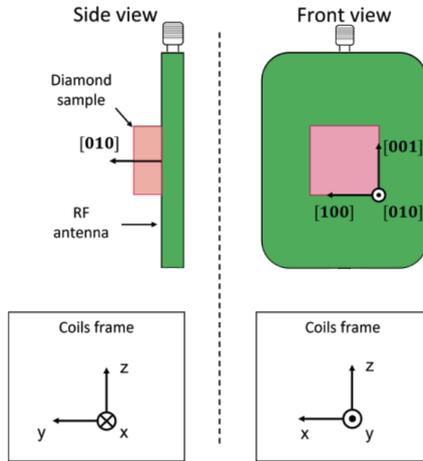


Figure 3.7: Schéma de l'orientation de l'échantillon au sein des bobines appliquant le champ magnétique. Le diamant est coupé perpendiculairement à l'orientation $[010]$ - chacun des 3 axes des bobines correspond donc à un des axes cristallins de la maille du diamant.

arbitraire au centre du système.

⇒ Un gaussmètre permet d'effectuer des mesures de champ magnétique. Compte tenu d'un offset important, il faut, pour effectuer des mesures selon un axe donné, effectuer une mesure différentielle. On mesurera par exemple, la composante du champ selon l'axe OX , en orientant le gaussmètre selon $+X$, puis selon $-X$, en pivotant la sonde Hall de 180 deg.

Q5. Mesurez le champ magnétique dans la pièce, selon les 3 orientations X, Y, Z . Estimez le champ magnétique terrestre. Un compas permet de vérifier la direction du Nord magnétique.

Répétez la mesure en plaçant le gaussmètre au milieu des bobines, alimentation du système éteinte. Enfin, appliquez plusieurs valeurs de courant dans les bobines et vérifiez que les valeurs fournies par le gaussmètre sont cohérentes avec celles l'affichage du logiciel.

L'échantillon de diamant est orienté selon les axes représentés sur la figure 3.7. L'objectif de cette partie est d'une part d'étudier l'effet de l'orientation du champ sur les spectres ODMR.

Q6. Rappelez quelles sont les orientations possibles des centres NV dans le système d'axe cristallin. Associez à chacune de ces orientations un vecteur unitaire dans le système des axes X, Y et Z des bobines.

⇒ Appliquez un champ d'environ 2 mT selon l'axe Y , la normale de l'échantillon.

Q7. Quelle est la projection de ce champ sur les 4 orientations possibles de centre NV ? Utilisez votre réponse pour commenter la forme du spectre ODMR obtenu.

Q8. Si le champ magnétique avait une projection différente sur chacune des 4 orientations possibles de centres NV, qu'observerait-on ? Essayez d'identifier une orientation de champ compatible avec l'observation d'un maximum de pics.

Q9 Alignez le champ magnétique sur la direction $\beta = \frac{1}{\sqrt{3}}(-1, -1, 1)$. Pourquoi obtient-on deux paires de pics ? Pourquoi ces deux paires de pics ont une amplitude très différente ? Identifiez chacun de ces pics.

5.5 Mesure du rapport gyromagnétique

Le but de cette partie est cette fois d'étudier l'influence de la norme du champ magnétique sur le splitting Zeeman, pour une classe de centres NV d'orientation donnée.

⇒ Conservez une orientation du champ magnétique sur les centres NV de direction β .

⇒ Une fois la direction du champ fixée, utilisez l'onglet "Spherical" du panneau "Coils settings" pour faire varier la norme du champ magnétique, de 0 à 2.5 mT par pas de 0.5 mT.

⇒ Pour chaque valeur de champ appliquée, et après avoir moyenné sur 5 balayages consécutifs, relevez la position en fréquence du pic central de chacun des 2 triplets observés.

Q10. Utilisez vos mesures pour tracez l'évolution du splitting Zeeman en fonction de la norme du champ magnétique appliqué. En déduire le facteur gyromagnétique Γ .

5.6 Mesure du champ magnétique terrestre

Le magnétomètre ne repose en réalité jamais dans un champ exactement nul, même lorsque les bobines sont éteintes : il baigne au moins dans le champ magnétique terrestre, et dans d'autres champs magnétiques parasites.

Q11. A l'aide de vos mesures précédentes au gaussmètre, donnez une estimation de l'amplitude du splitting Zeeman attendu pour un centre NV qui serait placé verticalement.

L'objectif de cette partie est de déterminer la norme et l'orientation du champ magnétique terrestre. Plus généralement, la méthode que vous allez suivre peut-être utilisée pour la mesure et la caractérisation de champs magnétiques faibles et inconnus, à de très petites échelles.

Principe de la mesure

La mesure d'un champ magnétique avec le magnétomètre repose d'une part, sur l'idée que le splitting Zeeman d'une paire de pics est lié à la norme de la projection du champ magnétique sur la direction associée à un centre NV, d'autre part sur l'exploitation des 4 orientations possibles de centre NV pour obtenir 4 projections différentes d'un même vecteur de champ magnétique sur des directions différentes.

On utilise donc le champ magnétique des bobines en l'additionnant à celui du champ magnétique terrestre pour obtenir des spectres ODMR adéquats. Une procédure complète de reconstruction du champ magnétique à partir de mesures ODMR est détaillée en annexe du sujet de travaux pratiques.

Protocole expérimental

On propose dans cette séance d'appliquer le protocole expérimental suivant pour mesurer et reconstruire le champ magnétique présent dans la pièce, au niveau de l'échantillon de diamant :

- ⇒ Appliquez un champ magnétique selon l'orientation $\alpha = (1, 1, 1)$. Les centres NV voient alors un champ magnétique total $\vec{B}_{tot}^+ = \vec{B}_{Earth} + \vec{B}_\alpha$, faisant apparaître 2 paires de pics ;
- ⇒ Relevez la position du pic central des deux triplets extrêmes ;
- ⇒ On acquiert un second spectre *en inversant le sens du champ magnétique appliqué*. Le champ total vu par les centres NV devient ainsi $\vec{B}_{tot}^- =$

$$\vec{B}_{Earth} - \vec{B}_{alpha}.$$

- ⇒ Relevez à nouveau la position du pic central des deux triplets extrêmes.
- ⇒ Effectuez à nouveau ces relevés en appliquant un champ magnétique sur les autres orientations cristallines β , γ et δ , à chaque fois dans les deux sens opposés.

Q12. Utilisez la feuille de calcul fournie sur l'ordinateur et insérez vos relevés de fréquence permettant de calculer la projection du champ magnétique terrestre selon chacune des quatre orientations cristallines. Le tableau permet ensuite de calculer les composantes du champ magnétique selon X , Y et Z , repère du laboratoire. Commentez les principales sources d'incertitudes du montage, et suggérez des pistes pour les réduire.

Annexe : reconstruction du champ magnétique

Expression du splitting Zeeman en fonction des projections du champ magnétique

Pour reconstruire le champ magnétique à partir de spectres d'ODMR, il faut d'abord associer à chaque raie ODMR une classe de centre NV et son orientation. Pour cela, il faut remonter à la projection du champ magnétique sur chacune des orientations.

Les deux fréquences splittées $f_{i,\pm}$ associées à une orientation \mathbf{n}_i (avec $i = \alpha, \beta, \gamma, \delta$) de centre NV donnée s'expriment comme :

$$f_{i,\pm} = f_0 \pm \gamma |\mathbf{B}_{tot}| \cos \theta_i \quad (3.5)$$

avec θ_i l'angle entre le vecteur du champ magnétique et celui de l'orientation du cristal.

Dans l'approximation où le champ terrestre est bien plus faible que celui appliqué par la bobine, cet angle est donné par :

$$\frac{\mathbf{B}_{coil} \cdot \mathbf{n}_i}{|\mathbf{B}_{coil}| |\mathbf{n}_i|} \approx \cos \theta_i \quad (3.6)$$

Le signe a son importance et le cosinus peut être négatif, de telle sorte que $f_{i+} > f_{i-}$ si $\cos \theta_i > 0$, et $f_{i+} < f_{i-}$ si $\cos \theta_i < 0$. Le splitting Zeeman, qui peut être positif ou négatif s'exprime alors comme :

$$\Delta f_i = |f_{i+} - f_{i-}| \times \text{sign}(\cos(\theta_i)) \quad (3.7)$$

Mesure d'une composante du champ magnétique

Dans le TP, on mesure deux spectres consécutifs en inversant le sens du champ magnétique, ce qui donne deux mesures de splitting :

$$\mathbf{B}_{\text{tot}} = \mathbf{B}_{\text{Earth}} + \mathbf{B}_{\text{coil}} \longrightarrow \Delta f_i^+$$

$$\mathbf{B}_{\text{tot}} = \mathbf{B}_{\text{Earth}} - \mathbf{B}_{\text{coil}} \longrightarrow \Delta f_i^-$$

En utilisant l'angle de projection θ_i , on peut écrire :

$$\Delta f_i^+ = 2\gamma B_{\text{Earth}} \times \cos \theta_i + 2\gamma B_{\text{coil}} \times \cos \theta_i \quad (3.8)$$

Et de même,

$$\Delta f_i^- = 2\gamma B_{\text{Earth}} \times \cos \theta_i - 2\gamma B_{\text{coil}} \times \cos \theta_i \quad (3.9)$$

En combinant les deux expressions, on obtient :

$$\frac{\Delta f_i^+ + \Delta f_i^-}{4} = B_{\text{Earth}} \times \cos \theta_i = B_{\text{Earth},i} \quad (3.10)$$

c'est à dire la mesure de la projection de la valeur du champ magnétique terrestre sur la direction \mathbf{n}_i .

Orientations cristallines et reconstruction du champ

On peut relier les orientations des différentes classes de centres NV $\mathbf{n}_\alpha, \mathbf{n}_\beta, \mathbf{n}_\delta, \mathbf{n}_\gamma$ aux axes du référentiel du laboratoire X, Y, Z :

$$[111] \longrightarrow \mathbf{n}_\alpha = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$[\bar{1}\bar{1}1] \longrightarrow \mathbf{n}_\beta = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$[1\bar{1}1] \longrightarrow \mathbf{n}_\gamma = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$[\bar{1}11] \longrightarrow \mathbf{n}_\delta = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Ceci se traduit directement en un système d'équations permettant de relier les composantes cartésiennes du champ à celles projetées sur les orientations cristallines :

$$\sqrt{3} \times B_{\text{Earth},\alpha} = +B_{\text{Earth},x} + B_{\text{Earth},y} + B_{\text{Earth},z}$$

$$\sqrt{3} \times B_{\text{Earth},\beta} = -B_{\text{Earth},x} - B_{\text{Earth},y} + B_{\text{Earth},z}$$

$$\sqrt{3} \times B_{\text{Earth},\gamma} = +B_{\text{Earth},x} - B_{\text{Earth},y} + B_{\text{Earth},z}$$

$$\sqrt{3} \times B_{\text{Earth},\delta} = -B_{\text{Earth},x} + B_{\text{Earth},y} + B_{\text{Earth},z}$$

que l'on inverse en :

$$B_{\text{Earth},x} = \frac{\sqrt{3}}{4} (B_{\text{Earth},\alpha} - B_{\text{Earth},\beta} + B_{\text{Earth},\gamma} - B_{\text{Earth},\delta})$$

$$B_{\text{Earth},y} = \frac{\sqrt{3}}{4} (B_{\text{Earth},\alpha} - B_{\text{Earth},\beta} - B_{\text{Earth},\gamma} + B_{\text{Earth},\delta})$$

$$B_{\text{Earth},z} = \frac{\sqrt{3}}{4} (B_{\text{Earth},\alpha} + B_{\text{Earth},\beta} + B_{\text{Earth},\gamma} + B_{\text{Earth},\delta})$$

P 4

Spectroscopie sub-Doppler par absorption saturée

Contents

1	Étude préliminaire	54
1.1	L'élargissement Doppler	54
1.2	Structure de la raie D1 du rubidium	54
1.3	Saturation de l'absorption	56
1.4	Application à la spectroscopie sub-Doppler (méthode pompe-sonde)	56
1.5	Caractéristiques de la diode laser	58
2	Réalisation de l'expérience	59
2.1	Diode laser	60
2.2	Spectre de fluorescence et d'absorption	61
2.3	Spectroscopie sub-Doppler des niveaux hyperfins	63

À température ambiante, la principale cause d'élargissement des transitions atomiques dans un gaz est l'effet Doppler. La spectroscopie par absorption saturée, développée dans les années 70, permet de s'affranchir de cet élargissement et de résoudre la structure hyperfine des transitions atomiques. Le but du TP réaliser une spectroscopie par absorption saturée de la raie D1 du rubidium afin d'observer sa structure hyperfine. La source utilisée est une diode laser accordable en longueur d'onde autour de 795 nm.

1 Étude préliminaire

1.1 L'élargissement Doppler

Nous considérons un gaz d'atomes à deux niveaux et notons ν_0 la fréquence de la transition atomique. L'élargissement Doppler, qui est largement prédominant à température ambiante, résulte de la dispersion des vitesses des atomes du gaz. Le gaz est illuminé par un faisceau laser de fréquence ν se propageant selon l'axe Oz dans le sens positif. Parmi les atomes, seuls ceux dont la projection V_z de la vitesse selon Oz vérifie la relation

$$\nu_0 = \nu (1 - V_z/c) \quad (4.1)$$

sont en résonance avec l'onde et peuvent absorber et réémettre de la lumière (c est la vitesse de la lumière). Si on balaye la fréquence du laser, on obtient donc un profil de raie d'absorption qui est le reflet de la distribution des vitesses atomiques dans la direction du faisceau laser.

P1 Expliquez rapidement la démonstration de la formule (4.1).

On montre en physique statistique que la distribution des vitesses des atomes d'un gaz parfait suit la loi de Maxwell-Boltzmann :

$$f(V_z) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{-mV_z^2}{2k_B T} \right). \quad (4.2)$$

Dans cette équation, V_z est la vitesse suivant l'axe z , T la température du gaz, m la masse des atomes ($1,41 \cdot 10^{-25}$ kg pour le rubidium) et k_B la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K).

P2 Montrez que la largeur à mi-hauteur de la raie élargie par effet Doppler vaut :

$$\Delta\nu = \sqrt{8 \ln 2} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \frac{\nu_0}{c}. \quad (4.3)$$

P3 Utilisez la formule 4.3 pour calculer l'élargissement Doppler à $T = 20^\circ$ de la raie D1 du rubidium (centrée à 795 nm).

1.2 Structure de la raie D1 du rubidium

La cellule de rubidium que vous allez utiliser contient les deux isotopes stables de l'espèce atomique dans les proportions de leur abondance naturelle : 72% de rubidium 85 et 28% de rubidium 87. La longueur d'onde d'étude (795 nm) correspond à la transition du niveau fondamental $5S_{1/2}$ vers le niveau excité

$5P_{1/2}$. La structure hyperfine est détaillée sur la figure 4.1 pour les deux isotopes.

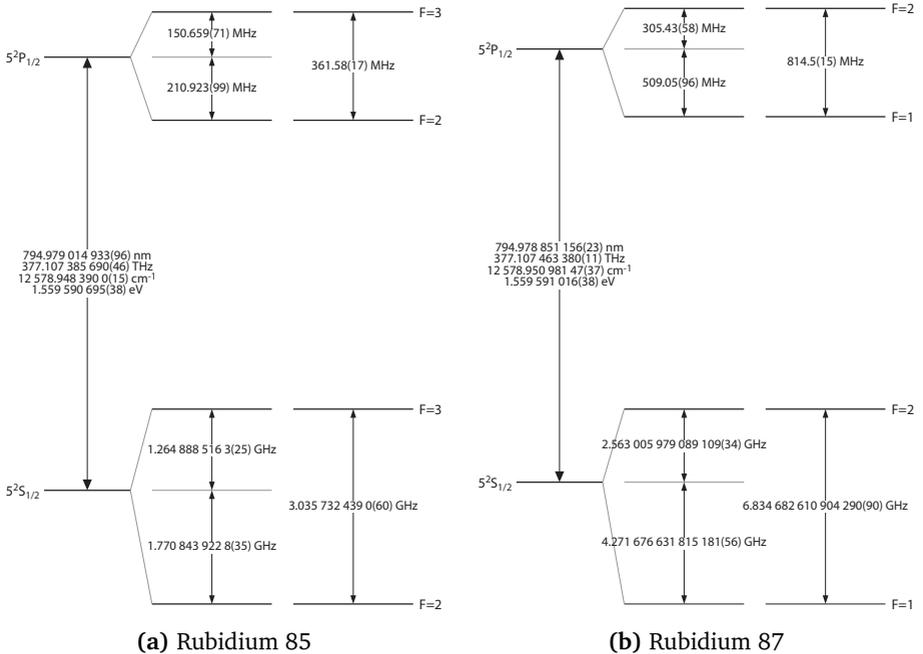


Figure 4.1: Structure hyperfine de la raie D1 des deux isotopes du rubidium. La figure est extraite de : Daniel A. Steck, *Rubidium D Line Data*, disponible en ligne à l'adresse <http://steck.us/alkalidata>.

P4 Combien de raies devrait-on observer en théorie ? Rangez ces raies suivant l'ordre croissant des fréquences de résonances.

P5 Compte tenu de l'élargissement Doppler, quelles sont les raies que l'on pourra résoudre avec un spectre en absorption simple ? À quelle température faudrait-il descendre pour résoudre l'intégralité de la structure hyperfine ? Sachant que la largeur naturelle des niveaux excités vaut 6 MHz, à quelle température faudrait-il descendre pour pouvoir la mesurer ? Comment peut-on y parvenir ?

1.3 Saturation de l'absorption

Revenons maintenant à un gaz d'atomes à deux niveaux. De manière générale, l'absorption \mathcal{A} (en cm^{-1}) d'un faisceau laser de fréquence égale à la fréquence de transition atomique est donnée par la section efficace de diffusion à résonance σ_0 (en cm^2) pondérée par la différence entre les densités d'atomes dans le niveau fondamental, n_1 , et dans le niveau excité, n_2 (en cm^{-3}). Or cette différence de densité dépend elle-même de l'intensité I (en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$) du faisceau laser et donc de l'absorption \mathcal{A} . Ce processus de dépendance circulaire (\mathcal{A} dépend de $n_1 - n_2$, qui dépend de I , qui dépend de \mathcal{A}) donne lieu au phénomène de saturation de l'absorption. Concrètement, on montre que :

$$\mathcal{A} = \sigma_0 \times (n_1 - n_2) \quad \text{avec} \quad n_1 - n_2 = \frac{n_t}{1 + I/I_{\text{sat}}}, \quad (4.4)$$

où n_t est la densité totale d'atomes et I_{sat} est une intensité caractéristique de la transition, appelée **intensité de saturation**, qui vaut $1,6 \text{ mW/cm}^2$ pour la transition atomique considérée. Le rapport $s = I/I_{\text{sat}}$, qui intervient dans l'équation 4.4, est appelé le **paramètre de saturation**.

P6 Comparez qualitativement l'absorption dans les cas limites $s = I/I_{\text{sat}} \ll 1$ et $s = I/I_{\text{sat}} \gg 1$. Que dire de l'absorption dans le cas de forte intensité ($s \gg 1$). **On appelle ce phénomène la saturation de l'absorption.**

P7 Donnez la limite des populations n_1 et n_2 dans le cas de saturation forte. Donnez une interprétation de la saturation de l'absorption en considérant l'évolution du taux d'émission spontanée en fonction de l'intensité

P8 Est-il possible d'inverser les populations sur un système à 2 niveaux ? Rappelez pourquoi.

1.4 Application à la spectroscopie sub-Doppler (méthode pompe-sonde)

Considérons deux faisceaux laser de même fréquence ν et contrapropageants (superposés mais se propageant dans des sens opposés). Le premier faisceau, appelé faisceau de pompe, se propage dans le sens positif de l'axe Oz et a une intensité suffisante pour saturer seul l'absorption sur la transition considérée. Le deuxième faisceau, appelé faisceau de sonde, se propage dans le sens négatif de l'axe Oz et a une intensité trop faible pour saturer seul la transition. On s'intéresse ici à l'absorption du faisceau sonde en présence du faisceau de pompe lorsque que l'on fait varier leur fréquence autour de la fréquence de la transition atomique.

D'après l'équation 4.1, pour une fréquence ν donnée, les atomes qui absorbent la pompe sont ceux pour lesquels $V_z = -c(1 - \nu/\nu_0)$ et les atomes qui absorbent la sonde sont ceux pour lesquels $V_z = +c(1 - \nu/\nu_0)$. On distingue alors deux cas, représentés sur la figure 4.2 :

- si $\nu \neq \nu_0$, les atomes qui absorbent la pompe et ceux qui absorbent la sonde appartiennent à des classes de vitesse différentes. Dans ce cas, la présence de la pompe n'affecte en rien l'absorption de la sonde (celle-ci sonde des atomes qui ne "voient" pas la pompe) ;
- si $\nu = \nu_0$, ce sont les mêmes atomes qui absorbent la pompe et la sonde, c'est à dire les atomes de vitesse nulle suivant z ($V_z = 0$). La pompe étant suffisamment intense pour saturer l'absorption, la sonde n'est que très peu absorbée (l'absorption diminue) à cette fréquence précise $\nu = \nu_0$.

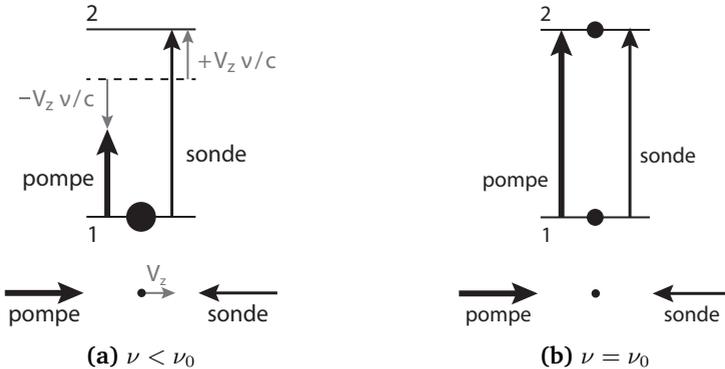


Figure 4.2: Influence de l'effet Doppler dans la configuration pompe-sonde.

Le profil de la raie d'absorption de la sonde présente donc une double structure, un pic étroit centré sur la fréquence de la transition atomique venant se superposer au profil élargi par effet Doppler. Comme vous allez pouvoir le constater au cours du TP, la résolution offerte par la spectroscopie pompe-sonde est telle qu'elle permet de révéler la structure hyperfine de la transition atomique. Chaque transition apparaît alors comme un pic distinct dans le profil Doppler, comme illustré sur la figure 4.3.

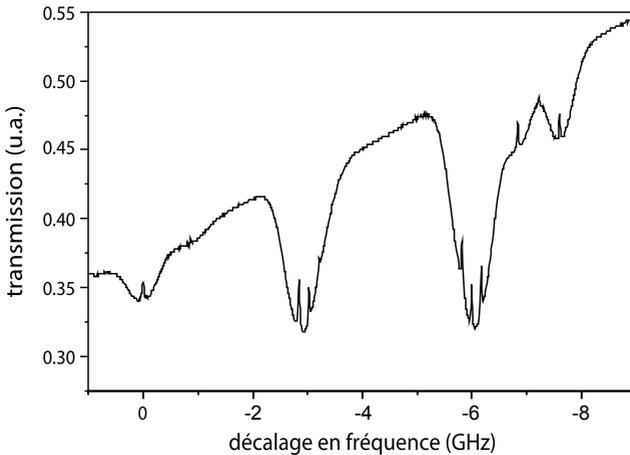


Figure 4.3: Spectre d'absorption autour de 795 nm obtenu par la méthode pompe-sonde. Les raies de la structure hyperfine apparaissent comme des pics étroits sur le fond élargi par effet Doppler. La figure est adaptée de : Svenja A. Knappe *et al.*, *Microfabricated saturated absorption laser spectrometer*, *Optics Express* **15**, 6293–6299 (2007).

P9 Quelle est la largeur intrinsèque du pic d'absorption saturée ? Quelles sont les raisons pour lesquelles ce pic pourrait apparaître plus large ?

1.5 Caractéristiques de la diode laser

Le laser accordable utilisé ici est une diode laser modèle DBR795PN, typiquement utilisée pour adresser la raie D1 du Rubidium. Les lettres DBR font référence à "Distributed Bragg Reflector" : un réseau de Bragg, est utilisé comme réflecteur à une des extrémités du milieu à gain. La fréquence d'émission de la diode est fonction de deux paramètres : la température d'équilibre T_{eq} de la jonction et l'intensité i du courant d'injection de la diode. La fréquence d'émission diminue à la fois avec la température T_{eq} de régulation ainsi qu'avec le courant d'injection i (qui chauffe légèrement le milieu), notamment à cause de l'augmentation de l'indice de réfraction des couches épitaxiées avec la température. Le laser "rougit" lorsqu'on augmente le courant. Dans ce TP, nous allons faire varier la fréquence d'émission à l'aide du courant uniquement. Les caractéristiques complètes de la diode laser utilisée sont détaillées dans la table 4.1.

Puissance lumineuse	40 mW
Longueur d'onde	795 nm
Variation de la longueur d'onde en fonction du courant	+0,0014 nm/mA
Variation de la longueur d'onde en fonction de la température	+0,06 nm/K
Largeur spectrale	0,25 nm

Table 4.1: Caractéristiques de la diode laser DBR795PN utilisée dans le TP. Spécifications complètes disponibles sur thorlabs.com

P10 Si l'on veut voir toutes les transitions de la raie D1 du rubidium 85, sur quelle plage doit-on faire varier le courant dans la diode laser ?

P11 Quel problème affectant le spectre d'émission peut-on rencontrer lors du balayage en courant ?

