

TP : Sources de photon Unique

Philéas Thibault - Boris Baudel - Benjamin Oksenberg

Ecole Normale Supérieure Paris-Saclay- ArteQ

1. Introduction

Une source de photons uniques est un système capable d'émettre des photons un par un, de manière contrôlée, sans qu'il y ait d'émission simultanée de deux photons ou plus. Ces sources sont fondamentales pour des applications en optique quantique, cryptographie quantique et calcul quantique. Dans ce contexte, les centres NV (nitrogen-vacancy) dans le diamant sont des candidats idéaux pour produire des photons uniques selon les étapes suivantes :

1. **Excitation laser** : Un laser excite le centre NV, amenant un électron dans un état excité.
2. **Émission spontanée** : L'électron se désexcite et émet un photon unique.
3. **Collecte de photons** : Des lentilles ou fibres optiques collectent ces photons pour des expériences ultérieures.

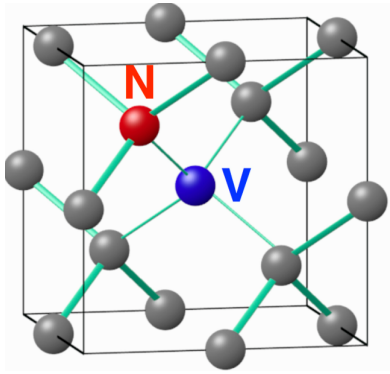


Figure 1: Centre NV du diamant

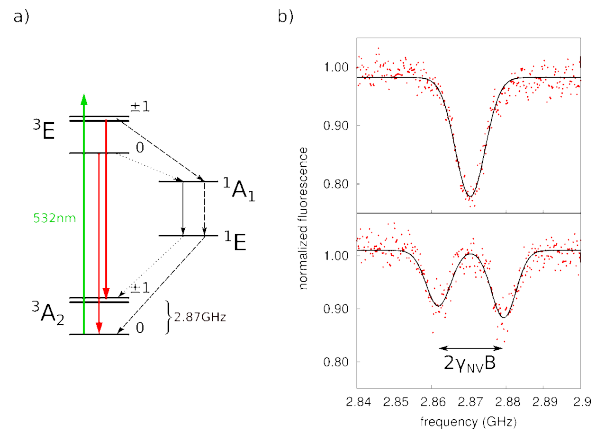


Figure 2: Etats d'émission (Rouge) et d'absorption (Vert) du centre NV

Le paramètre $g^{(2)}(\tau)$ est défini comme :

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

où :

- $I(t)$ représente l'intensité lumineuse détectée à un instant t ,
- $\langle I(t)I(t+\tau) \rangle$ est proportionnel à la probabilité de détecter deux photons séparés par un délai τ ,
- À $\tau = 0$, $g^{(2)}(0)$ mesure la probabilité de détecter plusieurs photons en même temps.

Type de source	$g^{(2)}(0)$	Exemple
Source de photon unique	$g^{(2)}(0) < 0.5$	Centre NV, photon unique
Lumière cohérente	$g^{(2)}(0) = 0.5$	Laser idéal
Source quelconque	$g^{(2)}(0) > 1$	Lampe à incandescence

Table 1: Comparaison des valeurs de $g^{(2)}(0)$ selon les types de sources lumineuses.

2. Schéma expérimental

Le schéma classique permet de mesurer la fonction de corrélation en intensité d'un champ lumineux à l'aide d'un dispositif électronique qui enregistre les coïncidences entre les détections aux instants t et $t + \tau$, au moyen d'un retard électronique ajustable.

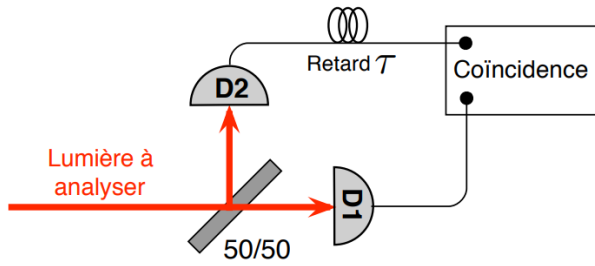


Figure 3: Montage de type Hanbury Brown et Twiss

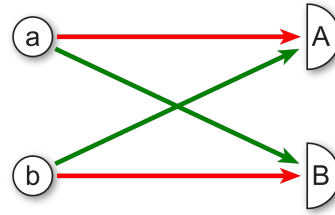


Figure 4: Deux points de la source, a et b, émettent des photons détectés par les détecteurs A et B. Les deux couleurs représentent deux façons différentes de détecter deux photons.

2.1 Notre Schéma

Le microscope confocal repose sur un