P12 Comparer la largeur spectrale du laser avec la largeur naturelle de la transition atomique. Laquelle de ces deux largeurs va déterminer la largeur des raies d'absorption observées une fois l'effet Doppler éliminé ?

2 Réalisation de l'expérience

Précautions d'emploi de la diode laser Ne jamais débrancher les câbles reliant la diode laser à son boîtier d'alimentation. **La puissance délivrée par la diode est de l'ordre de 30 à 50 mW, ce qui est suffisant pour créer des lésions oculaires irréversibles en vision directe.** Comme l'œil est très peu sensible à cette longueur d'onde, le faisceau peut vous atteindre sans que vous vous en aperceviez. Attention donc à ne pas mettre vos yeux au niveau du banc. Enlevez ou cachez tout objet réfléchissant pouvant se trouver à hauteur de faisceau (montre, bracelet, bague, chaîne, gourmette, boucle de ceinture...). Vérifiez que tous éléments optiques sont bien fixés à la planche lorsque la diode émet. Enfin, utilisez les lunettes de protection laser mises à disposition à l'entrée de la pièce.

Précautions générales pendant toute la manipulation Tous les éléments optiques utilisés sont fragiles, onéreux et difficiles à obtenir (en particulier la cellule contenant le rubidium). Vous allez faire des réglages difficiles, dans l'obscurité, et avec un viseur proche infrarouge (ce qui n'est pas très commode). Donc déplacez les éléments avec précautions, bridez soigneusement les pieds après chaque modification et ne laissez rien traîner au bord de la planche.

2.1 Diode laser

Le laser accordable utilisé ici est une diode laser dite "DBR" (Distributed Bragg Reflector) qui permet d'avoir un fonctionnement monomode en fréquence avec une laser de raie instantanée très fine (autour du MHz, c'est à dire autour de $2 \cdot 10^{-6}$ nm !!). Attention les fluctuations en courant et température vont cependant introduire des fluctuations de cette fréquence et provoquer son élargissement. En pratique la largeur réelle en fréquence est donc plus élevée, de l'ordre de quelques dizaines de MHz.

Cette diode laser est directement fibrée, permettant une émission monomode spatialement, et un isolateur optique ¹ est directement intégré

La fréquence d'émission est fonction de deux paramètres: la température d'équilibre T_{eq} de la jonction et l'intensité i du courant d'injection de la diode. La fréquence d'émission diminue avec i (la longueur d'onde augmente avec le courant) et diminue également avec T_{eq} . Dans ce TP, nous allons faire varier la fréquence d'émission à l'aide du courant uniquement. Les caractéristiques complètes de la diode laser utilisée sont détaillées dans le document mis à disposition.

Boîtier d'asservissement de température La température d'équilibre de la jonction est mesurée par une thermistance. La température de consigne est fixée par une valeur de résistance. Sa valeur est pré-réglée pour pouvoir observer l'ensemble du spectre autour de la raie D1 en balayant uniquement le courant. **Vous n'aurez en principe pas besoin de modifier ce réglage.** Si toutefois vous étiez amené·e·s à changer la température de consigne, pour vous éloigner d'un saut de mode par exemple, prenez garde de ne procéder que par toutes petites touches. Un changement brutal vous éloignerait trop de la résonance et il serait difficile de la retrouver par la suite.

Alimentation de courant Par défaut réglez le courant autour de 120 mA afin de pouvoir visualiser le faisceau à l'aide de la carte infra-rouge (ou bien simplement sur un morceau de carton).

Q1 Si l'on veut voir toutes les transitions de la raie D1 du rubidium pour les deux isotopes, sur quelle plage doit-on faire varier le courant dans la diode

¹Les diodes laser sont très sensibles aux réflexions (même très faibles) du faisceau vers la cavité, ce qui peut introduire des fluctuations importantes sur la longueur d'émission. Il est donc nécessaire d'utiliser un isolateur optique. Ce dernier permet de bloquer le retour inverse de la lumière en utilisant un rotateur de Faraday placé entre deux polariseurs. En effet Le rotateur de Faraday utilisé fait tourner une polarisation rectiligne de 45° dans le même sens quel que soit le sens de traversée de la lumière, de sorte que si les polariseurs sont orientés pour laisser passer la lumière se propageant dans un sens, ils bloqueront nécessairement la lumière se propageant dans l'autre sens.

laser (pour cela vous devez trouver la bonne information dans le document mis à disposition ...) ?

Q2 Comparer la largeur spectrale du laser avec la largeur naturelle de la transition atomique. Laquelle de ces deux largeurs va déterminer la largeur des raies d'absorption observées une fois l'effet Doppler éliminé ?

2.2 Spectre de fluorescence et d'absorption

~ Placez la cellule sur le trajet du faisceau laser et réglez la caméra d'observation pour voir très nettement l'intérieur de la cellule.

~ Dans l'obscurité totale, faites varier lentement la valeur du courant. Vous devriez de cette manière observer la fluorescence du rubidium sur la raie D1 à l'aide de la caméra : le trajet du faisceau laser brille de manière fugace dans la cellule pour une valeur précise du courant !

~ Une fois que vous avez obtenu la fluorescence, terminez le montage décrit dans la figure 4.4. Afin de visualiser les raies des deux isotopes contenus dans la cellule, on effectue un balayage de la fréquence d'émission de la diode en modulant son courant d'alimentation par un signal triangulaire.

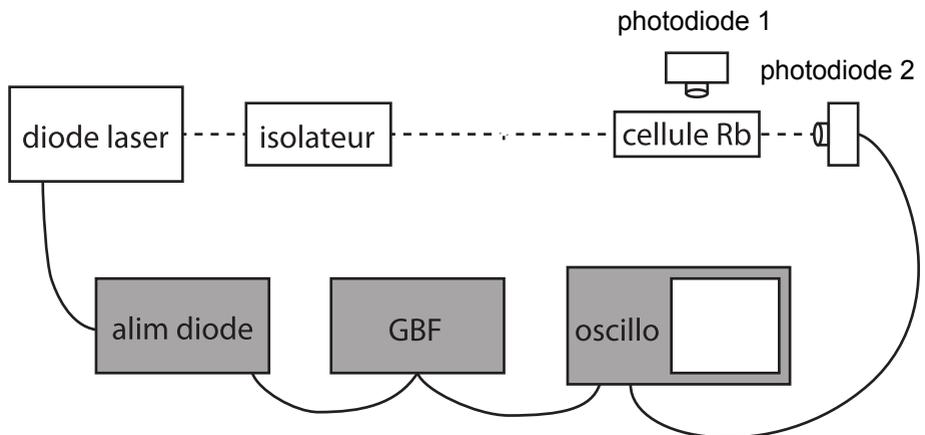


Figure 4.4: Schéma du montage à réaliser pour observer les spectres de fluorescence et d'absorption.

↪ Allumez le GBF et réglez le pour obtenir un signal triangulaire de faible amplitude et de fréquence une dizaine de Hz. Visualisez le signal du GBF sur l'une des voies de l'oscilloscope.

↪ Placez l'une des deux photodiodes avec prudence contre la cellule (sans contact), perpendiculairement au faisceau laser, afin de récupérer une partie du signal de fluorescence. Visualisez le signal de photodiode (ajustez le gain réglable au maximum) sur l'autre voie de l'oscilloscope.

↪ Modifiez l'amplitude et l'offset de la modulation appliquée pour voir les différentes raies de fluorescence attendues. Améliorez le signal obtenu (éventuellement en moyennant).

↪ Récupérer l'oscillogramme sur une clé USB (ou bien prenez le en photo après avoir mis sur "stop").

Q3 Identifiez les différentes raies sur l'oscillogramme et expliquez brièvement la manière dont vous avez procédé.

Q4 Calibrez l'oscillogramme en utilisant comme référence l'écart le plus grand entre deux raies. Mesurez et vérifiez les écarts et les positions relatives des différentes raies. Vérifiez que la largeur des raies correspond bien à celle prévue compte tenu de l'effet Doppler (ou du moins est du bon ordre de grandeur).

↪ Placez la seconde photodiode derrière la cellule et visualisez le spectre d'absorption sur la voie de l'oscilloscope auparavant occupée par le GBF (le GBF est déplacé sur l'entrée synchro). **Attention : réglez le gain afin de vous assurer de ne pas saturer le signal sortant de la photodiode, ce qui arrive très vite !**

↪ Observez simultanément les spectres de fluorescence et d'absorption.

↪ Observez les changements du spectre d'absorption lorsqu'une densité est ajoutée avant la cellule.

↪ **Observez maintenant ce qu'il se passe si vous placez la densité après la cellule, et comparez avec la situation précédente (densité avant la cellule).**

↪ En utilisant le puissance-mètre à disposition, **mesurez les valeurs du paramètre de saturation I/I_{sat}** pour l'intensité incidente sur la cellule (en présence ou non de la densité).

Q5 Montrez que l'on met bien en évidence qualitativement le phénomène de saturation de l'absorption.

2.3 Spectroscopie sub-Doppler des niveaux hyperfins

Le montage pompe-sonde à réaliser pour résoudre la structure hyperfine est décrit dans la figure 4.5. Les faisceaux de pompe et de sonde doivent être superposés au niveau de la cellule de gaz.

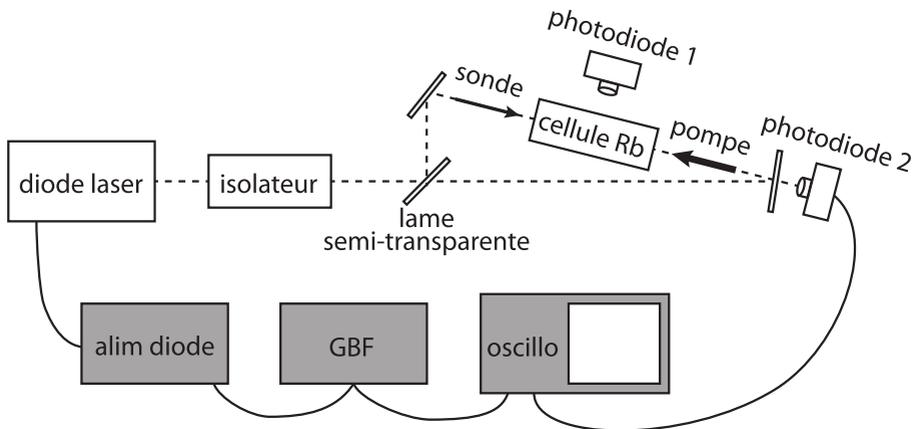


Figure 4.5: Schéma du montage en configuration pompe-sonde.

↪ Ne touchez pas aux réglages de l'alimentation et du GBF !

↪ Placez et réglez d'abord tous les éléments, à l'exclusion de la cellule et des photodiodes. Superposez soigneusement les faisceaux pompe et sonde en observant les spots laser sur les miroirs et sur les lames avec le viseur infrarouge.

↪ En utilisant le puissance-mètre à disposition, mesurez les valeurs du paramètre de saturation I/I_{sat} pour la pompe et la sonde dans cette configuration.

↪ Placez ensuite la cellule et les photodiodes pour visualiser l'absorption sur le faisceau sonde et la fluorescence.

~> Récupérer l'oscillogramme sur une clé USB (ou bien prenez le photo).

Q6 Pour les 2 isotopes, identifiez les raies de la structure hyperfine (à l'aide de la figure 4.1). Mesurez les positions relatives des raies hyperfines et comparez les valeurs obtenues avec les valeurs attendues. Mesurez également la largeur des raies observées.

Q7 À quoi correspond-elle ?

Dans les profils Doppler couvrant deux transitions atomiques, au lieu de 2 raies d'absorption vous devez observer 3 raies. La troisième raie apparaît précisément au milieu des 2 raies attendues. Ce phénomène est appelé **croisement de raies** (ou crossover).

Q8 Expliquez très clairement l'origine de la raie de croisement. Vous reprendrez pour cela le raisonnement fait à la section 1.4 dans le cas d'un atome à trois niveaux.

Q9 Comparez les spectres observés en absorption et en fluorescence. Est-il possible de voir la même signature de saturation sur les spectres de fluorescence ? Expliquez pourquoi.

P 5

Spectroscopie d'un jet atomique

Ce TP illustre la première étape des expériences de refroidissement d'atomes par laser, à savoir la production dans un four d'un jet d'atomes, qui sera ensuite capturé dans un piège magnéto-optique. Vous réaliserez la spectroscopie du jet d'atomes à l'aide d'un laser, étudiant la spectroscopie par absorption et par fluorescence d'une raie de la structure hyperfine du rubidium 85 autour de 780 nm.

Contents

1	Spectres d'absorption	67
2	Spectre de fluorescence	72
3	PARTIE FACULTATIVE - Action mécanique de la lumière sur les atomes	75
4	Annexe	76

P1 Taux de fluorescence d'un atome à deux niveaux.

Dans ce TP, les atomes seront modélisés comme des systèmes à deux niveaux. L'interaction entre un faisceau laser et un atome à deux niveaux est décrite par les équations de Bloch optiques (EBO). On rappelle que la solution stationnaire des EBO pour la fraction d'atomes dans l'état excité s'écrit

$$\Pi_e = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s}, \quad (5.1)$$

où le paramètre de saturation s'exprime

$$s = \frac{I/I_s}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2}, \quad (5.2)$$

en fonction du désaccord entre le laser et la transition atomique

$$\Delta = (\omega - \omega_0) - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} . \quad (5.3)$$

La fraction d'atomes dans l'état fondamental se déduit simplement de celle de l'état excité :

$$\Pi_g = 1 - \Pi_e . \quad (5.4)$$

Dans les équations ci-dessus, nous avons utilisé les notations suivantes :

- ω , I et \mathbf{k} sont respectivement la pulsation du faisceau laser, son intensité et son vecteur d'onde ;
- ω_0 , I_s et $1/\Gamma$ sont respectivement la pulsation de Bohr de la transition atomique, son intensité de saturation et la durée de vie de l'état excité
- \mathbf{v} est la vitesse de l'atome dans le référentiel du laboratoire.

Enfin, on rappelle que le taux de fluorescence d'un atome à deux niveaux est égal à $\Pi_e \Gamma$.

Q1 Nommer la fonction représentant le spectre de fluorescence d'un atome, c'est-à-dire l'évolution du taux de fluorescence en fonction du désaccord. Déterminer sa largeur totale à mi-hauteur dans la limite des faibles intensités $I \ll I_s$.

Q2 Expliquer pourquoi les spectres de fluorescence et d'absorption du laser par un atome ont un profil identique en fonction du désaccord du laser.

Q3 Quel effet est à l'origine du terme $-\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ dans l'expression du désaccord Δ (Equation 5.3) ?

Q4 Dans un gaz à l'équilibre à une température T , le spectre de fluorescence élargi par effet Doppler a une largeur totale à mi-hauteur égale à

$$\Delta\omega = \sqrt{8\ln 2} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \frac{\omega_0}{c} . \quad (5.5)$$

Dans cette équation, $k_B = 1.3810^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann, $m = 1.4110^{-25}$ kg est la masse d'un atome de rubidium et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Calculer l'élargissement Doppler attendu dans une cellule à température ambiante ($T \sim 20^\circ\text{C}$) pour la raie du rubidium centrée à 780 nm.

P2 Distribution en vitesse du jet d'atomes.

Le jet d'atomes est obtenu à partir d'une vapeur de rubidium produite en chauffant un échantillon de métal dans un four à une température $T \simeq 100^\circ\text{C}$. Cette vapeur s'échappe du four par un premier orifice circulaire de diamètre $D_1 = 5\text{ mm}$. Un second orifice de diamètre $D_2 = 1\text{ cm}$ placé à une distance $L \simeq 20\text{ cm}$ du premier permet de filtrer la distribution des vitesses transverses, réalisant ainsi un jet atomique.

Q5 En considérant que le gaz est à l'équilibre thermodynamique dans le four, donner la distribution en énergie des atomes, puis leur distribution en vitesse, exprimée en fonction de la norme du vecteur vitesse $v = \|\mathbf{v}\|$.

Q6 Évaluer numériquement la moyenne $\langle v \rangle = \sqrt{9\pi k_B T / 8m}$ de la norme du vecteur vitesse en sortie du four.

Q7 En supposant que la vitesse d'un atome le long de l'axe des orifices circulaires est égale à $\langle v \rangle$, évaluer la vitesse transverse maximale qui permet à cet atome d'atteindre la dernière chambre. Pour faciliter le calcul, vous considérez que $D_1 = D_2 = 1\text{ cm}$.

1 Spectres d'absorption

Dans cette partie vous allez d'abord mesurer le spectre d'absorption d'un faisceau laser de longueur d'onde 780 nm à travers une cellule de spectroscopie à température ambiante, puis à travers le jet d'atomes produit par le four. Le montage optique est présenté sur la figure Fig. 5.1 ci-dessous.

L'abondance naturelle des deux isotopes du Rubidium est $\sim 72.2\%$ pour l'isotope 85 et $\sim 27.8\%$ pour l'isotope 87.

IMPORTANT On s'assurera des réglages suivants pour la diode laser: courant choisie (« set ») $I_{\text{set}} = 143,5\text{ mA}$ et température choisie $T_{\text{set}} = 19,550^\circ\text{C}$.

Spectre d'absorption à travers la cellule à température ambiante

\rightsquigarrow Balayer le courant de la diode laser à l'aide du générateur de fonction RIGOL relié à l'entrée de modulation externe du contrôleur de diode laser et visualiser sur l'oscilloscope 4 résonances telles que celles représentées sur la figure 5.2. Vous choisirez pour cela une forme de balayage triangulaire

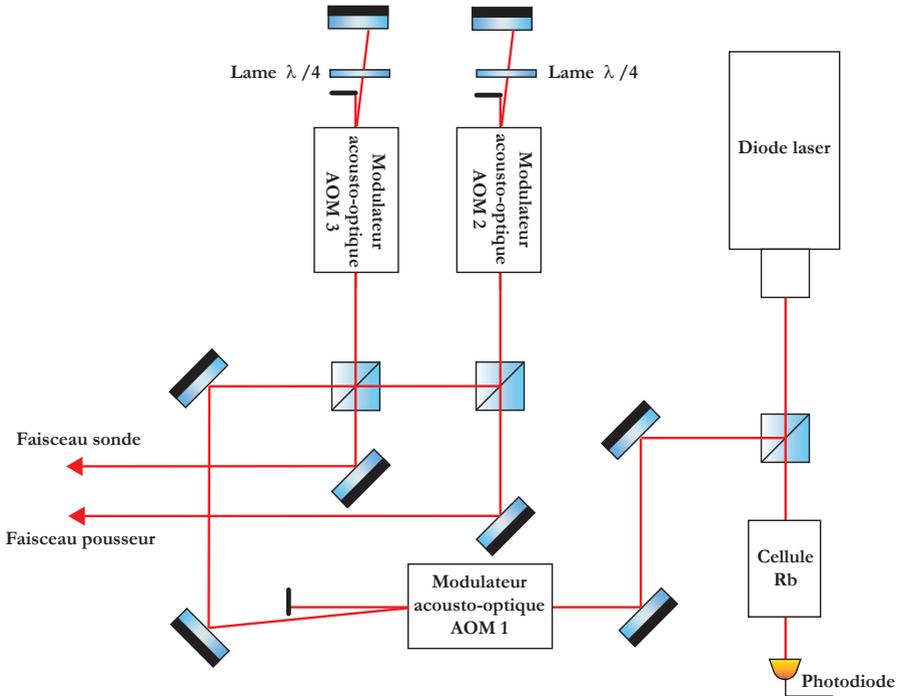


Figure 5.1: Description de la table optique. La source de lumière est une diode laser émettant autour de 780 nm. Une partie du faisceau est utilisée pour la spectroscopie dans la cellule en verre. L'autre partie du faisceau est envoyée à travers un premier MAO en simple passage. Le faisceau laser est ensuite divisé en deux faisceaux qui injectent chacun un MAO en double passage. Les faisceaux sonde et pousseur ainsi générés sont envoyés vers la chambre à vide.

symétrique, une fréquence de modulation de l'ordre de 100 Hz et une amplitude de modulation pic-pic de l'ordre de 300 mV (et une tension d'offset nulle).

Chacune de ces résonances comprend en réalité plusieurs transitions atomiques non résolues : la différence d'énergie entre sous-états hyperfins de l'état excité est en effet inférieure à l'élargissement Doppler à température ambiante. Un diagramme en énergie de la structure hyperfine des isotopes 85 et 87 du rubidium est donnée en annexe.

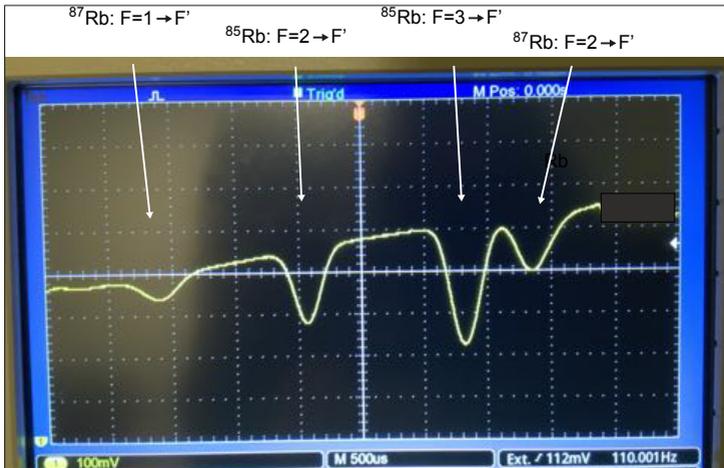


Figure 5.2: Spectre d'absorption dans la cellule. Ce spectre a été obtenu sur le même montage que celui dont vous disposez, en mesurant l'intensité laser transmise au travers de la cellule à l'aide d'une photodiode amplifiée et en balayant la fréquence de la diode laser. On y voit 4 raies liées à la structure hyperfine des isotopes 85 et 87 du rubidium autour de 780 nm (voir les diagrammes en énergie données en annexe).

Q8 Les résonances observées sur la figure 5.2 sont identifiées à travers l'isotope (85 ou 87) et l'état hyperfin F' de l'état fondamental. Justifier cette identification en vérifiant que l'écart relatif entre les deux raies de chaque isotope correspond à ce qui est attendu d'après les diagrammes en énergie.

Q9 A partir de ces mêmes données, déterminer le coefficient de proportionnalité entre la tension de modulation du courant et la fréquence optique du laser.

Q10 Mesurer la largeur totale à mi-hauteur des deux résonances du rubidium 85. Comparer votre résultat à la largeur naturelle attendue pour une transition, à savoir $\Gamma/2\pi = 6,1 \text{ MHz}$, et à la largeur calculée en question Q4. Commentez vos résultats.

Spectre d'absorption à travers le jet d'atomes Dans cette partie, vous allez mesurer le spectre d'absorption d'un jet d'atomes de rubidium à l'aide du faisceau sonde indiqué sur la figure 5.3.

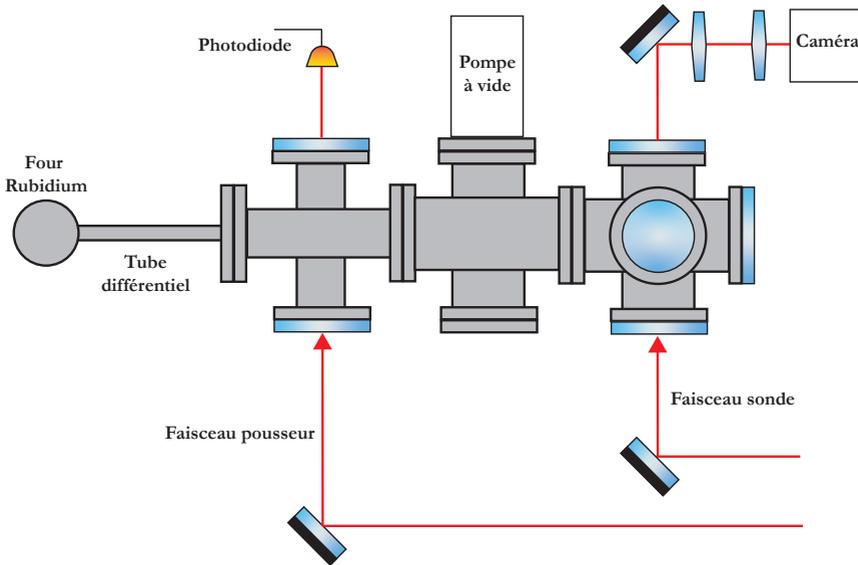


Figure 5.3: Description de la chambre à vide. Le jet d'atomes de rubidium est produit dans un four chauffé à environ $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ et dont la sortie est délimitée par un étroit cylindre. Le jet se propage de gauche à droite sur le schéma. La distribution de vitesse transverse du jet est caractérisée au niveau de la chambre la plus à droite, soit par l'absorption du faisceau sonde à l'aide d'une photodiode (non représentée), soit par fluorescence induite par le même faisceau sonde à l'aide d'une caméra. Dans la chambre intermédiaire, un faisceau pousseur peut dévier le jet d'atome avant que celui-ci n'atteigne la sonde.

Réglages initiaux. Les modulateurs acousto-optiques AOM2 et AOM3 sont pilotés à l'aide du générateur de fonction arbitraire Siglent, qui dispose de deux voies de sorties. On s'assurera pour les deux voies de sorties qu'une sinusoïde de fréquence 200 MHz et d'amplitude 100 mV est envoyée vers les deux modulateurs acousto-optiques.

↪ Observer simultanément à l'oscilloscope les signaux des photodiodes de la cellule et du jet.

Q11 Quelle(s) différence(s) manifeste(s) constatez vous entre les deux signaux d'absorption ?

↪ Modifier l'amplitude du balayage du courant de la diode laser de sorte à n'observer dans la cellule que la raie d'absorption la plus intense. Le spectre d'absorption par le jet d'atomes doit maintenant ressembler à celui présenté en Fig. 5.4.



Figure 5.4: Spectre d'absorption à travers le jet d'atomes. Ce spectre a été obtenu en utilisant le même montage que celui dont vous disposez, en mesurant l'intensité laser transmise à travers la chambre à vide et le jet atomique, en utilisant une photodiode amplifiée et en balayant la fréquence de la diode laser.

Q12 A partir des diagrammes d'énergie donnés en annexe, identifier les transitions atomiques visibles sur le spectre d'absorption par le jet d'atomes.

Q13 Mesurer la largeur totale à mi-hauteur de la raie d'absorption la plus intense à travers le jet.

À partir de l'expression de l'élargissement Doppler donnée dans l'équation 5.5,

estimer une température « effective » correspondant à votre mesure de largeur de raie. Pourquoi ne peut-il pas s'agir d'une « vraie » température ?

Q14 Discuter l'intérêt du jet d'atomes pour des mesures de spectroscopie.

Q15 Donnez une estimation grossière de la résolution en fréquence permise par la modulation externe du courant de la diode laser.

Dans la prochaine partie, nous verrons que cette limite de la résolution peut-être largement réduite en utilisant un modulateur acousto-optique (MAO) pour balayer la fréquence du faisceau laser.

2 Spectre de fluorescence

Vous allez maintenant observer le spectre de fluorescence du jet atomique à l'aide d'une caméra disposée perpendiculairement au faisceau sonde.

~ En utilisant la modulation du courant de la diode laser pour varier la fréquence du faisceau laser (procédure identique à celle de la partie précédente), observer la résonance de fluorescence sur la caméra.

Q16 Déterminer l'orientation du faisceau sonde et du jet d'atomes sur l'image de la caméra.

~ Désactiver le balayage du courant de la diode laser et ajouter une terminaison $50\ \Omega$ sur l'entrée de modulation externe du contrôleur. Modifier lentement (quelques MHz à la fois) la fréquence du MAO 3 piloté par le générateur SIGLENT jusqu'à retrouver la résonance de fluorescence sur la caméra.

~ Déterminer la plage de fréquences qu'il faut couvrir pour visualiser l'ensemble de la résonance de fluorescence, c'est-à-dire la fréquence minimum (respectivement maximum) en dessous (respectivement au-dessus) de laquelle le signal de fluorescence est négligeable.

Q17 Quelle première constatation pouvez-vous faire concernant la résolution du balayage en fréquence effectuée à l'aide du MAO par rapport à celle effectuée en modulant le courant de la diode laser ?

↪ On souhaite mesurer précisément la forme de la résonance observée. Pour commencer, faire l'acquisition d'une image de fluorescence à l'aide du logiciel de pilotage de la caméra. Sélectionner une zone d'intérêt (ROI) couvrant l'ensemble du capteur dans la direction du faisceau laser mais seulement le signal de fluorescence dans la direction du jet. Extraire le nombre moyen de niveau de gris $N_{n.g.}$ calculé par la fonction histogramme.

↪ On souhaite par ailleurs s'assurer de travailler dans un régime de réponse linéaire, défini par un paramètre de saturation s inférieur à l'unité.

Pour déterminer ce régime dans l'expérience, on commence par choisir la fréquence du MAO pour laquelle le signal de fluorescence (c'est dire le nombre moyen de niveau de gris $N_{n.g.}$ dans la ROI) est maximum. En gardant cette fréquence fixe, on varie l'amplitude du signal envoyé vers le MAO par le générateur Siglent : pour chaque valeur de l'amplitude choisie on mesure à la fois $N_{n.g.}$ et la tension V_{PD} sur la photodiode du faisceau sonde.

Q18 Tracer la courbe $N_{n.g.}$ en fonction de V_{PD} et identifier les régimes linéaire et saturé de la fluorescence. Déterminer la valeur maximale d'amplitude du signal d'entraînement du MAO en dessous de laquelle la variation de $N_{n.g.}$ est linéaire avec V_{PD} .

↪ On fixe désormais la valeur d'amplitude du signal d'entraînement du MAO à celle déterminée à la question précédente. Mesurer le nombre de niveau de gris dans la ROI en fonction de la fréquence du signal d'entraînement du MAO. On choisira une dizaine de valeurs fréquences équiréparties sur la plage que vous avez déterminée à la question Q16.

Q19 Tracer le spectre de fluorescence obtenu en fonction de la fréquence d'entraînement du MAO. Déterminer sa largeur totale à mi-hauteur et la comparer avec celle du spectre d'absorption par le jet d'atomes. Attention à prendre en compte le double passage à travers le MAO, qui décale la fréquence du faisceau laser de deux fois la fréquence d'entraînement du MAO !

↪ Lorsque l'on varie la fréquence d'entraînement du MAO, l'efficacité de diffraction change car on s'éloigne de la condition de Bragg. Cet effet est susceptible d'altérer la mesure du spectre de fluorescence et peut être corrigé. Pour cela, mesurer V_{PD} en fonction de la fréquence du MAO sur la plage utilisée pour la mesure précédente afin de calibrer la variation de la puissance optique du faisceau sonde. Corriger la mesure du spectre de fluorescence pour compenser l'effet de la variation de puissance du faisceau sonde.

Q20 Tracer le spectre corrigé et le comparer au spectre brut. La prise en compte de la modulation de la puissance optique du faisceau sonde apparaît-elle nécessaire a posteriori ?

~ Reproduire la mesure du spectre de fluorescence pour la valeur maximale de la puissance optique du faisceau sonde et tracer le nouveau spectre obtenu.

Q21 Comparer la largeur de ce spectre avec celle du spectre obtenu à basse puissance et commenter sur l'effet de la saturation.

3 PARTIE FACULTATIVE - Action mécanique de la lumière sur les atomes

Si vous avez le temps, vous pourrez traiter cette partie facultative.

Dans cette dernière partie, nous étudions l'effet mécanique de la lumière laser sur le jet atomique. Cet effet est similaire à celui exercé par la lumière du soleil sur la queue d'une comète : la pression de radiation exercée par la lumière du soleil courbe la queue de la comète.

La force de pression de radiation exercée par la lumière laser sur l'atome à deux niveaux s'écrit,

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}. \quad (5.6)$$

↪ Ajouter le faisceau pousseur dans la chambre à vide en sortie du four. Régler la puissance du faisceau pousseur à son maximum et faire varier sa fréquence jusqu'à observer un effet sur la résonance de fluorescence.

Q22 Interpréter la modification du spectre par l'action mécanique du faisceau laser en sortie de four.

Q23 Estimer la variation d'impulsion subie par un atome traversant un faisceau laser.

Q24 Discuter de la meilleure dimension à donner au faisceau pour mesurer la distribution de vitesse du jet d'atomes.

4 Annexe

Structure hyperfine de la raie D2 des isotopes 85 et 87 du rubidium. Les figures sont extraites de documents mis en ligne par Daniel Steck à l'adresse <http://steck.us/alkalidata/>.

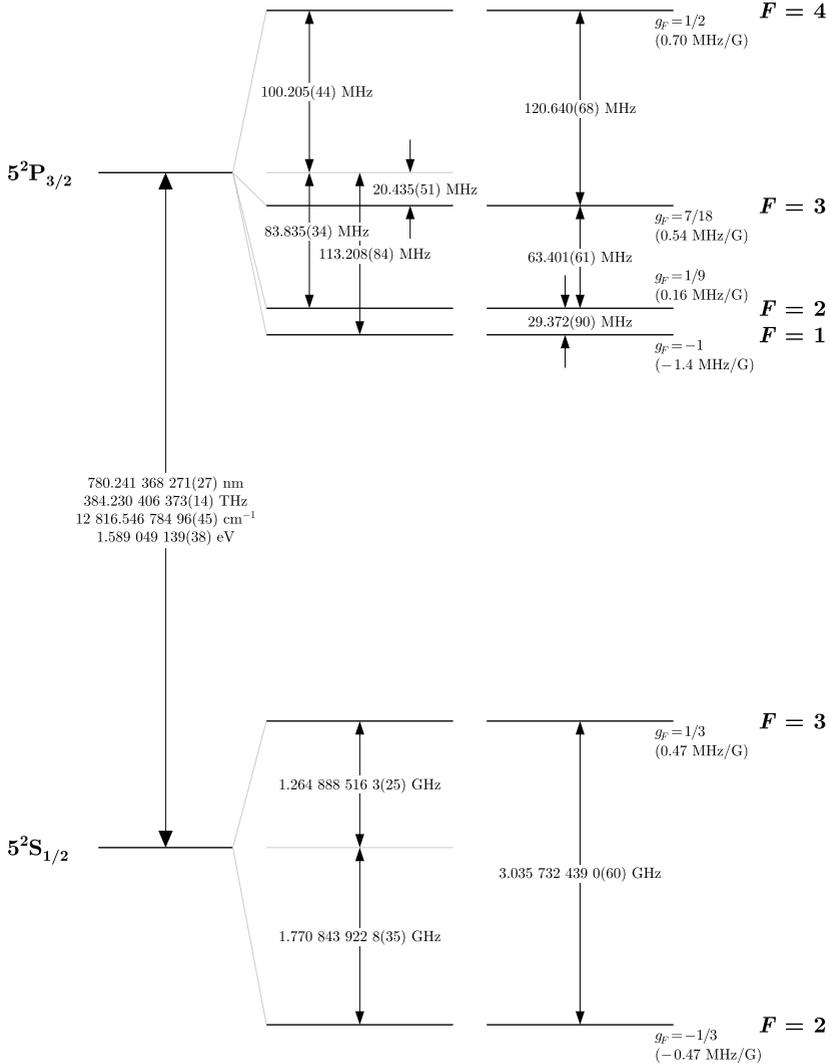


Figure 5.5: Structure hyperfine de la transition D2 du rubidium 85.

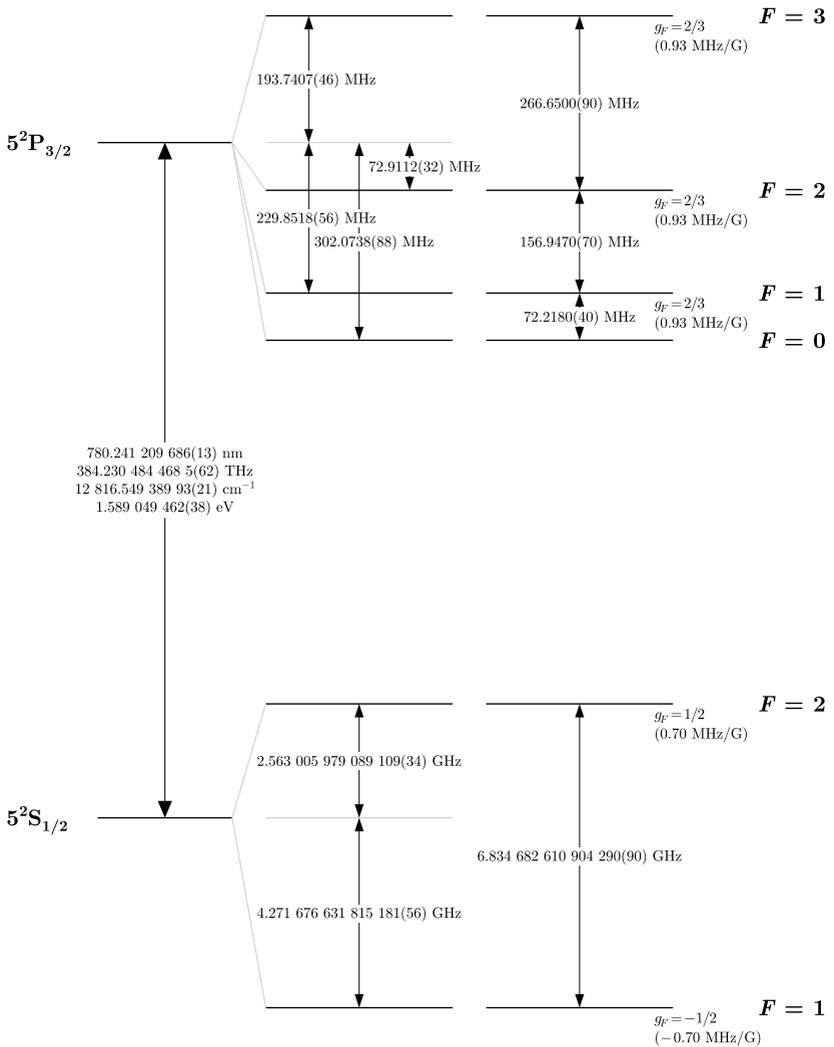


Figure 5.6: Structure hyperfine de la transition D2 du rubidium 87.

P 6

Interférences à un photon : l'expérience GRA

Contents

1	Introduction	79
1.1	Caractère corpusculaire du photon	80
1.2	Interférences de photons uniques	83
1.3	Source de photons annoncés	85
2	Réalisation de l'expérience	87
2.1	Présentation du montage	87
2.2	Réglages	89
2.3	Mesures : dégroupement de photons	93
2.4	Mesures : Interférences de photons uniques	97
2.5	Conclusion et interprétations	98
	Annexe : États quantiques de la lumière	100

1 Introduction

L'expérience Grangier-Roger-Aspect (GRA) a fourni une parfaite illustration de la dualité onde-corpuscule, à savoir la capacité de systèmes quantiques individuels, qualifiés de particules – en l'occurrence, un photon unique – de pouvoir former des interférences, c'est-à-dire une signature expérimentale typiquement associée à des ondes.

Cette expérience a été réalisée en 1985-1986. La notion de sources de photons uniques, et de comment s'en rapprocher expérimentalement, était un sujet

relativement émergent. La question était notamment de savoir si une source de lumière suffisamment atténuée pouvait constituer une source de photons uniques, au sens quantique du terme (la réponse est non : voir pour cela le TP Statistiques de Sources de photons.)

L'expérience GRA a été effectuée à Orsay, dans la foulée des expériences de violation des inégalités de Bell. Elle a notamment exploité la même source de photons qui était en réalité une source de *paires* de photons. Les concepteurs de l'expérience GRA ont été les premiers à réaliser une source de photons annoncés (*heralded photon source* en anglais). Chacun des deux faisceaux issus de la source de photons jumeaux ne présentent initialement pas de caractère de flux de photons uniques. Toutefois, il est possible, à partir de mesures sur le premier faisceau (contenant des photons "d'annonce"), de conditionner le second faisceau pour obtenir un comportement de flux de photons uniques.

Le but de cette séance est donc à la fois d'étudier le principe de fonctionnement d'une telle source et de l'utiliser pour reproduire les résultats de l'expérience GRA.

1.1 Caractère corpusculaire du photon

Qu'est-ce qu'un photon unique ?

Considérons le champ électromagnétique \mathcal{E} occupant un certain volume V de l'espace. La résolution des équations de Maxwell à l'intérieur de ce volume V , associé à des conditions aux limites, permet de décomposer ce champ \mathcal{E} comme une superposition de modes \mathcal{E}_m .

En physique classique, l'énergie de chacun de ces modes du champ peut prendre des valeurs arbitraires, reliées au module carré de leur amplitude $|\mathcal{E}_\uparrow|^2$. En physique quantique, les modes du champ ne peuvent prendre des valeurs d'énergie arbitraire : l'énergie des modes du champ électromagnétique est quantifiée, selon les mêmes règles que les oscillateurs harmoniques quantiques. L'énergie E_m du mode m de fréquence ω s'écrit :

$$E_m = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)$$

où n est le nombre de *quanta* d'excitation du mode. Il est commode d'utiliser le concept d'états de Fock, ou d'états nombre, pour désigner l'état quantique d'un champ. Un champ contenant très exactement n photons est alors noté $|n\rangle$.

Un photon est un quantum d'excitation d'un mode du champ électromagnétique.

En toute généralité, un état quantique pur du champ peut s'écrire comme une superposition d'états de Fock :

$$|\Psi\rangle = \sum_i c_i |i\rangle$$

c'est-à-dire comme une superposition d'état à 0 photons (le vide), d'état à 1 photon, à 2 photon, etc...

Un photon **unique** désigne l'état quantique d'un mode du champ électromagnétique dans son premier état excité : il se résume à $|1\rangle$ – et par extension, le mot photon désigne aussi la quantité d'énergie $\hbar\omega$ qui est associée à cette excitation.

Une source de photons uniques idéale est donc une source de lumière produisant un champ dont l'état, lorsqu'il est mesuré, est systématiquement trouvé dans l'état $|1\rangle$. L'état quantique du champ produit par cette source (SPS pour *Single Photon Source*) est donc un état pur s'écrivant :

$$|\Psi_{\text{SPS}}\rangle = |1\rangle$$

A l'inverse, les autres états quantiques de la lumière, **même pour des sources extrêmement atténuées**, peuvent être mesurées dans des états à plusieurs photons $|n\rangle$ avec $n \geq 2$: pour un état pur, la décomposition en états de Fock comporte des termes en $|2\rangle$, $|3\rangle$, etc.

On trouvera en Annexe une brève discussion des autres types d'états quantiques couramment utilisés pour décrire différentes sources de lumière : les sources thermiques et les sources cohérentes, qui ne sont pas des sources de photons uniques.

Principe de l'interférométrie HBT

La démonstration expérimentale du caractère corpusculaire d'une source de photons uniques repose donc sur un principe : **un photon unique ne peut être détecté qu'en un seul endroit**. On procède donc par des mesures de coïncidences entre deux détecteurs placés à deux endroits différents.

Le montage associé est celui d'un **interféromètre de Hanbury-Brown et Twiss, généralement abrégé en HBT** (voir Figure 6.1). Il consiste en une simple séparatrice 50/50, dont les deux ports de sortie mènent à deux photodiodes à avalanche, notées A et B , placées à égale distance de la séparatrice.

Une mesure de coïncidences consiste ici mesurer la probabilité que les deux voies A et B détectent un photon (quasi-)simultanément. Deux cas nous intéressent ici :

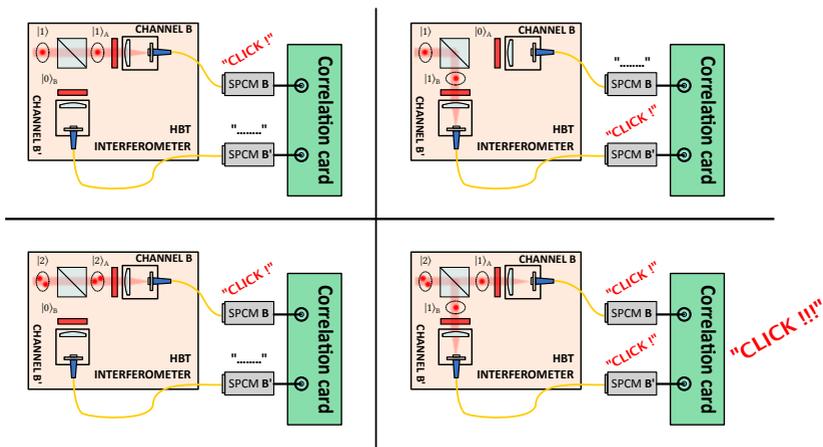


Figure 6.1: Principe du test expérimental de la nature statistique d'une source par des mesures de coïncidences. Une source de photons uniques en entrée d'un interféromètre HBT ne génère jamais de coïncidences, à la différence d'autres sources qui contiennent des états multiphotoniques.

- Pour une source de photons uniques idéale, le champ électromagnétique du mode ne contient qu'un seul photon à chaque instant. Le photon $|1\rangle$ peut être soit transmis, soit réfléchi par la séparatrice – mais en aucun cas séparé en deux composantes sur chacune des voies A et B . Lorsque les détecteurs sont bien synchronisés, **il est donc impossible de détecter des coïncidences avec une source de photons uniques idéale. On parle de dégroupement des photons, ou d'antibunching en anglais.**
- Si la source de lumière comporte des composantes d'états à plusieurs photons, comme $|2\rangle$, alors au passage de la séparatrice, chacun des photons peut être soit réfléchi, soit transmis. Ainsi, 50 % du temps, on obtient en sortie un photon sur la voie A , et l'autre sur la voie B : **toute source de lumière autre qu'une source de photons uniques donne lieu au moins occasionnellement à des coïncidences.**

On trouvera en Annexe une discussion plus étendue sur le formalisme de la théorie quantique de la photodétection appliquée au cas des détections de coïncidences

Paramètre $g^{(2)}(0)$

Un interféromètre HBT permet de mesurer un paramètre objectif de caractérisation des propriétés statistiques de la source : la fonction d'autocorrélation en intensité $g^{(2)}(\tau)$. En formalisme classique, cette fonction évalue les fluctuations en intensité d'une source de lumière. En quantique, elle est reliée aux fluctuations temporelles du nombre de photons contenus dans un mode du champ, ce qui s'exprime à l'aide de l'opérateur nombre :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{n}(t)\hat{n}(t + \tau) \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2}$$

La séparatrice de l'interféromètre, supposée sans pertes et parfaitement équilibrée, possède deux voies de sortie permettant d'évaluer la fonction $g^{(2)}$ du mode initial par des mesures simultanées sur les deux modes de sortie distincts A et sur B . A l'aide des opérateurs nombre rattachés aux deux voies, on écrit :

$$g^{(2)}(0) \equiv g_{BB'}^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}_B \hat{n}_{B'} \rangle}{\langle \hat{n}_B \rangle \langle \hat{n}_{B'} \rangle}$$

A retard nul, la fonction $g^{(2)}$ s'interprète comme le rapport de la probabilité d'observer des coïncidences P_{AB} , sur les probabilités individuelles d'observer des événements de détection, P_B et $P_{B'}$. Ces probabilités sont directement proportionnelles aux taux de détection de coups. En notant à l'aide de la lettre R (pour *Rate* en anglais) les taux de détection en [coups.s⁻¹] et avec la lettre N le nombre de coups pendant le temps d'intégration Δt en [coups], on a $N_B = R_B \Delta t$ et $N_{B'} = R_{B'} \Delta t$ et de coïncidences $N_{BB'} = R_{BB'} \Delta t$ entre B et B' .

$$g_{AB}^{(2)}(0) = \frac{P_{BB'}}{P_B P_{B'}} = \frac{N_{BB'}}{N_B N_{B'}} = \frac{R_{BB'}}{R_B R_{B'} \Delta t}$$

Le nombre de coïncidences pour une source de photons uniques étant nul, le résultat théorique attendu est $g_{BB'}^{(2)}(0) = 0$ – et de manière plus générale, un $g_{BB'}^{(2)}(0)$ significativement plus petit que 1 est la preuve du caractère quantique, antibunché des photons. A l'inverse, toute combinaison de flux de photons issu de sources thermiques ou cohérentes ne peut fournir que $g_{BB'}^{(2)}(0) \geq 1$.

1.2 Interférences de photons uniques

L'évolution des états quantiques, même ceux associés à des objets qualifiés de "corpusculaires", est décrit par l'équation de Schrödinger, qui est intrinsèquement une équation d'onde. Il est donc possible d'observer des phénomènes

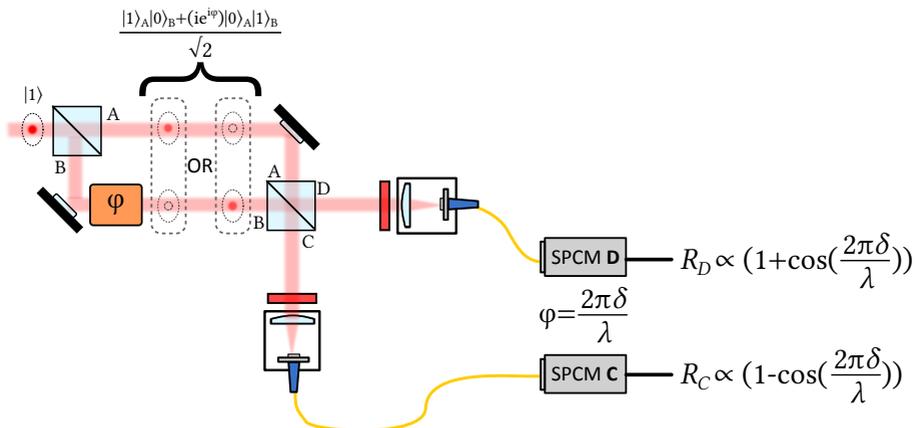


Figure 6.2: Interféromètre de Mach Zehnder éclairé par un état photon unique en entrée de la première séparatrice. L'état quantique du champ s'écrit comme une superposition d'états une fois à l'intérieur de l'interféromètre. Les deux sorties du Mach-Zehnder sont reliés à des photodiodes à avalanche : les taux moyens de coups sur chaque voie affichent la même dépendance avec la différence de marche que l'intensité observée en utilisant une source classique de lumière en entrée : ce sont les mêmes franges d'interférences à deux ondes.

d'interférences – ce qui est le propre des objets ondulatoires – même avec un flux de photons uniques.

Pour observer des interférences, il est commode d'utiliser...un interféromètre. Par souci de simplicité, on discute ici le cas d'une source de photons uniques, fournissant des états $|1\rangle$ envoyés en entrée d'un interféromètre de Mach-Zehnder (voir Figure 6.2)¹.

L'état quantique après la première séparatrice s'écrit simplement :

$$|\Psi_{\text{SPS}}^{\text{in},1}\rangle = |1\rangle \longrightarrow |\Psi_{\text{SPS}}^{\text{out},1}\rangle = \frac{|1_A\rangle|0_B\rangle + i|0_A\rangle|1_B\rangle}{\sqrt{2}}$$

où le i apparaît comme le facteur de phase entre coefficient de réflexion et de transmission permettant d'assurer l'unitarité de la transformation. Il est possible d'ajuster la longueur des bras de l'interféromètre, de telle sorte qu'on in-

¹Le fond de la discussion est le même pour des interféromètres de Michelson, de Fizeau ou des fentes de Young !

troduit une différence de marche δ entre les deux bras, associée à un déphasage $\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$. L'état en entrée de la séparatrice refermant l'interféromètre s'écrit :

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{SPS}}^{\text{in},2}\rangle &= \frac{|1_A\rangle|0_B\rangle + ie^{i\varphi}|0_A\rangle|1_B\rangle}{\sqrt{2}} \\ \longrightarrow |\Psi_{\text{SPS}}^{\text{out},2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(\frac{|1_C\rangle|0_D\rangle + i|0_C\rangle|1_D\rangle}{\sqrt{2}} \right) + ie^{i\varphi} \left(\frac{i|1_C\rangle|0_D\rangle + |0_C\rangle|1_D\rangle}{\sqrt{2}} \right) \right] \\ &= \left(\frac{1 - e^{i\varphi}}{2} \right) |1_C\rangle|0_D\rangle + \left(\frac{1 + e^{i\varphi}}{2} \right) |0_C\rangle|1_D\rangle \end{aligned}$$

Comme en physique classique, le champ en sortie d'un interféromètre s'écrit comme une recombinaison de différentes amplitudes ayant emprunté les deux bras de l'interféromètre. Le nombre de coup mesurés par un détecteur par unité de temps est alors directement proportionnel à la probabilité de détection sur l'une ou l'autre des voies. Sur la voie C par exemple, :

$$R_D \propto P_D = |\langle 0_C | \langle 1_D | \Psi_{\text{SPS}}^{\text{out},2} \rangle|^2 = \frac{1}{2} (1 + \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda})$$

Le taux de comptage s'écrit comme le résultat d'interférences à deux ondes, et évolue donc sinusoidalement avec la différence de marche entre les deux bras. Un photon unique est donc bien...une onde !

1.3 Source de photons annoncés

Le montage utilisé est basé sur un processus de conversion paramétrique spontanée dans un cristal de BBO. Éclairé par un faisceau pompe d'une diode laser à 405 nm, le cristal génère deux faisceaux contenant des paires de photons jumeaux à 810 nm, un faisceau signal, noté s , et un faisceau complémentaire, ou *idler* en anglais, noté i .

La pompe est dans un état cohérent, comprenant différents états nombre. Le cristal peut ainsi, en convertissant des photons de la pompe, générer des paires de photons, mais est également susceptible de générer des double paires, des triples paires, etc. à partir de plusieurs photons de pompe. Formellement, l'état quantique dans chacun des faisceaux est un mélange corrélé d'états nombre entre les deux bras. Par souci de simplicité, on l'écrit ici comme une combinaison linéaire de plusieurs états de Fock²:

$$|\Psi_{\text{SPDC}}\rangle = \sum_{i=0}^{+\infty} c_n |n\rangle_s |n\rangle_i = c_0 |0\rangle_s |0\rangle_i + c_1 |1\rangle_s |1\rangle_i + c_2 |2\rangle_s |2\rangle_i + \dots$$

²On se référera aux Annexes pour une discussion avancée sur l'état quantique généré par le cristal

Sur chacune des voies s ou i considérées indépendamment, on ne dispose donc pas d'un flux de photons uniques, mais d'une superposition avec des composantes à plusieurs photons : la valeur attendue de $g_{AB}^{(2)}(0)$ est supérieure à 1.

Les propriétés de corrélations entre les deux faisceaux de l'état $|\Psi_{SPDC}\rangle$ sont toutefois très intéressantes : si, en effectuant une mesure sur la voie i , on trouve le champ dans un état $|1\rangle_i$, alors, par projection et nécessairement, le champ correspondant sur la voie s à l'instant exact de cette mesure se trouve dans l'état $|1\rangle_s$: $\langle 1|_i \Psi_{SPDC}\rangle = |1\rangle_s$. On parle de **conditionnement de la mesure**.

Expérimentalement, le conditionnement est effectué en relevant des événements de coïncidences. La détection d'un photon sur la voie i permet de générer une fine fenêtre temporelle de coïncidence dans un circuit électronique. On parle de photon d'annonce (*heralding photon*) : la fenêtre représente le bref intervalle de temps pendant lequel l'état quantique du champ de la voie s est parfaitement connu, et comprend un photon unique $|1\rangle_s$. Ce photon est le photon annoncé (*heralded photon*).

Des mesures sont ensuite effectuées sur la voie s – en l'occurrence dans ce TP, en l'envoyant dans un interféromètre de Michelson puis un interféromètre HBT comportant des détecteurs en sortie. En égalisant les retards optique et électronique entre la voie d'annonce i et la voie annoncée s , on sélectionne exclusivement les événements donnant lieu à des coïncidences entre les deux voies. Ces événements correspondant à des résultats de mesure de la voie s effectués uniquement sur un état $|1\rangle_s$.

Tout se passe donc comme si nous avions utilisé une source de photons uniques dans notre montage : on parle de **source de photons annoncés**.

2 Réalisation de l'expérience

2.1 Présentation du montage

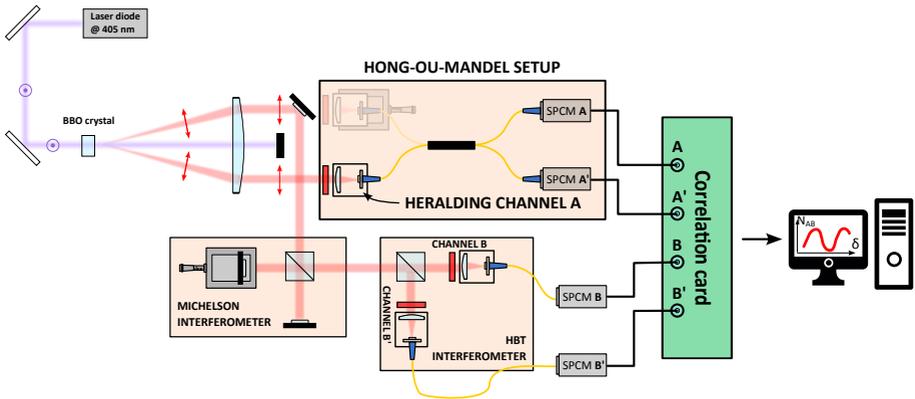


Figure 6.3: Schéma du montage optique. L'un des deux photons jumeaux générés par conversion paramétrique est envoyé dans la voie d'annonce (*HERALDING CHANNEL A*). L'autre photon est envoyé dans un interféromètre de Michelson dont la sortie est reliée à un interféromètre HBT. Les signaux des détecteurs de photons uniques (*SPCM*) positionnés sur les différentes voies sont reliés et analysés à l'aide d'une carte de corrélation.

Le montage expérimental est une extension du banc dédié à l'étude de l'effet HOM. Une diode laser de pompe à 405 nm éclaire un cristal de BBO, générant deux faisceaux situés sur les arêtes de cône dont l'angle au sommet est proche de 3 degrés. Un faisceau est envoyé vers un collimateur fibré, dont la sortie est relié à une photodiode à avalanche. C'est la voie d'annonce, notée A^3 .

Les photons de la deuxième voie, "annoncée" sont interceptés en vol et renvoyés par un miroir vers un interféromètre de Michelson, dont la voie caractéristique est montée sur une cale piezoelectrique.

La voie de sortie du Michelson est reliée à un interféromètre HBT, dont les deux voies de sortie B et B' comportent deux autres collimateurs fibrés reliés

³Le terme gate fait alors référence à l'ouverture, sur le circuit de comptage, d'une "porte" temporelle permettant de sélectionner les événements de détection sur les autres voies. C'est le principe expérimental d'une mesure de coïncidence

	SW0	SW1	SW2	SW3
AB	1	1	0	0
	SW4	SW5	SW6	SW7
ABB'	1	1	0	1
	SW8	SW9	SW10	SW11
AB'	1	0	0	1
	SW12	SW13	SW14	SW15
BB'	0	1	0	1

Table 6.1: Tableau résumant les positions attendues des interrupteurs pour le VI coïncidence, *s232.vi*.

à deux photodiodes à avalanche.

Les voies A , B , et B' sont reliés à une carte FPGA ALTERA DE2 permettant de relever les taux de détection par unité de temps sur chacune des voies, et de calculer les différents taux de coïncidences d'intérêt :

La carte FPGA peut traiter les signaux en provenance de 4 détecteurs différents : nous en utilisons ici trois. La carte renvoie à l'ordinateur un tableau pouvant contenir jusqu'à 8 nombres de 32 bits, représentant les données de 8 compteurs différents. Les 4 premiers éléments du tableau sont les comptages simples en provenance d'un maximum de 4 détecteurs (compteur 0 - compteur 3), dans l'ordre : A , B , A' (non utilisé), B' . Les 4 derniers éléments sont les comptages de coïncidences (Compteur 4 - Compteur 7). Les coïncidences sont déterminées par les réglages des commutateurs SW0 - SW15 sur la carte DE2. Chaque compteur utilise quatre interrupteurs pour déterminer quelle coïncidence il compte - le compteur 4 utilise les interrupteurs SW0 - SW3, le compteur 5 utilise les interrupteurs SW4 - SW7, etc ; lorsqu'un interrupteur est activé, la LED correspondante s'allume. Avec cet arrangement, n'importe lequel de ces 4 compteurs peut déterminer n'importe quelle coïncidence arbitraire entre 2, 3 ou 4 détecteurs. Dans notre cas, on compte différentes coïncidences : pour correctement récupérer l'information, il faut s'assurer que les interrupteurs SW0 et SW1 sont allumés, alors que SW2 et SW3 doivent être éteints - les interrupteurs SW4 à SW15 sont importants uniquement en cas de configuration à 4 détecteurs (voir Table).

- Les taux R_A , R_B , $R_{B'}$ sont les taux bruts, non conditionnés, relevés sur les différents canaux de détection : ils ne contiennent que l'information moyenne du nombre de coups.

- Les taux R_{AB} et $R_{AB'}$ sont les taux de détection conditionnés par la voie d'annonce – en pratique, ce sont les coïncidences entre A et B , ou A et B' , relevés en sortie de Michelson, l'annonce par G permettant de sélectionner les états "photon unique". R_{AB} et $R_{AB'}$ correspondent donc au signal d'interférence de l'équation (1.2).
- Le taux $R_{BB'}$ est le taux de coïncidence non conditionné entre les deux voies de l'interféromètre HBT. Il permet donc de remonter à la valeur de $g^{(2)}(0)$ pour un des deux faisceaux issus du processus SPDC, qui n'a pas de caractère de photon unique.
- Le taux $R_{ABB'}$ est un taux de coïncidence à 3 détecteurs, et s'interprète comme le taux de coïncidence de l'interféromètre HBT, entre B et B' , conditionné par la voie d'annonce A . Il permet de remonter à la valeur de $g^{(2)}(0)$, lorsque l'état du faisceau est placé dans l'état photon unique. C'est ce taux qui permet de démontrer l'antibunching de la source.

Dans une configuration à trois détecteurs, la définition expérimentale du $g^{(2)}$ doit être modifiée. Les événements de détection pertinents ne pouvant avoir lieu que lorsqu'une porte est ouverte par la voie d'annonce, les probabilités de coups et coïncidences sont égales aux nombres d'événements divisé par le nombre total de portes, c'est-à-dire normalisé par le nombre de détections sur la voie d'annonce.

$$P_B = \frac{N_{AB}}{N_A} \quad P_{B'} = \frac{N_{AB'}}{N_A} \quad P_{BB'} = \frac{N_{ABB'}}{N_A}$$

de telle sorte qu'on obtient :

$$g_{ABB'}^{(2)}(0) = \frac{N_{ABB'} N_A}{N_{AB} N_{AB'}}$$

Pour une source de photons annoncés idéale, on a $N_{AB} \neq 0$ car un faisceau SPDC n'est pas un flux de photons uniques, mais on a $N_{ABB'} = 0$, et donc $g_{3\text{det.}}^{(2)}(0) = 0$.

2.2 Réglages

Alignement de l'interféromètre de Michelson

Ce sujet est une extension du sujet de TP HOM. La procédure d'alignement décrite ci-dessous part du principe que cette partie du montage est correctement réglée et permet d'observer le "dip" HOM, signature de l'interférence à deux photons entre les deux faisceaux SPDC.

↪ Allumer la cale piézo-électrique, puis démarrer le logiciel Kinesis de Thorlabs, permettant d'en contrôler la position.

↪ **TRÈS DELICATEMENT, ET SANS TOUCHER SA SURFACE**, basculer le miroir monté sur...sa monture à bascule (*flip mount*) pour pouvoir intercepter le photon présent dans la partie gauche du cône d'émission.

Avant de se lancer dans les mesures, il est primordial de vérifier que l'interféromètre de Michelson est bien aligné et que les photons en sortie du cristal de *BBO* sont bien envoyés sur leur détecteur respectif. La précision du réglage doit être extrêmement fine pour être certain que le photon envoyé dans le Michelson est bien le photon jumeau du photon envoyé sur la voie d'annonce *G*.

On commence donc par vérifier l'alignement du Michelson en s'assurant que l'on observe bien des franges sur la voie de sortie du Michelson. On utilise pour cela un testeur de fibre optique (*fiber checker*), branché en sortie d'une fibre optique reliée au collimateur. Ce fiber checker contient une diode laser émettant autour de 750 nm et permet de renvoyer, depuis les fibres de collection, un faisceau parcourant l'interféromètre de Michelson et le reste du montage en sens inverse. Ce faisceau est intense et visible, il sera donc possible d'observer des franges en sortie de l'interféromètre si le réglage est proche du contact optique.)

ATTENTION ! Les fibres nécessitent d'être manipulées avec le plus grand soin, et le moins souvent possible. A ce titre, ne JAMAIS débrancher les sorties de fibres reliées aux collimateurs, cette opération n'étant à aucun moment nécessaire.

↪ **Vérifier que l'alimentation des photodiodes est bien éteinte.** Puis, sur le boîtier des photodiodes, débrancher la fibre correspondant à la voie *B* de détection.

↪ Brancher le checker sur la voie *B*. Ne pas oublier de replacer le bouchon sur l'entrée de la photodiode correspondante pour ne pas la laisser à nu.

↪ Placer la lentille convergente fournie en entrée du Michelson : elle permet de former un cône d'angle d'incidence en entrée de l'interféromètre. Puis placer un écran en sortie de l'interféromètre. Si le montage n'est pas trop dérégulé, vous devriez obtenir des franges. Le cas échéant, reprenez le réglage du miroir *M1* (fixe, non monté sur la cale) pour d'abord superposer du mieux possible les faisceaux, puis obtenir des anneaux en obtenant le parallélisme entre les miroirs.

↪ Depuis une configuration en lame d'air, faites défiler les anneaux à l'aide

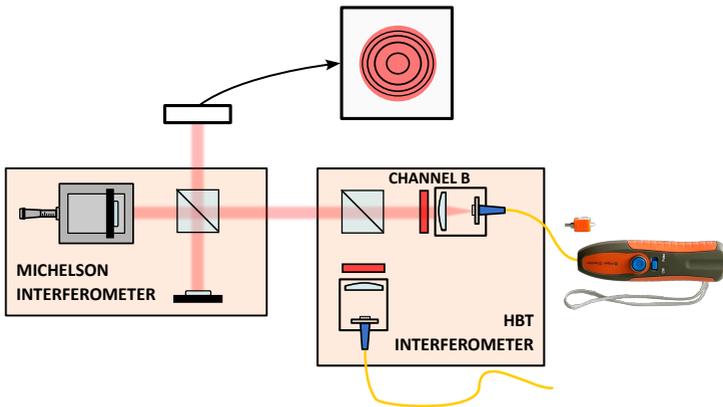


Figure 6.4: Utilisation du fiber checker pour réaliser l'alignement du Michelson en sens inverse.

du déplacement de la cale piézoélectrique pour vous rapprocher du contact optique autant qu'il est possible de le faire expérimentalement, en essayant d'obtenir une teinte plate.

↪ Une fois ceci fait, vérifier qu'en branchant le checker sur la voie B' , on observe les mêmes franges d'interférences. Si nécessaire, reprenez délicatement le réglage du collimateur pour obtenir des franges similaires à la situation précédente.

Alignement fin des collimateurs

Maintenant que le Michelson est bien aligné, il faut vérifier que les deux collimateurs en sortie du montage HBT sont tous les deux en mesure d'intercepter les mêmes photons issus du cristal de BBO.

Q1 Expliquer pourquoi il faut bien maximiser le nombre de coïncidences détectées et pas nécessairement le nombre de coups simples reçus sur les détecteurs.

↪ Retirer le checker, et rebrancher toutes les fibres aux détecteurs.

↪ Allumez le boîtier de contrôle de la température de la diode de pompe et démarrez l'asservissement.

ATTENTION : Toujours allumer l'alimentation du circuit de coïncidences AVANT d'allumer les photodiodes à avalanche et éteindre les photodiodes

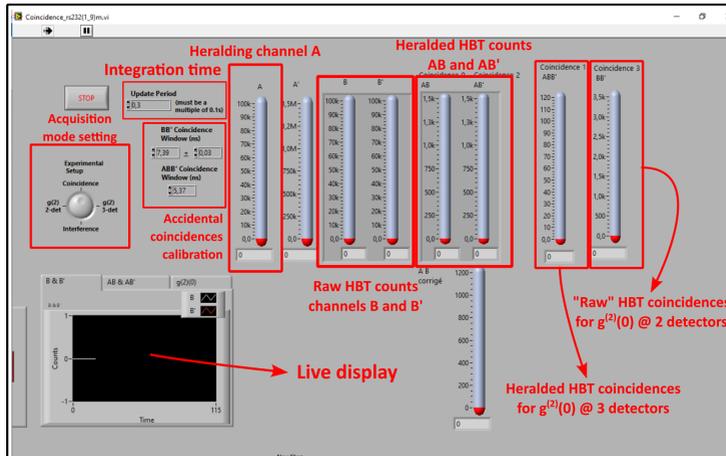


Figure 6.5: Fenêtre du VI Labview de mesure des coïncidences.

avant l'alimentation stabilisée!!!

↪ allumez l'alimentation du circuit de coïncidences de la carte ALTERA DE2.

↪ Sur l'ordinateur, lancez le VI Labview "Coincidences .vi." et démarrez l'acquisition.

↪ Lumières de la pièce éteinte, allumez l'alimentation du boîtier de photodiodes et observez l'apparition d'un signal sur l'interface.

Q2 La lumière de la pièce étant éteinte, à quoi correspondent les "coups" générés par les photodiodes ?

↪ Allumez le boîtier de contrôle du courant de la diode laser. Partant d'un courant nul, augmentez progressivement le courant en surveillant le nombre de coups relevés par les détecteurs : il doit être de l'ordre de quelques milliers à quelques dizaines de milliers.

ATTENTION : les photodiodes à avalanche sont EXTRÊMEMENT FRAGILES ! Assurez-vous à tout moment d'avoir un taux de coups détectés bien inférieur à un million de coups par seconde !

↪ Sur l'interface Labview, utilisez le sélecteur rotatif pour choisir le mode "g(2) 3 det.". Relevez le nombre de coups bruts sur les différentes voies, ainsi

que le nombre de coïncidences AB et AB' .

↪ placez un écran pour couper l'une des deux voies du Michelson. Régler l'alignement d'un premier collimateur en essayant de maximiser le nombre de coïncidences. Les réglages sont très sensibles, attention à ne pas perdre toutes vos coïncidences !

↪ Optimisez le réglage du deuxième collimateur, puis bloquez l'autre voie du Michelson. Dans la mesure du possible, réglez collimateurs et reprenez légèrement les miroirs du Michelson de manière à maximiser et équilibrer le nombre de coïncidences reçues par les deux collimateurs en provenance des flux des deux voies du Michelson.

Si aucune coïncidence ou coups ne sont visibles sur les photodiodes, il convient de retrouver une position convenable approximative des collimateurs sans se fier à ces valeurs. On peut alors réutiliser le checker en propagation inverse, depuis les voies de détection HBT B et B' , et depuis la voie d'annonce A . On utilise alors les degrés de liberté des collimateurs pour observer que les faisceaux issus de B et B' sont bien focalisés dans le cristal de BBO, au même endroit que la voie d'annonce A . Cette démarche permet grossièrement de s'assurer que le collimateur collecte bien quelques photons en provenance du cristal, produisant un point de départ pour optimiser le réglage.

2.3 Mesures : dégroupement de photons

On rappelle que le coefficient d'auto-corrélation en intensité de la source s'écrit :

$$g_{\text{GRA}}^{(2)}(0) = \frac{N_{ABB'} N_A}{N_{AB} N_{AB'}}$$

S'il vaut zéro, pour une source de photons uniques idéales, la valeur *expérimentale* attendue est modélisable et différente de 0 : il faut pour cela prendre en compte que, dans des conditions réalistes (fenêtre de coïncidence de taille non-nulle, efficacité des détecteurs...), plusieurs événements sont effectivement enregistrés comme des coïncidences triples $N_{ABB'}$ ou doubles N_{AB} et $N_{AB'}$:

- **Double coïncidence accidentelle** Comme dans l'expérience HOM, il faut prendre en compte les coïncidences doubles provenant de la détection de deux photons indépendants sur deux détecteurs pendant la fenêtre de coïncidence. Le nombre $N_{\text{acc}}^{(1+1)}$ s'écrit :

$$N_{\text{acc}}^{(1+1)} = (N_A N_B + N_A N_{B'}) \frac{\Delta t}{T_{\text{int}}^2}$$

De telle sorte que le nombre total de coïncidences mesuré expérimentalement s'écrit $N_{AB} = N_{AB,\text{source}}^{(2)} + N_{AB,\text{acc}}^{(1+1)}$. Par définition, une source de paires est très corrélée et produit naturellement des coïncidences en grand nombre. Lorsque l'expérience est correctement réglée, on peut négliger le nombre de coïncidences accidentelles devant celui des coïncidences recherchées, celles des paires de la source : $N_{AB} \approx N_{AB,\text{source}}^{(2)}$.

- **Triple coïncidence purement accidentelle** : Trois photons issus de paires distinctes, donc indépendants, atteignent les détecteurs des voies A , B et B' pendant la même fenêtre de coïncidence Δt . Le nombre $N_{acc}^{(3)}$ de cette triple coïncidence accidentelle comptées pendant le temps T_{int} s'écrit :

$$N_{acc}^{(3)} = \frac{N_A N_B N_{B'}}{T_{\text{int}}^3} \Delta t^2$$

Avec T_{int} le temps d'intégration.

- **Double coïncidence normale avec un troisième coup accidentel** : Dans ce cas, deux photons issus d'une paire génèrent une coïncidence sur les voies A et B ou les voies A et B' et un coup est compté sur le troisième détecteur pendant la fenêtre de coïncidences. Le nombre $N_{acc}^{(2+1)}$ de cette triple coïncidence accidentelle comptés pendant le temps T_{int} s'écrit :

$$N_{acc}^{(2+1)} = (N_{AB} N_{B'} + N_{AB'} N_B) \frac{\Delta t}{T_{\text{int}}^2}$$

La fenêtre de coïncidence est naturellement choisie très petite devant le temps de mesure, de l'ordre de quelques nanosecondes. De plus, pour une source de paires de photons, nous avons $N_{AB} \gg N_A N_B$, ce qui signifie que les coïncidences accidentelles triples de type $(2+1)$ sont largement prédominantes. Finalement, le nombre de coïncidences triples effectivement mesurés comme tel expérimentalement s'écrit donc :

$$N_{ABB'} = N_{\text{source}}^{(3)} + N_{\text{acc}}^{(3)} + N_{\text{acc}}^{(2+1)} \approx N_{\text{source}}^{(3)} + N_{\text{acc}}^{(2+1)}$$

avec dans le cas d'une source idéale de photons annoncés $N_{\text{source}}^{(3)} = 0$. Cela donne une borne minimale expérimentale à la mesure de la valeur de $g^{(2)}(0)$:

$$g_{GRA}^{(2)}(0) \geq \frac{N_{acc}^{(2+1)} N_A T_{\text{int}}}{N_{AB} N_{AB'}}$$

Q3 Justifiez que $g_{GRA}^{(2)}(0) \propto N_{ph}^{inc} \Delta t$ avec N_{ph}^{inc} le nombre de paires de photons générées par la source SPDC).

Q4 En vous appuyant sur la question précédente, comment peut-on minimiser $g_{GRA}^{(2)}(0)$? Quel(s) problème(s) pratiques peut-on alors être amené à rencontrer ?

Q5 Selon quelle distribution statistique sont répartis les événements d'émission de paires par le cristal non-linéaire ? En déduire l'écart-type $\sigma(N_i)$ des incertitudes sur le comptage d'un nombre moyen d'événements (coups ou coïncidences) N_i sur l'intervalle de temps T_{int} .

Q6 Quel nombre moyen d'événements devez-vous détecter pendant un temps T_{int} pour estimer les flux de coups ou de coïncidences avec une précision relative de 1 % ? Avec une précision de 10 % ? Quel est, dans chaque cas, le rapport signal sur bruit (RSB) associé à la mesure ?

Q7 En supposant tous les détecteurs et séparatrices parfaites, tracez, en prenant une fenêtre de coïncidence $\Delta t = 10 \text{ ns}$, l'évolution de la valeur de $g^{(2)}(0)$ en fonction du nombre de paires détectées, pour des temps de mesure de $T_{\text{int}} = 1 \text{ s}$. Quelle valeur minimale de $g^{(2)}(0)$ peut-on atteindre pour un taux de paires détectées de 10^5 paires par seconde ?

Mesure d'un $g^{(2)}(0)$ à 2 détecteurs

L'expérience et l'analyse des résultats nécessite une estimation précise des incertitudes.

↪ Une fois l'alignement optimisé, utilisez le sélecteur rotatif pour passer en mode $g^{(2)}(0)_{2 \text{ det.}}$, mesurant les corrélations non conditionnées entre les deux sorties de l'interféromètre HBT.

↪ Sélectionnez un temps d'intégration du circuit de comptage de $T_{\text{int}} = 10 \text{ s}$. Relevez les valeurs correspondantes de N_B , $N_{B'}$ et $N_{BB'}$.

Q8 Calculez les taux de coups et de coïncidences correspondant, en nombre d'événements par seconde, et estimez soigneusement les incertitudes associées.

Q9 Quelle est la part des coïncidences accidentelles parmi celles relevées entre les détecteurs A et B ? Si nécessaire, proposez une valeur corrigée du flux de coïncidence et de l'incertitude associée.

Q10 Utilisez vos relevés ou le calcul directement renvoyé par l'interface pour mesurer un $g^{(2)}(0)$ à deux détecteurs à la sortie du Michelson (désormais entre les voies A et B). Estimez soigneusement les incertitudes sur votre résultat.

Q11 Le faisceau sondé est-il une source de photons uniques ?

Mesure d'un $g^{(2)}(0)$ à 3 détecteurs

↪ Éteindre les photodiodes.

↪ Intervertir avec précaution les câbles coaxiaux des voies A et B situées à l'arrière des photodiodes.

↪ Sélectionnez un temps d'intégration du circuit de comptage de $T_{\text{int}} = 10 \text{ s}$. Relevez les valeurs correspondantes de N_A , N_B , $N_{B'}$, N_{AB} , $N_{AB'}$ et de $N_{ABB'}$.

↪ Relevez les valeurs de $g^{(2)}(0)$ à 3 détecteurs directement calculées par l'intermédiaire de l'interface après chaque cycle d'intégration.

Une difficulté intrinsèque du montage à 3 détecteurs est qu'il repose sur la mesure de coïncidences entre toutes les voies du montage, ce qui reste, source de photons uniques ou non, un événement rare et peu fréquent, sauf à disposer de sources délivrant des flux très importants, qui menaceraient alors de détériorer les photodiodes.

En d'autres termes, pour des temps d'intégration limités à quelques secondes, il est presque certain d'obtenir un nombre de coïncidences $N_{ABB'} = 0$. Si le calcul donne alors nécessairement $g^{(2)}(0) = 0$, seule une estimation fiable des incertitudes permet de savoir si la mesure est concluante ou non. Ces incertitudes finales sont alors entièrement dépendantes des incertitudes sur les mesures des taux de coups et de coïncidences doubles sur les différents détecteurs.

Q12 A partir des mesures du nombre de coups et coïncidences comptés sur la durée T_{int} , calculez à nouveau les taux de coups et de coïncidences correspondant et les incertitudes associées.

Q13 En considérant les incertitudes sur le comptage des différents événements indépendantes entre elles, donnez une expression de l'erreur relative $\Delta g_{\text{GRA}}^{(2)}(0)$ de votre mesure de $g_{\text{GRA}}^{(2)}(0)$. Quelles sont les termes dominants l'erreur relative ?

Q14 En faisant l'hypothèse que les coïncidences triples sont limitées par les coïncidences accidentelles $(2 + 1)$, estimez le nombre de coïncidences triples

qu'il vous faut détecter pour obtenir une erreur relative de 10 % sur la mesure de $g_{\text{GRA}}^{(2)}(0)$.

Q15 Avec les paramètres d'acquisition de votre montage et les taux de comptage relevés, donnez une valeur expérimentale de $g_{\text{GRA}}^{(2)}(0)$ accompagnée de son incertitude.

Q16 La source est-elle une source de photons uniques ?

2.4 Mesures : Interférences de photons uniques

A l'issue de la partie précédente, nous avons démontré que les coïncidences mesurées sur entre voie d'annonce et voie annoncée correspondent à la détection de photons uniques. L'objectif de cette partie est d'observer les franges d'interférences liées au caractère ondulatoire d'un photon unique.

Le signal de coïncidences résulte d'une interférence à deux ondes. En sortie du montage, on a :

$$N_{AB}(\Delta x) = \frac{N_0}{2} (1 + C \cos(\frac{4\pi\Delta x}{\lambda}))$$

où Δx représente le déplacement du miroir monté sur la cale piezoélectrique par rapport au contact optique.

↪ Vérifiez que le nombre de coïncidences entre G et A ou B est non-nul, et typiquement de l'ordre de quelques dizaines de coïncidences par seconde au moins.

↪ Si nécessaire, améliorez le montage : commencez par bloquer un des bras du Michelson, et optimisez les coïncidences mesurées sur chaque paire de détecteur en ajustant la position du miroir du Michelson correspondant. Procédez de même en bloquant ensuite l'autre voie. Le nombre de coïncidences fournies par chacun des deux bras doit être équivalente.

Q17 On va chercher à obtenir la période des interférences, afin de vérifier qu'elle correspond à la longueur d'onde des photons convertis par SPDC. En appliquant le théorème de Shannon-Nyquist, quelle distance de chariotage maximale entre deux points consécutifs devez-vous respecter pour espérer remonter correctement à la longueur d'onde ? Vérifiez que la distance minimale de déplacement de la cale permet de respecter ce critère.

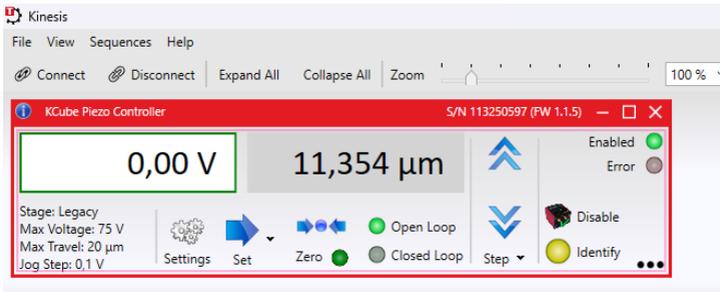


Figure 6.6: Fenêtre de contrôle du logiciel Kinesis.

↪ Ouvrez le logiciel Kinesis de contrôle de la cale piézoélectrique. Utilisez le mode "Closed loop", permettant d'asservir en position la cale.

↪ Utilisez le mode de translation "step by step" du logiciel pour déplacer la cale de son incrément minimal de déplacement.

Q18 Pour un temps de comptage T_{int} bien choisi, Tracez la courbe de l'évolution du nombre de coïncidences N_{AB} en fonction du déplacement de la cale piézoélectrique. Ajoutez des barres d'erreur pour représenter vos incertitudes sur le comptage des coïncidences, en expliquant comment vous effectuez votre évaluation des incertitudes. Prenez également en compte l'incertitude sur la position de la cale à chaque pas de translation.

Q19 A l'aide d'une méthode des moindres carrés pondérés, ajustez un modèle sinusoïdal sur vos données expérimentales. Quelle est la période de cette sinusoïde ? Retrouvez-vous bien la longueur d'onde du photon injecté dans l'interféromètre de Michelson ? Évaluez également le contraste de ces franges d'interférences.

2.5 Conclusion et interprétations

Les deux résultats principaux de ce montage semblent fortement contradictoires :

- La mesure de $g^{(2)}(0)$ par interférométrie HBT suggère qu'un photon n'est jamais coupé en deux par une séparatrice, mais emprunte bien l'un ou l'autre des chemins de sortie.
- Pourtant, l'observation de franges d'interférence en sortie du Michelson ne peut s'expliquer que par un modèle ondulatoire.

Ce paradoxe est celui de la dualité onde-corpuscule. Cette notion entretient un lien subtil avec la notion d'indiscernabilité quantique, et dans notre expérience, avec le concept d'information de chemin (*which-path information*).

Q20 En sortie d'un Michelson, que pouvez-vous dire de l'information sur le chemin emprunté par chacun des photons détectés ?

Q21 Si les deux miroirs du Michelson étaient maintenant remplacés par deux détecteurs, qu'observerait-on en terme de coups et de coïncidences (conditionnées) sur ceux-ci ? Que pouvez-vous dire cette fois sur le chemin emprunté par les photons successivement détectés ?

Q22 A l'aide de l'équation (??), justifiez que l'observation d'interférences est la conséquence de l'indiscernabilité entre plusieurs chemins quantiques. Quel parallèle pouvez-vous faire avec l'expérience HOM ?

Q23 Avec vos propres mots, expliquez selon vous ce qui est, pour un flux de photons uniques fondamentalement ondulatoire et fondamentalement corpusculaire.

Annexe : États quantiques de la lumière

États cohérents

En sus de l'état photon unique, il existe d'autres états quantiques d'importance pour décrire les différents états de la lumière.

La lumière peut être placée dans un état dit "cohérent", qui est un état quantique pur s'écrivant comme une superposition :

$$|\Psi_{\text{coh.}}\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

Par construction, l'état cohérent est un état dont le comportement reproduit celui de la lumière cohérente décrite en physique classique : c'est donc typiquement l'état associé à la lumière laser. La probabilité de mesure n photons est alors :

$$P_{\text{laser}}(n) = |\langle n | \Psi_{\text{coh.}} \rangle|^2 = e^{-|\alpha|^2} \frac{\alpha^{2n}}{n!}$$

La distribution statistique du nombre de photons dans le mode d'une source cohérente est une **loi de Poisson** : ce n'est pas une source de photons uniques.

On peut s'intéresser au $g^{(2)}(0)$ d'une telle source, en particulier dans le cas d'une source que l'on atténuerait fortement ($\alpha \rightarrow 0$). On voit alors que la source converge vers l'état vide du champ $|0\rangle$, mais ses propriétés statistiques persistent.

A faible flux, on peut intuitivement comprendre que les événements de coïncidences mesurés dans un interféromètre HBT sont presque exclusivement reliés au poids de la composante à deux photons $|2\rangle$ du champ : lorsque deux photons arrivent sur une séparatrice, 50 % du temps, ils en ressortent séparés. La probabilité de coïncidence P_{AB} est alors typiquement égale à $P(2)/2$. Le $g^{(2)}(0)$ de la source peut donc être rapidement estimé par le rapport $P(2)/P(1)^2$ qui exprime la fréquence relative des événements de coïncidence par rapport au événements de détection indépendants sur les deux voies.

Pour une source cohérente,

$$g^{(2)}(0) \approx 2P(2)/P(1)^2 = 2 \frac{\alpha^4}{2\alpha^2 \cdot \alpha^2} = 1$$

Ce rapport ne dépend pas de l'intensité de la source : même en l'atténuant très fortement (et donc en abaissant le nombre moyen de photons dans le mode), le poids relatif des états à 2 photons par rapport à ceux à 1 photon reste le même. Le $g^{(2)}(0)$ est toujours supérieur à 1.

États thermiques

Lorsque le champ d'un mode résulte d'un mélange statistique de plusieurs contributions incohérentes, statistiquement indépendantes, l'état quantique mesuré n'est plus un état pur. Il ne peut s'écrire qu'à l'aide d'outils plus sophistiqués, comme la **matrice densité**. C'est le cas des sources dites **thermiques**, ou **chaotiques** : le champ d'un mode est alors la résultante de nombreux processus d'émission spontanée indépendants. L'état s'écrit alors :

$$\rho_{\text{th}} = \sum_n \frac{\langle \hat{n} \rangle^n}{(1 + \langle \hat{n} \rangle)^{n+1}} |n\rangle \langle n|$$

La matrice densité est diagonale, ce qui correspond bien à un mélange statistique incohérent d'états de Fock. La probabilité de mesurer n photons est donnée par :

$$P_{\text{th}}(n) = \frac{\langle \hat{n} \rangle^n}{(1 + \langle \hat{n} \rangle)^{n+1}}$$

Ce facteur résulte des lois de la physique statistique appliquée à un mode du champ électromagnétique considéré en équilibre thermodynamique à la température T . Le nombre moyen $\langle \hat{n} \rangle$ de photons dans le mode est alors donné par la statistique de Bose-Einstein :

$$\langle \hat{n} \rangle = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega} - 1}$$

Par ailleurs, la progression géométrique en n des termes $P(n)$ est directement liée au caractère incohérent de la source. Pour des événements d'émission spontanée indépendants associés à une probabilité λ^2 d'émission, alors la probabilité d'obtenir un nombre n de photons est proportionnelle à λ^{2n} :

$$P_{\text{th}}(n) = k \lambda^{2n}$$

avec la relation de fermeture

$$\sum_n P_{\text{th}}(n) = 1 = k \sum_n \lambda^{2n} = \frac{k}{1 - \lambda^2}$$

ce qui démontre $k = 1 - \lambda^2$. On identifie alors facilement :

$$P_{\text{th}}(n) = (1 - \lambda^2) \lambda^{2n} = \left(\frac{1}{1 + \langle \hat{n} \rangle} \right) \left(\frac{\langle \hat{n} \rangle}{1 + \langle \hat{n} \rangle} \right)^n \rightarrow \lambda^2 = \frac{\langle \hat{n} \rangle}{1 + \langle \hat{n} \rangle} = e^{-\beta \hbar \omega}$$

De telle sorte que l'état thermique peut s'écrire $\rho_{\text{th}} = (1 - \lambda^2) \sum_n \lambda^{2n} |n\rangle \langle n|$.

Lorsqu'on baisse l'intensité de la source, on diminue le nombre moyen de photons, c'est à dire qu'on se place dans la limite $\lambda \rightarrow 0$. Dans cette limite, la matrice densité converge vers celle de l'état pur $|0\rangle_i$: on obtient progressivement le vide du champ. Par ailleurs, on a $\lambda^2 \approx \langle \hat{n} \rangle$, de telle sorte que $P_{th}(n) \approx (\langle \hat{n} \rangle)^n$. On peut, comme dans le cas précédent, estimer rapidement une valeur de $g^{(2)}(0)$:

$$g^{(2)}(0) \approx 2P(2)/P(1)^2 = 2 \frac{\langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \hat{n} \rangle \langle \hat{n} \rangle} = 2$$

Là encore, le rapport ne dépend pas de l'intensité de la source, : même avec une source extrêmement atténuée, le nombre de coïncidences attendu relativement au flux moyen reçu est une constante non-nulle dans le cas de la source thermique.

État quantique généré par SPDC

Dans les processus d'optique non-linéaire du second ordre comme la SPDC, un photon issu du faisceau de pompe est converti en une paire de photons *signal* et *idler* (complémentaire). Le processus réciproque existe également : il s'agit du doublement de fréquence.

La SPDC est, au sens de la mécanique quantique, un processus cohérent : l'état du champ est obtenu par une évolution unitaire d'un état initial pur vers un état final qui est pur également. Dans le vocabulaire de l'optique, les processus non-linéaires comme la SPDC sont cohérents parce qu'ils sont générés à chaque instant par un champ cohérent, à savoir le champ laser pilotant l'interaction laser-matière.

L'état initial est le vide du champ électromagnétique dans les deux modes de sortie, $|0_s\rangle|0_i\rangle$. L'hamiltonien du processus SPDC qui s'applique sur cet état s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{SPDC}} \propto \chi^{(2)} \left(\hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger - \hat{a}_s \hat{a}_i \right)$$

et fait apparaître la création ou l'annihilation de paires. L'évolution unitaire associée s'écrit :

$$|\psi(t)\rangle_{\text{SPDC}} = e^{-i\hat{H}_{\text{SPDC}}t/\hbar} |0_s\rangle|0_i\rangle$$

et on peut montrer, à l'aide de plusieurs théorèmes décrivant la mise en

ordre normal des opérateurs, que l'état du champ généré par SPDC s'écrit⁴ :

$$|\psi(r)\rangle_{\text{SPDC}} = \text{sech}(r) \sum_{n=0}^{+\infty} \tanh^n(r) |n\rangle_s |n\rangle_i$$

où r est un nombre complexe, appelé paramètre de squeezing, et qui décrit l'interaction avec la pompe – sa valeur dépend de l'amplitude complexe du champ de la pompe, du coefficient de réponse non-linéaire $\chi^{(2)}$, etc.

L'état présente des corrélations parfaites de nombre de photons entre le mode du faisceau *signal* et celui du faisceau *idler* : si on mesure un nombre m de photons dans le mode s , alors le mode i contient très exactement le même nombre m de photons. Il s'agit donc d'un **état fortement intriqué**.

L'état quantique associé à un seul des deux modes (par exemple le signal) se calcule en effectuant la trace partielle sur les états de l'autre mode (donc l'idler). La matrice densité du système total s'écrit :

$$\rho = |\psi(r)\rangle\langle\psi(r)| = \text{sech}^2(r) \sum_{n,m} \tanh^{n+m}(r) |n\rangle_s \langle m|_s \otimes |n\rangle_i \langle m|_i$$

La trace partielle sur l'espace du mode idler s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \rho_s &= \text{Tr}_i(\rho) = \sum_k \langle k|_i \rho |k\rangle_i \\ &= \text{sech}^2(r) \sum_{k,n,m} \tanh^{n+m}(r) \delta_{k,n} \delta_{k,m} |n\rangle_s \langle m|_s \Rightarrow k = n = m \\ &= \text{sech}^2(r) \sum_n \tanh^{2n}(r) |n\rangle_s \langle n|_s \\ &= (1 - \lambda^2) \sum_n \lambda^{2n} |n\rangle_s \langle n|_s \end{aligned}$$

On trouve que l'état quantique associé à un mode (parmi les deux de la SPDC) est dans un **état thermique** comme décrit précédemment : un mélange statistique d'états de Fock, pondéré par des probabilités progressant géométriquement. On identifie directement $\lambda^2 = \tanh^2(r) = \frac{\langle \hat{n} \rangle}{1 + \langle \hat{n} \rangle} = e^{-\beta \hbar \omega}$.

En résumé : l'état quantique à *deux modes* issu de la SPDC est bien un état pur, une **superposition cohérente d'états à deux photons**. Les corrélations

⁴(voir par exemple la référence : Stephen M. Barnett, Paul M. Radmore *Methods in theoretical quantum optics*, Oxford series in optical and imaging sciences 15, page 76, éq 3.7.50, Oxford University Press, (1997) ; ou bien D. B. Horoshko et al., *Thermal-difference states of light: Quantum states of heralded photons*, Phys. Rev. A **100**, 053831 (2019)

quantiques qu'il possède sont mesurables par l'intermédiaire de mesures conjointes sur les deux photons exploitant des effets d'interférences quantiques, à l'image de mesures du paramètre de Bell. A l'inverse, des mesures de détection effectuées sur un seul des deux modes ignorent, par définition même, les corrélations entre les deux modes. L'information de phase – provenant initialement de la phase du faisceau de pompe – est donc perdue. Le résultat de chaque mesure sur un mode individuel apparaît dicté par des événements d'émission spontanée indépendants, de probabilité proportionnelle à λ^2 : **l'état quantique à un seul mode un mélange statistique d'états nombre selon une distribution thermique.**

Par ailleurs, pour une source SPDC de faible intensité, l'état du champ converge vers l'état vide : $\lambda^2 \rightarrow 0 \Rightarrow \rho_s \rightarrow |0\rangle_s \langle 0|_s$.

Détection conditionnelle d'un photon d'annonce

Bien que la SPDC soit un processus de génération de paires de photons, la distribution statistique des photons dans un des deux modes générés n'a donc pas du tout le comportement d'une source de photons unique. L'objectif est de parvenir à placer un des deux faisceaux dans un état le plus proche possible de l'état de Fock $|1\rangle$. Il faut pour cela exploiter activement la corrélation entre les deux faisceaux.

La stratégie est la suivante : on sait que si le premier mode contient exactement un photon, alors le second mode contient exactement un photon aussi. On peut donc effectuer une mesure sur le premier mode. La détection d'un photon sur cette première voie est le signal d'annonce : cet événement indique que le mode jumeau contient, au même instant, également un photon. Le photon d'annonce n'est certes plus exploitable, car il a été absorbé. Mais le photon annoncé est, lui, toujours disponible. Dans un intervalle de temps très court, synchronisé avec le photon d'annonce, l'état du champ annoncé est connu : c'est un état à "au moins un photon".

Pour des détecteurs d'efficacité unité, mais ne résolvant pas le nombre de photons, on considère deux opérateurs de mesure : l'opérateur $\Pi_{\text{off},i} = |0\rangle_i \langle 0|_i$ qui désigne une absence de détection sur le mode i , et l'opérateur de détection $\Pi_{\text{on},i} = \mathbb{1}_i - |0\rangle_i \langle 0|_i$ qui correspond à la détection d'au moins un photon sur le mode i .

On peut maintenant s'intéresser à l'état quantique du mode s , mesuré con-

jointement à l'observation d'un photon sur la voie s :

$$\begin{aligned}\rho_s^{\text{cond.}} &= \text{Tr}_i(\Pi_{\text{on},i}|\psi(r)\rangle\langle\psi(r)|) = \sum_k \langle k|_i \rho |k\rangle_i \\ &= (1 - \lambda^2) \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda^{2n} |n\rangle_s \langle n|_s \\ &= \rho_s - (1 - \lambda^2) |0\rangle_s \langle 0|_s\end{aligned}$$

Plus proprement renormalisée (la trace doit être égale à 1), la matrice s'écrit :

$$\rho_s^{\text{cond.}} = \frac{1 - \lambda^2}{\lambda^2} \left(\frac{\rho_s}{1 - \lambda^2} - |0\rangle_s \langle 0|_s \right)$$

L'état conditionnel mesuré est l'état thermique précédemment calculé, tronqué de la contribution du vide du champ $|0\rangle_s \langle 0|_s$. Lorsque le champ est suffisamment faible, l'état obtenu est alors l'état pur à un photon :

$$\lambda^2 \rightarrow 1 \Rightarrow \rho_s^{\text{cond.}} \rightarrow |1\rangle_s \langle 1|_s$$

P 7

Interférométrie HBT : statistiques des sources de photons

Contents

1	Objectifs pédagogiques	107
2	Introduction	108
3	Fonctions de corrélations et photodétection	110
4	Réalisation des expériences	113
4.1	Présentation globale du montage	113
4.2	Source pseudo-thermique et laser	113
4.3	Source de photons uniques	121
	Annexe : Théorie semi-classique et quantique de la photodétection	131

1 Objectifs pédagogiques

A l'issue de cette séance vous serez capables de :

- De créer un speckle et d'en ajuster la taille des grains en focalisant un laser dans un milieu diffusant.
- D'utiliser les différents éléments constituant un microscope confocal à balayage pour des mesures de fluorescence (voie d'excitation, collection imagerie champ large, etc.)

- Aligner le microscope confocal en sens inverse (par retour inverse de la lumière)
- Mettre en place le pinhole de détection pour réaliser le filtrage du mode spatial de la fluorescence
- Réaliser une carte 2D de photoluminescence pour rechercher des émetteurs uniques.
- Réaliser une mesure d'autocorrélation en intensité ($g^{(2)}(t)$) pour discerner une statistique de flux de photons issus d'un laser, d'une source pseudo-thermique et issus d'une source de photons uniques

2 Introduction

En 1956, deux radio-astronomes, Robert Hanbury Brown et Richard Twiss, conçoivent un nouveau type d'interféromètre stellaire destiné à mesurer le diamètre angulaire d'objets cosmiques inconnus. La méthode utilisée jusqu'à alors était celle d'un interféromètre stellaire de Michelson.¹

Dans tout interféromètre d'amplitude, le terme d'interférence est proportionnel au produit des champs collectés : l'observation des franges d'interférences s'apparente donc à une mesure de corrélation entre les champs. Hanbury Brown et Twiss démontrent qu'il existe en réalité encore des corrélations dans le signal d'intensité des deux champs collectés par l'interféromètre, et que ces corrélations permettent aussi de remonter au diamètre angulaire de l'étoile. Ainsi, pas besoin de recombinaison physiquement pour faire interférer les champs avant la détection. Il suffit de mesurer précisément les deux signaux en intensité des deux, puis de calculer électroniquement la corrélation entre les deux signaux pour obtenir l'information recherchée.

L'expérience HBT consiste en l'utilisation d'une source (une étoile ou autre chose...) et d'une paire de détecteurs placés de part et d'autre d'une séparatrice. Les signaux individuels et la corrélation des deux signaux est enregistrée pour des positions symétriques ou non des deux détecteurs par rapport à la séparatrice, pour mesurer des corrélations temporelles et spatiales.

L'existence de corrélations entre les deux signaux possède une explication ondulatoire très simple : au passage d'une séparatrice, une onde voit son amplitude divisée en 2, le signal d'intensité est donc lui aussi divisé en 2 répliques

¹L'interféromètre de Michelson est un interféromètre d'amplitude permettant de remonter aux diamètres des étoiles en observant le brouillage de franges d'interférences formée par la recombinaison du champ collecté par deux télescopes distincts (voir le TD1 D'optique Physique de 1A, et le théorème de Van Cittert-Zernike). La recombinaison des champs est très compliquée, dans le domaine radio ou visible.

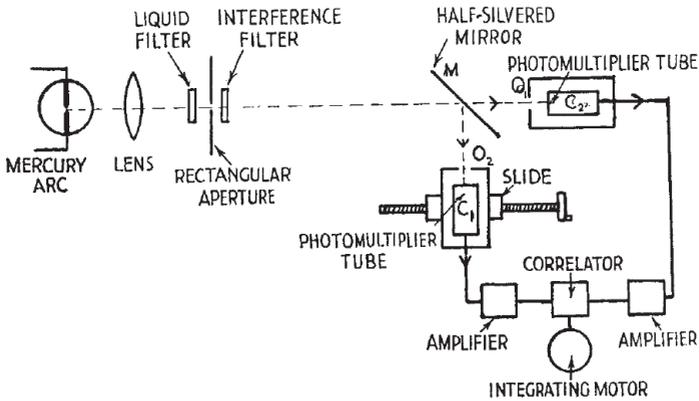


Figure 7.1: Figure du dispositif expérimental de l'interféromètre HBT, tel qu'exposé dans l'article historique de l'expérience : Robert Hanbury Brown, Richard Twiss "Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light," *Nature* 177 (1956), 27–29.

indentes. Et si, plutôt que de détecter un signal "continu" comme un photocourant, on considère la lumière comme constituée de photons, insécables sur une séparatrice ? C'est cette expérience, réalisée par Hanbury Brown et Twiss, qui lance une révolution dans l'optique. Pour le flux d'une lampe à arc de mercure, les deux scientifiques montrent que les temps d'arrivée des photons sont corrélés – en l'occurrence, il est montré que les photons n'arrivent pas selon un flux aléatoire, mais statistiquement groupés par paquets².

La résonance de cette expérience mène à la mise en place d'un cadre quantique approprié pour modéliser le processus de détection, les expériences d'interférométrie et distinguer les différentes propriétés statistiques de la lumière : c'est la théorie de la cohérence de Roy Glauber, couronné du prix Nobel en 2005 pour ses travaux.

Cette séance de Travaux Pratiques a pour objectif de vous faire redécouvrir une version modernisée de cette expérience, qui est aujourd'hui couramment utilisée pour caractériser une source de lumière à travers ses propriétés statistiques.

Dans un premier temps, dans une version remise au jour de l'expérience HBT, nous observerons les corrélations issues d'un laser et d'une source dite pseudo-thermique, imitant le comportement de la lumière pouvant provenir

²"Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light," *Nature* 177 (1956), 27–29.

d'une étoile à partir du brouillage rapide d'un speckle cohérent.

Dans un second temps, nous étudierons la statistique d'un flux constitué de photons uniques. L'expérience HBT permet en effet de confirmer l'émission de photons uniques par une source, un enjeu essentiel des technologies quantiques photoniques. Les sources en question seront ici des centres NV uniques, hébergés dans des nanodiamants, sondés à l'aide d'un microscope confocal à balayage. Le principe des sources de photons uniques repose souvent sur la capacité à isoler un émetteur quantique unique.

Les différentes expériences nous permettront de calculer le coefficient d'autocorrélation en intensité de ces trois sources $g^{(2)}(0)$, et de confirmer la différence de nature quantique entre les processus observés, en réconciliant la notion de photon avec le caractère ondulatoire de la physique quantique.

3 Fonctions de corrélations et photodétection

Opérateurs de champ et opérateur nombre

En physique quantique, le champ électrique dans un mode (par exemple, le champ monochromatique dans un mode d'une cavité) est décrit par des opérateurs de création et d'annihilation \hat{a}^\dagger et \hat{a} :

$$\hat{E}^{(+)}(t) \propto \hat{a}e^{-i\omega t}, \quad \hat{E}^{(-)}(t) = \left[\hat{E}^{(+)}(t) \right]^\dagger \propto \hat{a}^\dagger e^{i\omega t}.$$

L'intensité du champ, liée à l'énergie transportée, est alors reliée à l'opérateur nombre \hat{n} :

$$\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}.$$

La moyenne de cet opérateur sur un état considéré du champ donne le nombre moyen de photons dans le mode : $\langle \hat{n} \rangle$, et sa variance décrit les fluctuations du flux de photons :

$$(\Delta n)^2 = \langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2.$$

Détecter un photon, c'est l'absorber. Le processus de détection est donc intrinsèquement relié à l'action de l'opérateur d'annihilation \hat{a} sur le champ étudié. La probabilité $P(t)$ de détecter un photon à l'instant t s'écrit :

$$P(t) \propto \langle \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle = \langle \hat{n}(t) \rangle$$

ce qui fait apparaître la valeur moyenne du nombre de photons³.

La probabilité de coïncidence entre deux détecteurs (ou deux clics à des instants séparés) est :

$$P(t, t + \tau) \propto \langle \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(-)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle$$

³Le point clé par rapport au cas classique est que l'ordre des opérateurs est imposé par le processus de détection.

Le membre de droite est, à un facteur de normalisation près, la fonction de corrélation d'ordre 2 en intensité (et d'ordre 4 en champ) associée à l'état de la lumière, que l'on note $g^{(2)}(\tau)$. Expérimentalement, on peut donc mesurer cette fonction de corrélation à l'aide de mesures de coïncidences entre deux détecteurs, selon le principe de l'expérience HBT.

Pour $\tau = 0$,

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2}.$$

Utilisant les identités d'algèbre des opérateurs bosoniques, on peut réécrire :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}(\hat{n} - 1) \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 - \frac{1}{\langle \hat{n} \rangle} + \frac{(\Delta n)^2}{\langle \hat{n} \rangle^2}.$$

où $(\Delta n)^2 = \langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2$ est la variance statistique du nombre de photons de l'état mesuré.

Ce lien explicite entre $g^{(2)}(0)$ et les fluctuations de nombre de photons montre qu'on peut caractériser la lumière via sa variance en intensité. Le formalisme précédent montre qu'il existe un lien subtil entre :

- la distribution des temps d'arrivée des photons (des coïncidences statistiquement plus nombreuses à retard nul suggèrent que "les photons voyagent groupés"),
- et la **distribution du nombre de photons dans l'état quantique décrivant la lumière** (des coïncidences plus nombreuses suggèrent que la lumière peut être mesurée plus fréquemment dans des états à plusieurs photons⁴.)

Régimes statistiques classiques et non classiques

- **États cohérents (laser idéal)** : La lumière laser idéale est décrite par l'absence de fluctuations d'intensité. Plus formellement, on l'écrit sous la forme d'un état cohérent (ou état de Glauber, voir Annexes).

⁴Ceci illustre le *principe de complémentarité* entre phase et nombre de photons dans la description de l'état quantique de la lumière. Le formalisme quantique peut associer aux photons un paquet d'onde décrivant leur probabilité de présence dans un flux lumineux. Les relations de phase entre ces paquets d'onde se traduisent par des interférences. Lorsque les paquets d'onde se superposent et interfèrent constructivement, la probabilité de présence conjointe des photons augmente : ils se regroupent. Si la superposition résulte en des interférences destructives, ils se dégroupent

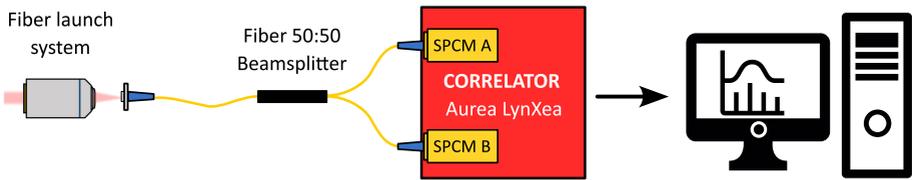


Figure 7.2: Description de la configuration de l'interféromètre HBT du montage expérimental.

La distribution statistique du nombre de photons est **poissonienne**, de telle sorte que $\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle$, donc $g^{(2)}(0) = 1$.

- **États thermiques (lumière chaotique)** : La lumière thermique est celle d'un champ en équilibre thermodynamique avec la matière qui l'émet. Le cas iconique serait celui d'une composante monochromatique du champ émis par un corps noir.

Des arguments de physique statistique appliqués à la lumière permettent de démontrer que la statistique des photons suit une loi de Bose-Einstein telle que $\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle$, donc $g^{(2)}(0) = 2$.

Une source thermique présente du **groupement de photons** (*bunching*), on parle aussi de **source super-poissonienne**.

- **États à un photon** : Les états à un photon sont des états purs se réduisant à l'état $|1\rangle$.

La statistique de photons se réduit donc à un Dirac en $n = 1$ dans le cas idéal. Plus largement, on a $\langle (\Delta n)^2 \rangle < \langle n \rangle$, donc $g^{(2)}(0) < 1$. La source présente du **dégroupement de photons** (*antibunching*), on dit également que sa statistique est **sub-poissonienne**.

Le cas $g^{(2)}(0) < 1$ est impossible à expliquer par une théorie classique du champ. Il s'agit donc d'un critère fort de non-classicité de la lumière.

4 Réalisation des expériences

4.1 Présentation globale du montage

Le montage du TP repose sur un interféromètre HBT, ici en version fibrée (voir Figure 7.2). Un objectif de microscope collecte la lumière en provenance de différentes sources et l'injecte dans l'entrée d'une fibre possédant une séparatrice 50:50. Les deux ports fibrés de sortie de la séparatrice sont reliés aux deux détecteurs formant les deux voies d'un corrélateur LynXea (Aurea Technology).

ATTENTION : les détecteurs à avalanche sont extrêmement fragiles ! Ne jamais mettre sous tension le LynXea lorsque la lumière ambiante est allumée, ou si les laser des différentes voies du montage ne sont pas fortement atténués.

Laissez TOUJOURS les fibres connectées au LynXea. Il n'est presque jamais nécessaire de les retirer. Laisser les fibres en place ce qui préserve la propriété des fibres et des connecteurs de fibre, tout en évitant de laisser les détecteurs "à nu".

Le corrélateur permet d'enregistrer les temps d'arrivée des photons sur chacune des deux voies et de tracer l'histogramme des temps d'arrivée relatifs entre deux événements de détection, ce qui permet de remonter à la fonction $g^{(2)}(\tau)$ et à sa valeur en $\tau = 0$, qui correspond à aux coïncidences pures entre les deux voies.

En amont de l'interféromètre, une première voie est dédiée à la source pseudo-thermique du TP, qui sera utilisée pour étudier à la fois les propriétés statistiques des sources chaotiques et laser.

Une seconde voie, qui occupe l'essentiel du montage, est reliée à la sortie d'un microscope confocal à balayage, utilisé pour exciter et collecter la fluorescence d'échantillons de nanodiamants.

4.2 Source pseudo-thermique et laser

Les sources thermiques désignent toutes les sources émettant des photons par incandescence, qui est un des différents processus d'émission spontanée. Le champ généré par de telles sources est la somme de contributions de phases aléatoires en provenance d'une multitude de sources indépendantes, à savoir les atomes qui constituent la source thermique.

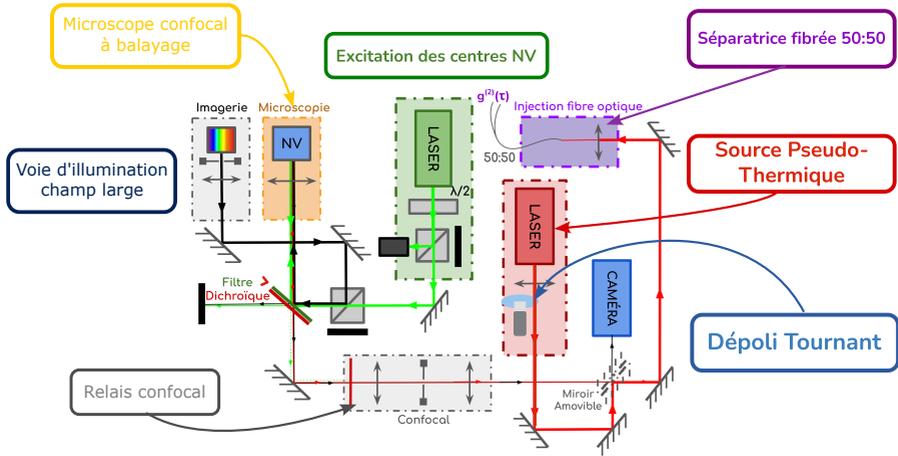


Figure 7.3: Schéma de principe du montage global, associant une voie laser/source pseudo-thermique et une voie de microscopie confocale, toutes deux reliées à un interféromètre HBT.

Une source laser peut être utilisée pour fournir un grand nombre de photons tout en imitant le principe d'un mélange aléatoire de sources déphasées.⁵

Le principe de la réalisation d'une source pseudo-thermique repose sur l'utilisation d'un speckle optique. Un speckle est un motif d'interférence créé par la diffusion d'une lumière cohérente par un milieu aléatoire. L'intensité en chaque point de cette figure est la résultante de l'interférence entre une multitude de sources secondaires que sont les diffuseurs du milieu, chacune de ces sources ayant une phase différente. Un grain lumineux de speckle est une région de l'espace où la superposition de tous les champs aléatoires issus des diffuseurs du milieu donne lieu à une interférence constructive.

Dans l'expérience du TP, on utilise une lame de verre dépoli éclairée par un faisceau issu d'un laser He-Ne. Le laser est focalisé dans le dépoli : il y a une relation inverse entre la taille du volume de cohérence excité par le laser et la taille angulaire des grains de speckle (voir Figure 7.4). Si le diamètre de la tache laser dans le dépoli est de taille D , alors D est également la plus grande distance possible entre deux diffuseurs. En plaçant un écran en champ lointain à une distance L du dépoli, l'interfrange des interférences issues de

⁵L'expérience du TP est inspiré de l'article de F. T. Arecchi, E. Gatti, and A. Sona, "Time distribution of photons from coherent and Gaussian sources," *Phys. Lett.* 20, 27–29 (1966).

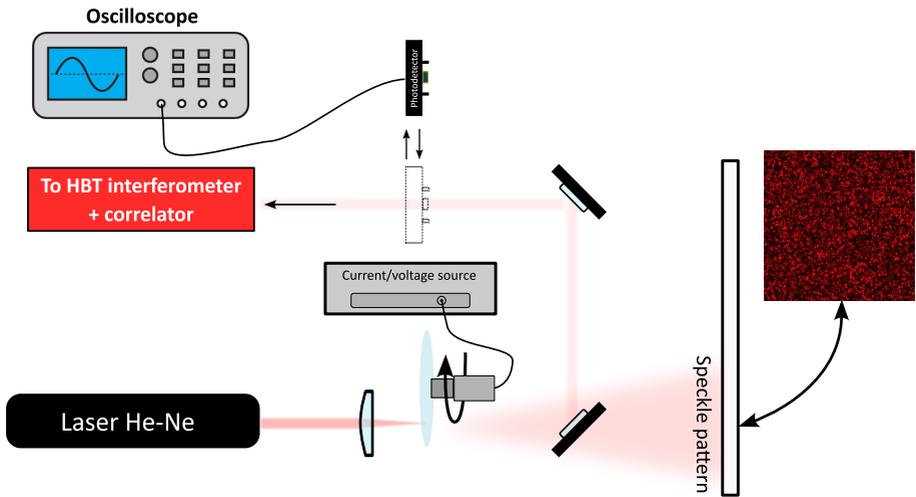


Figure 7.4: Roue d’Arecchi pour la mesure de la cohérence d’une source thermique. Un grain du motif de speckle généré par le dépoli peut être intercepté par un photodétecteur, ou être injecté dans un interféromètre HBT fibré.

ces deux sources secondaires sera de l’ordre de $\lambda L/D$: c’est donc la plus petite taille d’une “frange”. On retrouve ainsi que la taille typique d’un grain de speckle est celle de la tache d’Airy dans la configuration d’imagerie du système.

Le dépoli est monté sur un moteur et peut être mis en rotation à des vitesses allant jusqu’à plus de 5000 tours/minute. Considérons un grain lumineux de speckle au début de l’expérience : lorsqu’après rotation, le spot laser éclaire une nouvelle zone du dépoli, la distribution des diffuseurs est complètement différente. La lumière collectée en ce même point résulte d’un nouveau tirage aléatoire sur les phases des sources secondaires éclairées par le laser : les interférences peuvent donner tout aussi bien une résultante constructive ou destructive. Une fois le dépoli mis en rotation, le signal d’intensité reçu par un détecteur fluctue aléatoirement sur le même principe que les fluctuations d’une source thermique .

Le mouvement du dépoli reste périodique et pas rigoureusement aléatoire, de telle sorte qu’on parle de source pseudo-thermique. Le temps de corrélation des fluctuations d’intensité dépend notamment de la vitesse de rotation du dépoli, et peut donc permettre d’explorer des corrélations plus lentes, donc plus facilement accessibles à l’expérience.

Observation des corrélations temporelles du photocourant

↪ Vérifiez que le corrélateur LynXea est bien éteint, puis allumez le laser He-Ne.

↪ Si nécessaire, retirez le dépoli du chemin optique. Placez le miroir amovible de telle sorte que le faisceau laser soit dirigé vers l'interféromètre HBT.

↪ En jouant sur les deux miroirs de la voie laser, aligner grossièrement le laser sur l'axe optique de l'objectif de microscope.

↪ Placez la lentille convergente à la sortie du laser et insérez le dépoli tournant (en le gardant à l'arrêt). Vous devriez voir apparaître instantanément un motif de speckle être diffusé par le dépoli (sur le mur de la pièce qui fait face au montage par exemple).

↪ Changez l'orientation du dépoli si nécessaire, de manière à ce que le motif de speckle soit en partie intercepté par les miroirs formant la voie laser. Vérifiez qu'une partie du motif du speckle éclaire bien la pupille d'entrée de l'objectif de microscope.

↪ Déplacez délicatement la lentille convergente le long de l'axe optique, de sorte à changer la taille des grains de speckle. Adaptez la taille des grains, de telle sorte que la pupille d'entrée de l'objectif ne collecte pour l'essentiel qu'un seul grain de speckle.

Q1 Pourquoi ce réglage est important ? Qu'attendez vous sur les fluctuations d'intensité si l'interféromètre collecte simultanément la lumière d'un grand nombre de grains de speckle ?

↪ Insérez la photodiode sur le trajet optique du montage et placez-la de sorte ce que la surface sensible soit comprise à l'intérieur d'un grain de speckle.

↪ Visualisez le signal de photocourant sur l'oscilloscope, le dépoli à l'arrêt.

Q2 Décrivez ce que vous observez. Les fluctuations que vous observez sont-elles caractéristiques d'un bruit gaussien ? D'un bruit blanc ?

↪ A l'aide de la source de tension, mettez maintenant en rotation le dépoli en appliquant des tensions jusqu'à environ + 15 V.

↪ Ajustez le déclenchement de l'oscilloscope et la fenêtre temporelle pour observer l'ordre de grandeur d'une seule période du signal de fluctuations d'intensité à l'écran.

Q3 Décrivez à nouveau ce que vous observez. Les fluctuations que vous observez sont-elles caractéristiques d'un bruit gaussien ? D'un bruit blanc ?

Q4 Augmentez progressivement la tension appliquée, et donc la vitesse de rotation du moteur : comment évolue le signal temporel sur la photodiode ?

Q5 Utilisez le tachymètre pour mesurer la vitesse réelle de rotation du moteur en fonction de la tension appliquée. En analysant sommairement les signaux temporels à l'oscilloscope, proposez une estimation du temps de corrélation des fluctuations en intensité en fonction de la vitesse de rotation du moteur.

Q6 A l'aide d'une clé USB, faites l'acquisition de quelques signaux et tracez l'histogramme des valeurs de tension contenues dans le signal.

Q7 Lorsque le dépoli est immobile, à quoi correspondent les fluctuations encore observables ? Estimez à nouveau leur temps de corrélation, et tracez l'histogramme des valeurs de tension. Commentez les distributions obtenues dans les deux situations étudiées.

Corrélations des temps d'arrivée des photons – groupement de photons (*bunching*)

La visualisation à l'oscilloscope a permis d'illustrer qu'il existe des corrélations dans un signal associé à l'intensité de notre source "pseudo-thermique". Cette observation est effectuée sur le photocourant, grandeur macroscopique continue. Le temps de cohérence est alors le temps caractéristique des fluctuations observées.

L'objectif de cette section est d'observer ce même phénomène dans un cadre expérimental où l'on détecte un flux de photons. Les photons sont détectés par des photodiodes à avalanche, et on s'intéresse cette fois aux statistiques des temps d'arrivée des photons sur les détecteur d'un interféromètre HBT.

↪ Retirez la photodiode du trajet de la lumière, et vérifiez qu'on a toujours bien de l'ordre d'un seul grain de speckle collecté par l'objectif de microscope

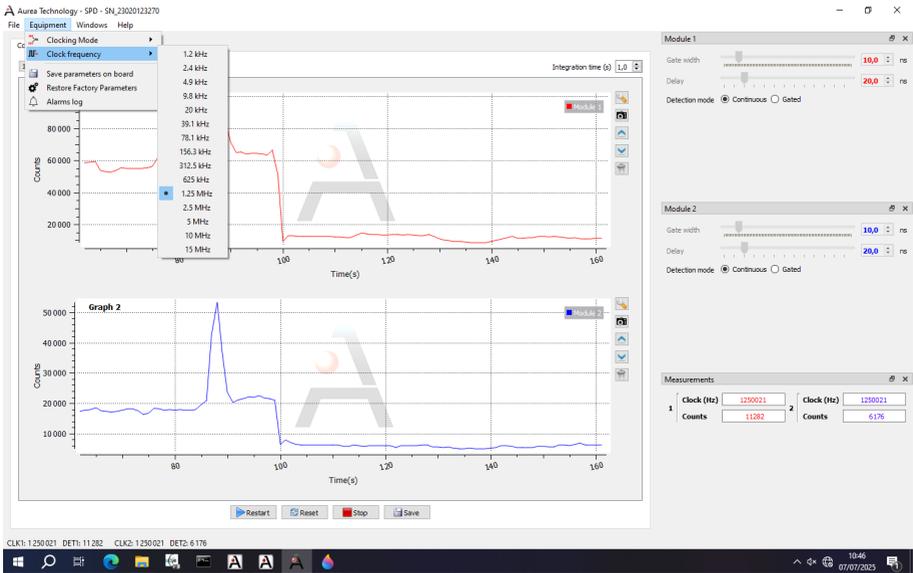


Figure 7.5: Fenêtre du logiciel Aurea pour le suivi du signal sur les deux photodiodes.

↪ Placez la densité optique variable légèrement en amont de la pupille de l'objectif, de sorte à vous assurer que le speckle laser est nettement atténué.

↪ Éteignez les plafonniers de la pièce, bloquez intégralement le faisceau laser, puis allumez le boîtier LynXea et initialisez le "Launcher" Aurea. Dans un premier temps, sélectionnez l'option "Photon Counting".

↪ La fenêtre affichée représente les coups de détection par fenêtre de temps d'intégration sur les deux voies d'entrée du LynXea. Si nécessaire, sélectionnez le mode de détection "Continuous" pour les deux voies (volet de droite de la fenêtre du logiciel).

↪ Dans le menu "Equipment/Clock Frequency", sélectionnez une fréquence d'horloge de 78,1 kHz. Le processus de comptage et d'étiquetage temporel des détections par le LynXea est décrit en Annexes.

↪ Le faisceau laser étant bloqué, vérifiez que le nombre de coups sur chaque voie est de l'ordre de quelques centaines de coups par seconde : c'est le niveau des coups d'obscurité du détecteur.

↪ Débloquez le faisceau laser et observez l'augmentation du nombre de

coups sur les détecteurs. Ajustez la densité pour obtenir plusieurs dizaines de milliers de coups, **tout en restant bien en-deça du million.**

↪ Ajustez les réglages en X,Y, et Z du mini-banc d'injection dans la fibre pour maximiser le signal détecté – cela permettra par ailleurs de fixer la position du banc d'injection pour les mesures de la seconde partie.

Q8 Notez le nombre de coups par seconde sur chaque détecteur. Quelle loi statistique vous permet de décrire les fluctuations du nombre de coups mesurés sur chaque période d'intégration ? Déduisez l'écart type des fluctuations attendues à partir de la valeur moyenne et vérifiez si elles correspondent à vos observations.

↪ A l'aide du "Launcher" du logiciel Aurea, démarrez cette fois le module de corrélation "Photon Timing".

Le module de corrélation d'Aurea permet d'acquérir et de mesurer des corrélations entre les temps d'arrivée successifs des photons sur les deux détecteurs placés à ses deux entrées.

Principe des mesures de corrélation. Le mode "Cross correlation" fonctionne sur le principe d'une mesure "Start-Stop". Une horloge, dont la fréquence a été réglée à l'étape précédente, fournit un signal périodique. Lorsqu'au cours d'un cycle d'horloge, un photon est détecté sur la voie 1, un chronomètre, basé sur une deuxième horloge de fréquence beaucoup plus élevée, démarre. Il s'arrête lorsqu'un événement de détection est enregistré sur la voie 2, ou bien, faute de détection, à la fin du cycle d'horloge. La durée mesurée par le chronomètre du retard entre les deux événements de détection est enregistrée. Ce processus se répétant, le logiciel traite et affiche l'histogramme des valeurs de retards enregistrés.

La résolution temporelle de chaque intervalle de l'histogramme est fixe et vaut 13 ps. La valeur maximale du retard mesurable est fixé par la fréquence de la première horloge. Par exemple, à 78,1 kHz, ce retard est de 12,8 μ s.

Le principe des mesures effectuées par le LynXea d'Aurea est détaillé en Annexes.

↪ Si nécessaire, utilisez le menu de sélection du mode d'acquisition (bouton "**Pied à coulisse**") pour choisir le mode **Cross Correlation** (voir Figure (7.6)).

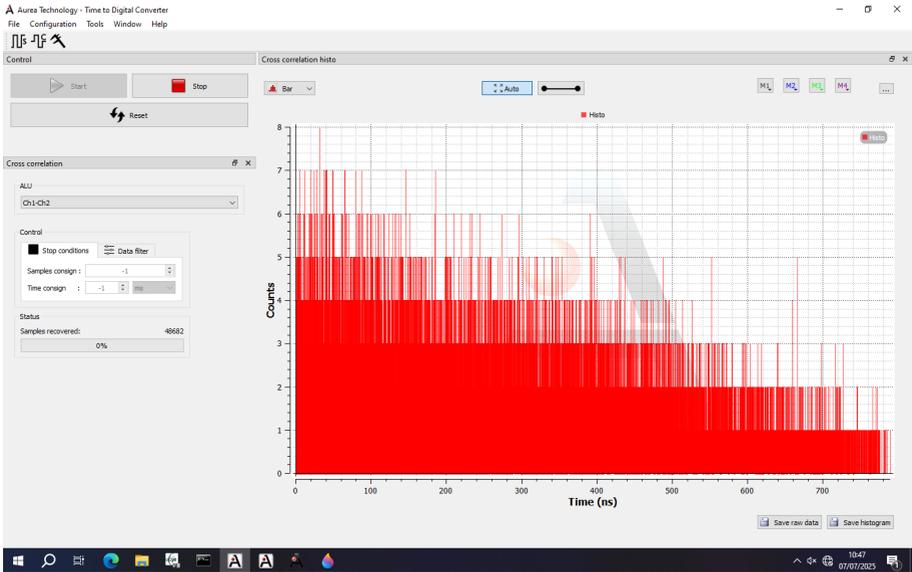


Figure 7.6: Fenêtre du module de corrélation Aurea LynXea.

Dans la fenêtre ALU, vous pouvez choisir "**Ch1-Ch2**" ou l'inverse pour intervertir le rôle de la voie de start ou de stop, et donc le signe des retards mesurés. Le volet "**Stop conditions**" permet de spécifier, soit un temps total d'acquisition, soit un nombre d'échantillons à acquérir, soit de laisser l'acquisition de l'histogramme s'effectuer en continu en utilisant la valeur "-1" comme consigne.

Les valeurs de retard formant l'histogramme peuvent être exportées à l'aide du bouton "**Save raw data**" en bas à droite. La figure elle-même de l'histogramme peut être enregistrée avec "**Save histogram**".

Q9 Dépouli à l'arrêt, faites une première mesure de l'histogramme. Déduisez-en le taux de coïncidences entre les deux détecteurs dans une étroite fenêtre de coïncidence donnée. A partir des valeurs de nombre de coups par seconde sur chaque détecteur, estimez le nombre de coïncidences accidentelles dans une fenêtre de même largeur.

Q10 Commentez l'histogramme obtenu. En particulier, comment interprétez-vous la chute du nombre d'occurrences des valeurs de retard les plus élevées ? Que pouvez-vous dire des propriétés de corrélation entre photons pour la lumière laser ?

↪ Mettez maintenant le dépouli en rotation. Vérifiez, sur la fenêtre "**Counting**", que le signal reçu en moyenne par les détecteurs est nettement supérieur

au niveau des coups d'obscurité (mais nettement inférieur à la centaine de milliers de coups).

Q11 Décrivez ce que vous observez et justifiez qu'on observe cette fois un effet de groupement ("*bunching*") des photons. Enregistrez les histogrammes pour plusieurs valeurs de vitesses de rotation, que vous estimerez à l'aide du tachymètre. A partir de vos mesures, tracez l'évolution de la valeur de $g^{(2)}(0)$ et du temps de corrélation en fonction de la vitesse de rotation du dépoli.

Q12 Vos mesures de corrélation sur les temps d'arrivée des photons sont-ils compatibles avec ceux obtenus sur le signal de photocourant d'une photodiode ?

Q13 Pour conclure cette partie, tracez qualitativement et sur un même graphe, l'allure attendue des fonctions $g^{(2)}(0)$ pour différentes valeurs de vitesse de rotation du dépoli.

4.3 Source de photons uniques

Dans cette deuxième partie du TP, on s'intéresse à l'étude de sources de photons uniques à l'état solide.

Un photon unique est **insécable** : en entrée d'un interféromètre HBT, il est soit transmis, soit réfléchi par la séparatrice. Une source de photons uniques est définie expérimentalement par l'impossibilité d'observer des coïncidences à retard nul entre les deux détecteurs d'HBT⁶ : si le temps d'arrivée de deux photons consécutifs reste régi par un processus aléatoire, il existe un temps caractéristique entre plusieurs événements de détection et qui a tendance à dégroupier les photons : on parle d'*anti-bunching*. Le temps caractéristique en question est lié au temps de vie du niveau excité, qui limite intrinsèquement la vitesse à laquelle peuvent se succéder les cycles d'absorption et d'émission par la source. Il peut s'estimer par la largeur de la fonction $g^{(2)}(\tau)$.

Ces différentes définitions permettent facilement de calculer que dans le cas d'une source de photons uniques idéale, on obtient $g^{(2)}(0) = 0$, et que $g^{(2)}(\tau) = 1$ pour $\tau \gg \tau_c$ où τ_c est le temps caractéristique associé au cycle du processus d'émission. Il est typiquement de l'ordre de la nanoseconde.

⁶Formellement, une source de photons unique génère une lumière dont l'état quantique est un état de Fock pur à un photon : $|1\rangle$. La distribution statistique du nombre de photons contenus dans le mode sondé se réduit donc à une distribution de variance nulle : un pic de probabilité centré sur $n = 1$. Une mesure HBT permet d'observer que l'état quantique de la source ne contient aucune composante à 2 photons ou plus.

Centres NV

Dans ce TP, nous nous intéressons à un type de source de photons uniques à l'état solide parmi les plus couramment étudiées : les centres NV. Le diamant est un cristal constitué d'un réseau d'atomes de carbone. Un centre NV est un des défauts cristallins du diamant : consiste en la substitution d'un de ces atomes par un atome d'azote, directement adjacent à une lacune (*vacancy* en anglais). (voir Fig. 7.7).

Un centre NV perturbe localement la maille cristalline du diamant, et provoque le confinement de la fonction d'onde de certains électrons au niveau du défaut. Les niveaux d'énergie associés à ces électrons confinés sont en conséquence discrétisés : en pratique, on peut considérer ici qu'un centre NV est un système quantique à deux niveaux, hébergé dans une matrice cristalline, donc solide. La désexcitation radiative entre le niveau supérieur et le niveau inférieur se fait par émission d'un photon unique. On désigne parfois les centres NV comme une classe d'émetteurs faisant office d'atomes artificiels. L'identification des centres NV comme de émetteurs de photons uniques, leur caractérisation et désormais leur manipulation avancée a fait l'objet de nombreux travaux scientifiques, dont les pionniers furent notamment l'équipe de Jörg Wrachtrup de l'Université de Stuttgart et celle de Philippe Grangier à l'Institut d'Optique.

Le cœur de l'intérêt de ces objets fluorescents est bien le fait qu'ils soient hébergés à l'état solide : à la différence d'un atome unique, pas besoin de le piéger, par exemple à l'aide de pinces optiques, dans une enceinte ultra-vide.⁷

Dans le TP, on dispose d'échantillons consistant en des lamelles couvre-microscope recouvertes d'une poudre de nanodiamants : c'est-à-dire un ensemble de cristaux de taille nanométrique de diamant pouvant contenir des centres NV en nombre très réduit, entre 0 et 5 centres typiquement. Certains nanodiamants hébergent donc un centre NV unique, et on peut exciter et collecter leur fluorescence pour obtenir une source de photons uniques

Microscopie confocale à balayage

Le montage utilisé dans cette partie est un microscope confocal à balayage. Il a pour but de collecter la fluorescence de nanodiamants isolés. Le propre d'un émetteur unique est d'émettre extrêmement peu de lumière par rapport à des sources méso- ou macroscopiques étendues. Filtrer toute autre source

⁷Cet avantage se fait au prix de quelques inconvénients : un centre NV est inséré dans la maille cristalline, donc particulièrement influencé par les phonons du cristal. Ses propriétés spectrales et de cohérence sont nettement moins bonnes que celles d'un atome – il faut souligner que tous les atomes correspondant à un même isotope sont des particules identiques et indiscernables en physique quantique. Ce n'est pas le cas des centres NV.

de lumière parasite est un impératif pour observer correctement les propriétés statistiques du flux lumineux à étudier.

Le microscope comporte une diode laser d'excitation à 532 nm (Oxxius), dont le flux peut-être réduit à l'aide d'un robinet optique (combinaison d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation). Le faisceau d'excitation est focalisé sur l'échantillon par un objectif de microscope de forte ouverture numérique (X100, NA=0,95). Les centres NV se trouvant dans le volume d'excitation fluorescent : une partie de leur flux émis est collecté par l'objectif de microscope et renvoyé à l'infini à travers un miroir dichroïque filtrant l'essentiel des photons de la pompe.

La voie de fluorescence comporte un relais afocal au foyer duquel se trouve un trou confocal, qui donne son nom à l'instrument. Cet iris est conjugué avec le plan de l'échantillon. Lorsque sa taille est choisie de telle sorte à être très légèrement supérieure à celle de la tache focale d'excitation, l'iris ne laisse passer que la fluorescence émise par les objets présents dans le plan de mise au point et conjugués avec l'ouverture de l'iris.

En sortie du relais, la fluorescence est dirigée vers le montage HBT de la partie précédente. Le Corrélateur LynXea permet dans un premier temps de mesurer le nombre de coups de fluorescence reçus.

A ce stade, il n'y a pas d'image formée. On dispose juste d'un signal reçu sur une photodiode. On forme une image 2D par balayage (*scan*) en sondant tous les points de la surface. Pour chaque position de l'échantillon, le signal de fluorescence est mesuré.

Dans notre montage le LynXea est relié à une carte d'acquisition National Instruments capable de compter les coups de détection reçus et de contrôler la position de trois cales piezoélectriques en X, Y, Z . Un logiciel permet de programmer les consignes en tension à appliquer aux trois cales pour que l'échantillon soit excité point par point par le laser vert. Pour chaque position, le niveau de signal est récupéré de telle sorte qu'une carte 2D du taux de coups détectés peut être reconstituée. On parle alors de carte de photoluminescence (*PL map* en anglais).

En mettant en place un miroir amovible et une voie d'éclairage en lumière blanche, il est possible d'obtenir une image en champ large sur une caméra. Cette possibilité d'imagerie permet d'aligner le faisceau laser d'excitation, d'identifier plus facilement le plan de mise au point de l'objectif, et d'ajuster la taille du *pinhole* confocal.

↪ Commencez par vérifier la position de l'objectif de microscope, et s'il est très proche de la surface, reculez-le nettement. Sa frontale est très petite, et la mise au point du montage demandera d'approcher avec délicatesse l'objectif de la surface.

↪ Tournez la clé et allumez la diode laser sans oubliant de brancher le ventilateur permettant de réguler la température de la diode. A l'aide de la lame demi-onde, placez vous au minimum de puissance transmise.

↪ Vérifiez que le laser se réfléchit sur le miroir dichroïque et est correctement envoyé dans la pupille arrière de l'objectif de microscope.

↪ Allumez la source de la voie en lumière blanche et vérifiez que la lumière atteint la surface.

↪ Retirez tout filtre ou diaphragme qui pourrait se trouver sur la voie confocale. Mettre en place le miroir amovible en direction de la caméra.

↪ Sur l'ordinateur, ouvrez le logiciel de la caméra. En jouant sur l'intensité de la source blanche et le temps d'intégration, commencez par obtenir un signal de réflexion de la lumière blanche sur l'échantillon.

↪ Augmentez ou diminuez si nécessaire la puissance transmise par le robinet optique pour observez un début de réflexion du faisceau laser en direction de la caméra. Rapprochez délicatement l'objectif de microscope de la surface, jusqu'à observer le point de focalisation du laser.

↪ Diminuez la puissance laser et observez le plan de mise au point en lumière blanche. Il est possible de confirmer votre mise au point en déplaçant latéralement l'échantillon à l'aide des vis micrométriques de translation : La surface de la lame comporte généralement de petits défauts qui suivent le déplacement de la platine dans le champ de la caméra.

↪ Lorsque le laser est correctement aligné, sa tache de focalisation reste grosso modo à symétrie de révolution en se déplaçant légèrement autour du point focal. Si nécessaire, reprendre légèrement l'alignement du laser vert pour améliorer la qualité de la tache observée.

Q14 A l'aide de l'ouverture numérique du microscope, estimez le diamètre du spot laser focalisé dans le plan de l'échantillon.

Confirmez cette estimation par une mesure directe : les pixels de la caméra ont une taille latérale de $10 \times 10 \mu\text{m}$. L'objectif de microscope X100 est un

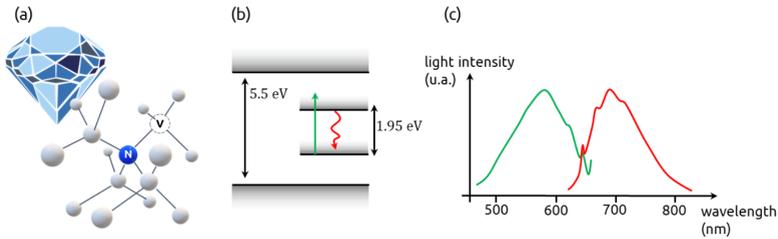


Figure 7.7: Centre NV du diamant. (a) Représentation schématique d'un centre NV, comprenant un atome d'azote (N) juste à côté d'une lacune (Vacancy, V). (b) Niveaux d'énergie du diamant. Le diamant est un semi-conducteur à large gap. La présence d'un centre NV crée un sous-niveau à l'intérieur de ce gap. (c) spectre d'absorption (en vert) et spectre de fluorescence (en rouge). La transition principale de la fluorescence, appelée raie à zéro phonons, du centre NV se situe à 635 nm (soit 1,95 eV). Les spectres sont fortement élargis par interaction avec les phonons.

objectif Olympus corrigé à l'infini, pour une configuration avec une lentille de tube de 150 mm de focale. Le relai afocal est formé de deux lentilles de focale 50 mm. L'objectif de la caméra, réglé sur l'infini, a pour focale $f = 100 \text{ mm}$.

Q15 A partir de vos mesures précédentes, proposez une taille de trou confocal à placer dans le relai afocal et permettant de réaliser de manière adéquate la confocalité.

↪ Mettez en place le pinhole de diamètre $50 \mu\text{m}$ au milieu du relai afocal. Observez à la caméra la surface de l'échantillon à travers le pinhole. Réglez la position latérale du pinhole de telle sorte qu'il se superpose au spot laser et soit dans le même plan de mise au point que l'échantillon : le microscope est maintenant confocal !

On va maintenant s'assurer que l'interféromètre HBT est suffisamment bien aligné pour collecter les photons de fluorescence qui ressortent du trou confocal.

↪ **Eteignez impérativement le LynXea !**

↪ Retirez le miroir amovible du banc. Débranchez une des entrées fibrées

du LynXea, reliez la à un *fiber checker* et allumez ce dernier. Une forte lumière rouge parcourt maintenant le montage à l'envers.

↪ Vérifiez le trajet suivi par la lumière rouge, qui doit se réfléchir sur plusieurs miroirs, traverser le relais afocal et son pinhole confocal, être réfléchi par le miroir dichroïque puis être focalisée par l'objectif de microscope sur la surface de l'échantillon. Utilisez les deux miroirs présents entre le pinhole confocal et l'entrée de l'étage HBT pour ajuster votre alignement.

↪ Une fois l'alignement effectué, retirez le fiber checker, rebranchez la fibre du LynXea, et mettez en place le filtre passe-haut sur le trajet du faisceau - en sus du miroir dichroïque, il permet de couper ce qu'il peut rester de photons de pompe tout en laissant passer la fluorescence.

↪ Allumez à nouveau le LynXea et démarrez sur l'ordinateur le logiciel Qudi, permettant d'obtenir des cartes de photoluminescence.

↪ Démarrez dans un premier temps le module de comptage (counter-gui). Observez le nombre de coups affiché par l'interface, et comparez le au nombre de coups d'obscurité attendu pour les détecteurs. Coupez le faisceau avec un écran pour déduire si des photons sont effectivement collectés par l'étage HBT ; augmentez si besoin la puissance du laser en partant du minimum pour obtenir un signal sur lequel optimiser votre alignement.

↪ Tous filtres en place et pour un signal de fluorescence sans ambiguïté au dessus u niveau d'obscurité, faites votre possible pour optimiser le niveau de signal à l'aide des miroirs d'alignement et de la position du trou confocal.

↪ Fermez le module ce comptage, puis démarrez le module de cartographie confocale (confocal-gui, voir Figure 7.8). Paramétrez un balayage de la surface d'au moins $20 \times 20 \mu\text{m}$ avec une résolution d'une cinquantaine de points par ligne.

↪ Observez le niveau de flux moyen et d'éventuelles zones fluorescentes de quelques pixels de côté s'éloignant nettement de ce niveau.

Q16 Les nanodiamants font au plus quelques dizaines de nanomètres de côté. Quelle taille typique de motif fluorescent sera observée sur la carte de photoluminescence ?

↪ Si la carte s'avère très uniforme en nombre de coups, déplacez vous très légèrement sur l'échantillon, et relancez une acquisition suffisamment résolue

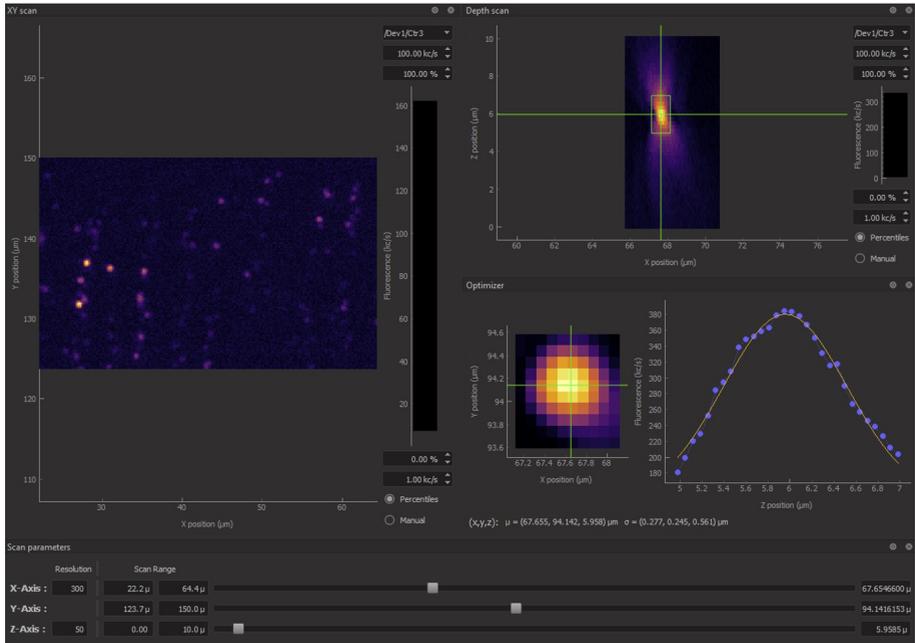


Figure 7.8: Fenêtre du module confocal-gui module du logiciel Qudi. La carte confocale de luminescence XY est affichée sur le panneau de gauche ; la carte XZ est affichée en haut à droite ; et le module d'optimisation de la position est en bas à droite. Les glissières en bas de l'écran ainsi que les curseurs sur les cartes confocales peuvent être utilisés pour ajuster manuellement et en direct la position des cales piezos.

spatialement. Si après quelques tentatives, vous n'observez rien, retirez le trou confocal et reprenez vos recherches.

La poudre de nanodiamants forment une constellation de taches fluorescentes toutes semblables, séparées les unes des autres de quelques microns.

↪ Une fois l'ensemble de nanodiamants repérés, utilisez les outils de zoom de Qudi pour effectuer successivement des balayages de plus en plus resserrés autour d'un nanodiamant unique.

↪ Achevez votre réglage en utilisant le module d'optimisation de la position de la platine, qui permet de rechercher le maximum d'intensité de fluorescence sur la base d'un fit gaussien 2D du profil de fluorescence d'un nanodiamant que vous aurez isolé.

↪ Achevez votre réglage en utilisant le module d'optimisation de la position de la platine, qui permet de rechercher le maximum d'intensité de fluorescence sur la base d'un fit gaussien 2D du profil de fluorescence d'un nanodiamant que vous aurez isolé.

Q17 Une fois le centre isolé, utilisez le module de comptages de coups de Qudi et le puissance mètre pour tracer la courbe donnant l'évolution du nombre de coups de fluorescence détectés en fonction de la puissance du laser d'excitation. Commentez la présence éventuelle d'un régime de saturation. Pour rappel, il est attendu que le nombre de coups dans cette expérience soit inférieur au million de coups par seconde.

↪ Fermez le module de comptage de Qudi et confirmez que le module de comptage du LynXea vous donne des valeurs compatibles.

↪ Ouvrez ensuite le module de corrélation du Lynxea.

On utilise cette fois le mode d'acquisition en **Time-Tagging**. Ce mode enregistre la date exacte, absolue de chaque événement de détection de photons sur chacune l'une ou l'autre des deux voies. De ce registre d'événement, il est à nouveau possible de tracer un histogramme de temps de retard assimilable à une mesure de $g^{(2)}(\tau)$ ⁸.

⁸Le mode de **cross-correlation** ne récupérait que l'information des temps de retard entre les détections sur chaque voie. En pratique, le mode d'acquisition de l'histogramme par le LynXea élimine un nombre important d'événements de son traitement afin de conserver une quantité de données certes partielle, mais traitable en temps réel. Tronquer les données est sans conséquence lorsque le rapport signal sur bruit est suffisant.

↪ Dans le module de comptage des détecteurs du LynXea, changez la fréquence de synchronisation des détecteurs pour la placer à 1,25 MHz ou 2,5 MHz. Dans le module de corrélation, choisissez le mode "**Time Tagging**". Choisissez l'emplacement de sauvegarde du fichier.

Q18 Une fois le centre isolé, utilisez le module de comptages de coups de Qudi et le puissance mètre pour tracer la courbe donnant l'évolution du nombre de coups de fluorescence détectés en fonction de la puissance du laser d'excitation. Commentez la présence éventuelle d'un régime de saturation. Pour rappel, il est attendu que le nombre de coups dans cette expérience soit inférieur au million de coups par seconde.

↪ Vérifiez que le nombre de coups sur les deux voies du corrélateur est à peu près équilibré. Optimisez le niveau de signal en reprenant très légèrement la position des cales piezos (utilisez directement les curseurs du module confocal gui).

Q19 Notez la valeur du taux de détection moyen sur chaque voie. Pour une fenêtre de coïncidence à la limite de résolution du LynXea (13 ps), estimez le temps d'acquisition nécessaire pour obtenir un décompte moyen de 100 coïncidences accidentelles. Sachant qu'il est possible de traiter les informations de *time tagging* pour effectuer du *binning* temporel (c'est à dire concaténer plusieurs fenêtre de 13 ps pour compter plus de coups au détriment de la résolution temporelle), expliquez quelle valeur de temps d'acquisition vous choisissez.

↪ Effectuez votre mesure de *time tagging* en lançant l'acquisition sur typiquement plusieurs minutes. Pendant ce temps, assurez-vous que le nombre de coups sur les compteurs varie suffisamment peu et reste proche de son maximum : ouvrez le module de comptage de **Qudi, counter-gui**, et surveillez en permanence les coups, dont le nombre peut décroître en cas de dérive de la cale piezo.

↪ Corrigez de temps en temps si nécessaire la position de la cale en bougeant le curseur de la carte confocale affichée sur le module **confocal-gui**.

Q20 Récupérez le fichier de time-tagging généré par l'acquisition. Utilisez le fichier python mis à disposition (*time-tagging-processing.py*) pour retracer l'histogramme des temps de retard.

Q21 Quelles sont les différentes signatures expérimentales s'éloignant du niveau de coïncidences accidentelles observables ? Commentez l'histogramme obtenu.

Q22 Confirmez ou non la présence d'une chute de coïncidences aux temps courts, inférieurs à la quelques nanosecondes. Pourquoi peut-on parler de dégroupement de photons ?

Q23 Estimez la valeur du paramètre $g^{(2)}(0)$ avec ses incertitudes associées. Le flux de photons émis fait-il du nanodiamant une source de rayonnement non-classique ? Une source de photons uniques ?

Annexe : Théorie semi-classique et quantique de la photodétection

Théorie semi-classique de la photodétection et fonctions de corrélation

La théorie semi-classique de la photodétection constitue une approche intermédiaire entre l'optique classique et l'optique quantique. Dans ce cadre, le champ électromagnétique incident est traité comme une grandeur classique, tandis que le détecteur (par exemple, un atome) est modélisé quantiquement, par une distribution discrète de niveaux. Le processus de détection se décrit alors par la transition du niveau fondamental de l'atome vers son état excité. Cette approche permet de décrire un grand nombre de phénomènes observés expérimentalement, notamment dans le cas de la lumière cohérente ou thermique.

Dans cette théorie, la probabilité qu'un détecteur enregistre un photon dans un intervalle dt à l'instant t est supposée proportionnelle à l'intensité instantanée du champ électromagnétique, soit $I(t) = |E(t)|^2$, où $E(t)$ est l'amplitude complexe du champ électrique.

$$P(t)dt \propto I(t)dt$$

Fonction de corrélation de premier ordre

La fonction de corrélation de premier ordre est définie par l'expression :

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle}{\langle |E(t)|^2 \rangle},$$

où l'opérateur $\langle \cdot \rangle$ désigne une moyenne d'ensemble ou temporelle. Cette fonction mesure la cohérence temporelle du champ, c'est-à-dire la capacité de deux valeurs du champ séparées d'un intervalle τ à interférer. Elle intervient notamment dans la description des expériences d'interférence (type Michelson, Young, etc.) : le module de $g^{(1)}(\tau)$ définit le degré de cohérence temporelle de la source au sens classique du terme. Normalisé à 1, il est égal la visibilité des interférences en sortie de l'interféromètre.

La fonction $g^{(1)}(\tau)$ définit la notion de cohérence au sens de l'optique classique : il s'agit de la capacité d'un champ à générer des interférences. Sa largeur caractéristique est reliée à la longueur de cohérence de la source. La mesure de $g^{(1)}(\tau)$ n'est toutefois pas toujours en mesure de distinguer des champs de nature pourtant très différentes : il est bien connu qu'un laser et qu'une lampe spectrale sont deux sources capables de générer des interférences extrêmement contrastées proche du contact optique d'un Michelson. Pourtant,

le champ de la lampe spectrale présente des fluctuations de phase et d'intensité qui justifient qu'il soit décrit de manière très différente de celui d'un laser. Il est donc nécessaire de creuser la notion de cohérence à un ordre supérieur.

Fonction de corrélation de second ordre

Sur le même principe que précédemment, on peut définir des probabilités conjointes de détection. La probabilité conjointe d'enregistrer un premier événement de détection à l'instant t , suivi d'un second à l'instant $t + \tau$ sur des intervalles de temps dt s'écrit :

$$P(t + \tau, t)(dt)^2 \propto I(t)I(t + \tau)(dt)^2$$

Cette probabilité est directement reliée à la fonction de corrélation de second ordre, définie par :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle |E(t)|^2 |E(t + \tau)|^2 \rangle}{\langle |E(t)|^2 \rangle^2} = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}.$$

Cette fonction est très exactement ce qui est mesuré dans l'expérience HBT. Elle mesure la corrélation entre deux détections à des instants séparés par τ . Le numérateur étant une probabilité conjointe de détection, et le dénominateur une probabilité simple, le $g^{(2)}(\tau)$ s'interprète comme une probabilité conditionnelle (normalisée) de détection :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{P(t + \tau|t)}{P(t)}$$

c'est à dire la probabilité de mesurer un événement de détection à une date $t + \tau$ après un premier événement détecté à la date t .

Des propriétés particulières de cette fonction peuvent être attendues pour $\tau = 0$. On peut ainsi écrire :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I^2(t) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \geq 1$$

l'inégalité étant celle de Cauchy-Schwarz.

Il est également utile de souligner le lien très simple qu'il existe entre $g^{(2)}(\tau)$ et fluctuations d'intensité de la source. Si la variance en intensité du champ mesuré s'écrit :

$$\sigma_I^2 = \langle I^2(t) \rangle - \langle I(t) \rangle^2$$

alors

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{\sigma_I^2}{\langle I(t) \rangle^2}$$

ce qui est une autre manière de retrouver les propriétés de l'inégalité de Cauchy-Schwarz. Ces résultats prédisent des corrélations positives dans le signal d'intensité d'une source, et entre les deux détecteurs d'une expérience HBT, tel qu'elle a été réalisée pour la première fois dans le domaine radio (à l'aide de "square law detectors", mesurant un courant électrique). C'est très exactement ce qui a été observé, mais soulignons qu'à ce stade, derrière le formalisme, ce résultat relève de la pure évidence : la lumière étant une onde, elle est divisée en deux par la séparatrice d'un interféromètre HBT. Le signal en intensité reçu sur deux détecteurs placés symétriquement est corrélé, simplement parce qu'il est identique ! La perte de corrélation observée en reculant ou avançant un détecteur est reliée aux échelles temporelles des fluctuations d'intensité, c'est-à-dire à la longueur de cohérence temporelle de la source.

La fonction $g^{(2)}(\tau)$ permet ainsi d'analyser la nature statistique de la lumière détectée : et on peut montrer très simplement que, selon que la lumière analysée soit issue d'une source dite "cohérente" ou thermique $g^{(2)}(\tau)$ prendra des valeurs caractéristiques différentes.

Lien entre $g^{(1)}$ et $g^{(2)}$ pour la lumière thermique (champ gaussien)

A ce stade, la question de la valeur exacte attendue pour la fonction $g^{(2)}$ n'a pas été discutée.

Dans le cas particulier où le champ $E(t)$ est un processus aléatoire gaussien complexe, ce qui est une hypothèse raisonnable pour la lumière thermique ou pseudo-thermique⁹, on peut appliquer le **théorème de Wick** pour exprimer les moments d'ordre quatre en fonction des moments d'ordre deux. On obtient alors la relation remarquable :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2.$$

Cette relation est l'un des résultats centraux de la théorie semi-classique de la photodétection. Elle prédit, en particulier, que $g^{(2)}(0) = 2$ pour un champ thermique, puisque $|g^{(1)}(0)| = 1$.

$g^{(2)}$ pour la lumière laser.

L'invention du laser par Maiman a très rapidement suscité un immense intérêt pour ses propriétés de cohérence, initialement mal comprise. L'hypothèse de

⁹La lumière "thermique" est modélisée par le champ dans un mode résultant de l'excitation du mode par une multitude de sources indépendantes, elle-même générant un champ décrit comme un processus aléatoires. Le champ d'une source thermique est donc la résultante d'une somme de variables aléatoires, et on peut utiliser le théorème central limite pour justifier que le champ total est décrit par un processus aléatoire gaussien.

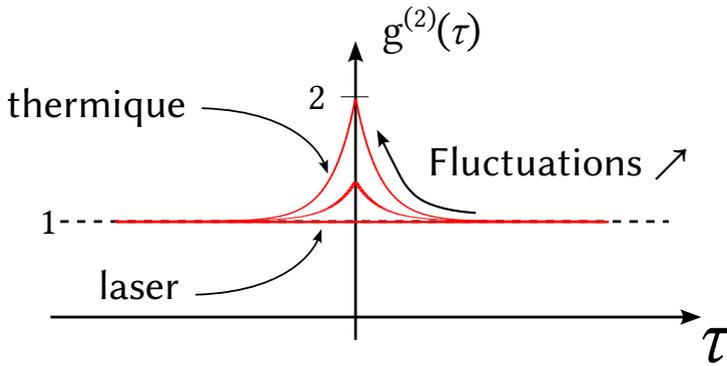


Figure 7.9: Lien entre $g^{(2)}(\tau)$ pour un laser et une source thermique. Partant de $g^{(2)}(0) = 1$ pour la lumière cohérente, laser, la présence de fluctuations d'intensité dans une source thermique fait augmenter la valeur de $g^{(2)}(0)$, ce qui se traduit également par l'apparition d'un temps de cohérence τ_c , caractéristique de la largeur de la fonction.

Mandel et Wolf était que la différence entre laser et source thermique se situait essentiellement sur le plan de la longueur de cohérence, donc de la largeur de la fonction, et non de la valeur $g^{(2)}(0)$. Un laser idéal résulte d'un processus d'émission stimulée, qui interdit de décrire le champ comme une somme de variable aléatoires indépendantes. Son champ se définit par l'absence de fluctuations en intensité, $\sigma_I^2 = 0$. Dès lors, la relation (4.3) prédit $g_{\text{laser}}^{(2)}(0) = 1$.

A l'inverse, les expressions précédentes montrent donc que si une source pseudo thermique présente une valeur de $g^{(2)}(0)$ allant jusqu'à 2, c'est parce qu'elle présente des fluctuations d'intensité, dont la dynamique temporelle définit par ailleurs un temps de cohérence (voir Figure 7.9).

Limites de la théorie semi-classique

Dans une large mesure, la théorie semi-classique, décrivant la lumière comme une onde, rend parfaitement compte des résultats expérimentaux dès lors que les grandeurs mesurées sont des grandeurs continues, restant compatibles avec la vision ondulatoire de la lumière.

La simple réalisation de l'expérience HBT avec des photodétecteurs a permis d'éclairer d'un jour nouveau les corrélations positives entre paires de détecteurs dans une perspective corpusculaires : il s'agit alors de la tendance des photons

issus d'une source thermique à être détectés par paires, phénomène connu sous le nom de bunching.

La théorie semi-classique, parce qu'elle n'incorpore pas la quantification du champ et donc le concept de photon, ne permet pas de rendre compte du bunching et en pratique de tous les effets purement quantiques - notamment ceux associés aux sources de photons uniques. C'est l'objet de la théorie de la cohérence de Glauber.

Théorie de la cohérence de Glauber et fluctuations d'intensité

La théorie de la cohérence de Glauber constitue le formalisme fondamental de l'optique quantique. Elle permet une description complète du champ électromagnétique en tant que système quantique, en introduisant notamment les opérateurs de champ et les fonctions de corrélation. L'un des apports majeurs de cette théorie est de permettre une caractérisation des états de lumière, en lien avec les statistiques de photons et les fluctuations d'intensité telles qu'observées sur des photodétecteurs.

Opérateurs de champ et opérateur nombre

Le champ électrique quantifié dans un mode (par exemple, pour un champ monochromatique dans une cavité ou un mode du vide) est écrit comme une superposition d'opérateurs de création et d'annihilation :

$$\hat{E}^{(+)}(t) \propto \hat{a}e^{-i\omega t}, \quad \hat{E}^{(-)}(t) = \left[\hat{E}^{(+)}(t) \right]^\dagger \propto \hat{a}^\dagger e^{i\omega t}.$$

L'intensité du champ, liée à l'énergie transportée, est alors reliée à l'opérateur nombre :

$$\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}.$$

La moyenne de cet opérateur donne le nombre moyen de photons dans le mode : $\langle \hat{n} \rangle$, et sa variance décrit les fluctuations de photon :

$$(\Delta n)^2 = \langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2.$$

Théorie quantique de la photodétection

Détecter un photon, c'est l'absorber. Le processus de détection est donc intrinsèquement relié à l'opérateur d'annihilation. Pour une situation impliquant un détecteur, éclairé par un champ de lumière initialement dans l'état $|i\rangle$ et pouvant passer dans l'état final $|f\rangle$ après absorption d'un photon par le détecteur d'un photon, l'élément de matrice pertinent est bien :

$$\langle f | \hat{E}^{(+)}(t) | i \rangle$$

La probabilité de transition est liée au module carré de ce terme, $|\langle f|\hat{E}^{(+)}(t)|i\rangle|^2 = \langle i|\hat{E}^{(-)}(t)|f\rangle\langle f|\hat{E}^{(+)}(t)|i\rangle$, et la probabilité totale de détection se déduit par une somme sur toutes les transitions possibles, de telle sorte que

$$P(t) \propto \langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(+)}(t) \rangle = \langle \hat{n}(t) \rangle$$

tandis que la probabilité de coïncidence entre deux détecteurs (ou deux clics à des instants séparés) est :

$$P(t, t + \tau) \propto \langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(-)}(t + \tau)\hat{E}^{(+)}(t + \tau)\hat{E}^{(+)}(t) \rangle$$

Si ces expressions sont d'apparence analogues au cas classique en faisant apparaître produit de champs complexes et nombre de photons, il faut souligner l'absence de commutation des opérateurs annihilation et création : en d'autres termes, l'ordre des opérateurs a une importance capitale pour la suite. Ce point est intrinsèquement non retranscrit par la théorie semiclassical.

Sur cette base, Glauber a introduit des fonctions de corrélation quantiques qui décrivent entièrement les statistiques observables via des photodétecteurs sensibles aux photons individuels.

Fonctions de corrélation de Glauber

La cohérence du champ est caractérisée par les fonctions de corrélation temporelles.

1. Premier ordre : cohérence de phase

$$G^{(1)}(t, t + \tau) = \langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(+)}(t + \tau) \rangle.$$

Cette fonction est liée à la cohérence temporelle du champ (interférences de phase). La version normalisée est :

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{G^{(1)}(t, t + \tau)}{\sqrt{\langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(+)}(t) \rangle \langle \hat{E}^{(-)}(t + \tau)\hat{E}^{(+)}(t + \tau) \rangle}}.$$

2. Second ordre : fluctuations d'intensité

$$G^{(2)}(t, t + \tau) = \langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(-)}(t + \tau)\hat{E}^{(+)}(t + \tau)\hat{E}^{(+)}(t) \rangle.$$

La fonction normalisée :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{G^{(2)}(t, t + \tau)}{G^{(1)}(t, t)G^{(1)}(t + \tau, t + \tau)},$$

décrit les ****corrélations d'intensité**** détectables en coïncidences. Elle permet d'accéder à la nature statistique de l'état de lumière.

Pour $\tau = 0$, on obtient :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2}.$$

Utilisant les identités d'algèbre des opérateurs bosoniques, on peut réécrire :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}(\hat{n} - 1) \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 - \frac{1}{\langle \hat{n} \rangle} + \frac{(\Delta n)^2}{\langle \hat{n} \rangle^2}.$$

Ce lien explicite entre $g^{(2)}(0)$ et les fluctuations de nombre de photons montre qu'on peut caractériser la lumière via sa variance.

Origine des fluctuations super-poissoniennes pour la lumière thermique

Au sein du champ de la cavité, intéressons-nous à un mode \mathbf{k} donné à la fréquence ω . La composante au champ total selon ce mode est elle-même une superposition de contributions : les différentes excitations de ce mode par N sources indépendantes, où N est un très grand nombre représentant les atomes évoqués ci-dessus.

$$\mathcal{E}_{\mathbf{k}}^{\text{tot}} = \sum_{j=1}^N \mathcal{E}_{\mathbf{k}}^j$$

Les champs $\mathcal{E}_{\mathbf{k}}^j$ sont les différentes excitations par les N sources d'un même mode. Ils ne diffèrent que par l'amplitude complexe d'excitation de ce mode :

$$\mathcal{E}_{\mathbf{k}}^j = \mathcal{E}_0 e^{i\phi_j(t)}$$

La densité d'énergie d'un champ \mathcal{E} est proportionnelle au module carré de son champ $|\mathcal{E}|^2$. La densité d'énergie "instantanée" de la somme d'ondes s'écrit :

$$|\mathcal{E}|^2 = |\mathcal{E}_0|^2 \left(\sum_{j=1}^N e^{i\phi_j(t)} \right) \left(\sum_{k=1}^N e^{-i\phi_k} \right) = |\mathcal{E}_0|^2 \left(N + \sum_{j \neq k} e^{i(\phi_k - \phi_j)} \right)$$

Les phases étant tirées aléatoirement entre 0 et 2π , la moyenne statistique du second terme de la parenthèse tend vers zéro :

$$|\bar{\mathcal{E}}|^2 \approx N |\mathcal{E}_0|^2$$

En représentant un champ comme issu d'un processus aléatoire qui est la sommation d'un grand nombre N de champs indépendant, on trouve que la

densité d'énergie d'un mode s'écrit (comme on pouvait s'y attendre) comme une somme incohérente, celle de la densité d'énergie de chacun des N champs rayonnés par les différentes sources.

Nous passons maintenant aux fluctuations de l'énergie d'un mode en calculant la moyenne du carré de l'énergie :

$$\begin{aligned} \overline{|\mathcal{E}|^2}^2 &= |\mathcal{E}_0|^4 \left| \left(N + \sum_{j \neq k} e^{i(\phi_k - \phi_j)} \right) \right|^2 \\ &= |\mathcal{E}_0|^4 \left(N^2 + 2N \sum_{j \neq k} e^{i(\phi_k - \phi_j)} + \sum_{j \neq k} e^{-i(\phi_k - \phi_j)} \sum_{l \neq m} e^{i(\phi_m - \phi_l)} \right) \end{aligned}$$

Le deuxième terme, précédé du facteur $2N$, a une moyenne statistique aussi égale à 0 lorsque le tirage des phases est aléatoire entre 0 et 2π .

Dans le troisième terme, qui représente un produit entre sommes, de nombreux termes font apparaître des exponentielles avec des différences de variables aléatoires, dont la moyenne statistique sera également nulle. Seuls subsisteront les termes pour lesquels les phases se compensent, à savoir ceux pour lesquels les indices concordent : $j = l$ et $k = m$. Il y a un total de N^2 termes qui font apparaître cette compensation dans le développement du produit de sommes. On obtient ainsi :

$$\overline{|\mathcal{E}|^2}^2 = |\mathcal{E}_0|^4 (N^2 + 0 + N^2) = 2|\mathcal{E}_0|^4 N^2$$

La variance des fluctuations en énergie est donc :

$$\sigma_E^2 = \overline{|\mathcal{E}|^2}^2 - \overline{|\mathcal{E}^2|}^2 = 2|\mathcal{E}_0|^4 N^2 - (|\mathcal{E}_0|^2 N)^2 = N^2 |\mathcal{E}_0|^4$$

Et les fluctuations relatives :

$$\frac{\sigma_E^2}{E^2} = \frac{N^2 |\mathcal{E}_0|^4}{N^2 |\mathcal{E}_0|^4} = 1$$

On obtient un résultat capital de la mécanique ondulatoire : **les fluctuations en énergie d'un mode du champ électromagnétique, sont du même ordre de grandeur que son énergie totale.** Et c'est tout à fait normal : cette propriété thermodynamique est compatible avec le phénomène d'interférences et de diffraction. Un champ, interférant avec lui-même – il s'agit donc d'interférences à deux ondes – présente en effet des franges qui montrent que sa densité d'énergie peut descendre jusqu'à zéro (franges parfaitement sombres) ou s'élever jusqu'au double de la densité d'énergie moyenne (franges brillantes). Dans notre cas, l'énergie moyenne est proportionnelle au nombre N d'émetteurs, et par interférences, on peut atteindre localement des valeurs en N^2 .

Vision ondulatoire et corpusculaire des fluctuations d'intensité

L'image d'un photon comme une particule pose de très nombreuses limites aux interprétations physiques. Un photon, désigne avant tout un champ électromagnétique, excité une unique fois, au sens de la quantification des oscillateurs harmoniques. Les grandeurs qui définissent ce champ sont purement ondulatoires. Le propre d'une onde est de présenter une forme de délocalisation. Il est donc assez peu raisonnable de parler de la probabilité de présence d'un photon, ou de décrire un flux de lumière comme une succession de photons.¹⁰

On peut toutefois représenter qualitativement un photon comme un paquet d'onde consistant en une superposition des différents modes du système. Les phénomènes de groupement ou dégroupement de photons observables en mesurant des coïncidences, ainsi que les fluctuations d'intensité mesurables en photocourant peuvent alors s'interpréter au travers de différents scénarios d'interférences et de relations de phase entre paquets d'onde.

¹⁰La "position" d'un photon n'est pas une grandeur définie. On peut toutefois, dans des cas simples, associer la distribution du champ électromagnétique à une densité de probabilité de détection d'un photon par un détecteur. C'est le cas par exemple du champ dans une cavité fermée possédant des modes hermitiens bien définis. Les ventres du champ s'apparentent à des positions où la probabilité de détection est plus élevée – que l'on peut interpréter comme une région de l'espace où un photon se trouve de manière plus probable qu'ailleurs. Dans le cas général, cette passerelle ne peut être établie rigoureusement car le problème devient fortement multi-modes.

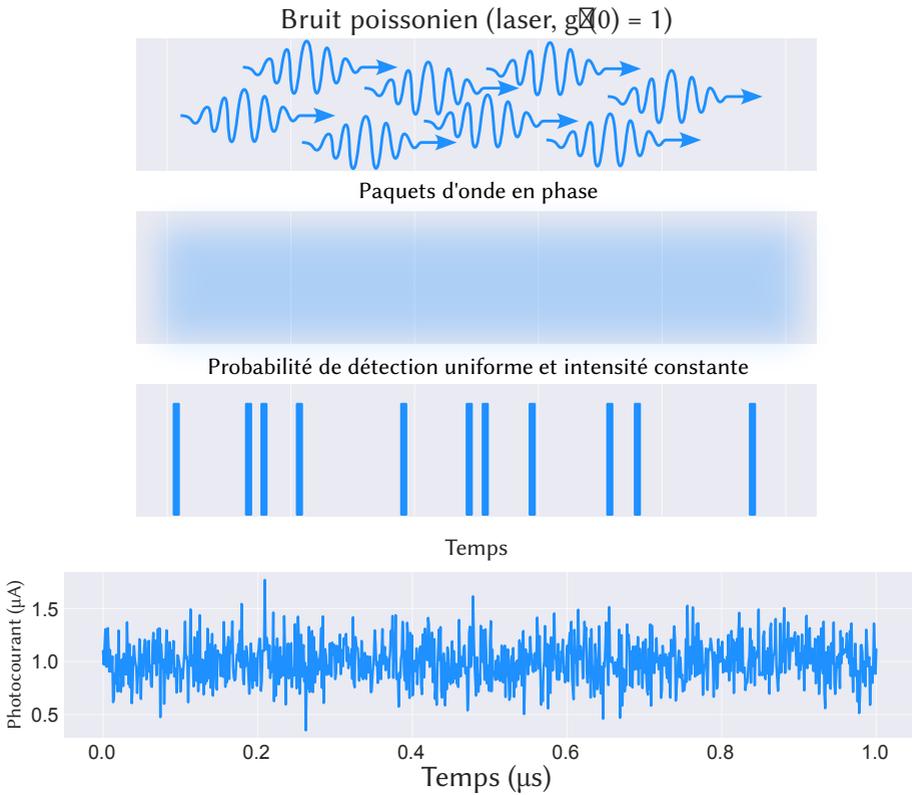


Figure 7.10: Interprétation des différentes statistiques de photons en termes de photocourant ou des statistiques des événements de détection. (a) La distribution poissonnienne, typique du laser, correspond à des paquets d'onde qui se recouvrent sans fluctuation de phase, donnant lieu à une probabilité de détection uniforme et constante au cours du temps (interprétée macroscopiquement comme l'intensité constante du laser). Il en résulte un bruit poissonnien, le bruit de grenaille très fréquemment rencontré.

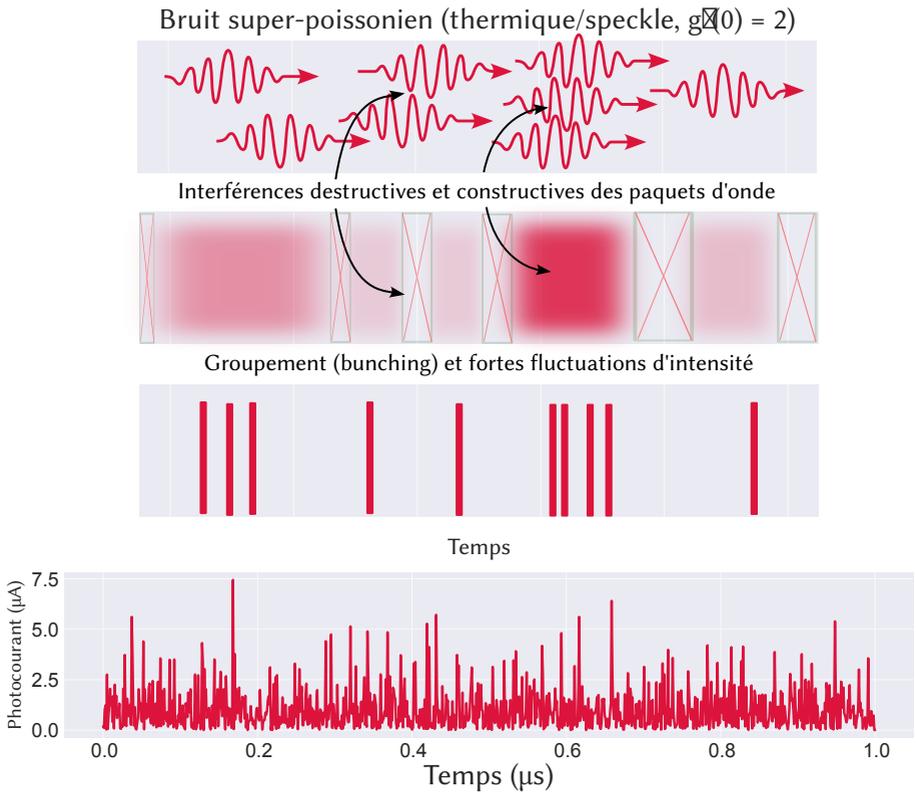


Figure 7.11: Interpretation of different photon statistics in terms of photocurrent or detection event statistics. (b) The random phase fluctuations between wave packets in a thermal source lead to significant fluctuations in the probability of presence, resulting in large intensity fluctuations and a bunching phenomenon, when the probability wave packets interfere constructively.

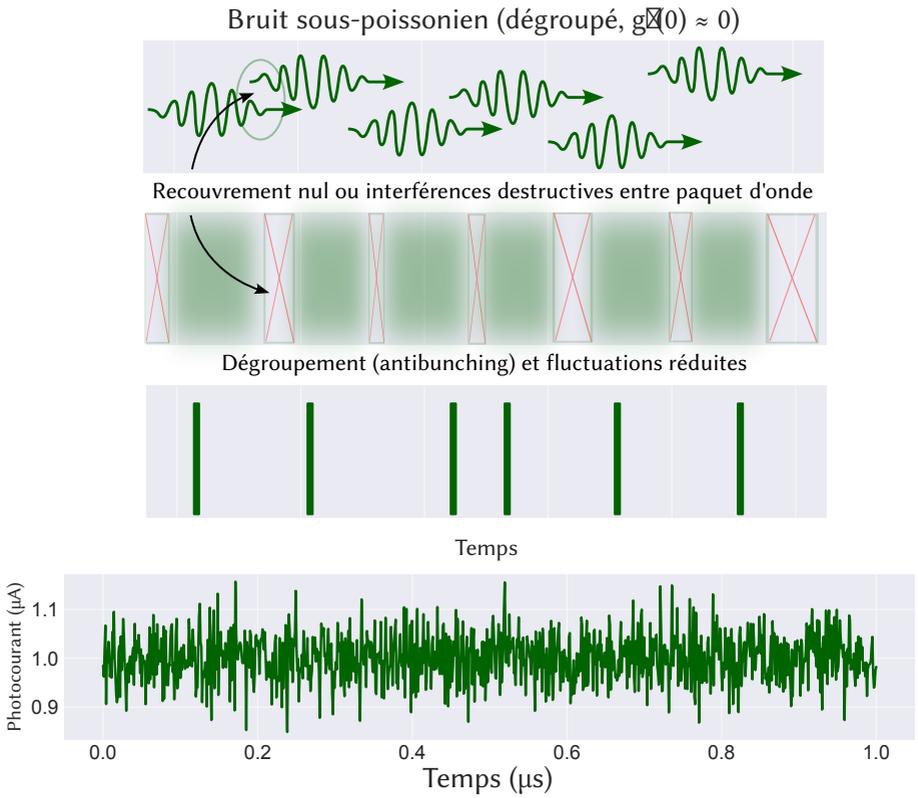


Figure 7.12: Interprétation des différentes statistiques de photons en termes de photocourant ou des statistiques des événements de détection. La source de photons uniques présente des paquets disjoints se recouvrant peu. Il en résulte une probabilité de présence nulle à intervalles réguliers entre chaque paquet d'onde correspondant à un photon unique. Les fluctuations d'intensité sont très réduites.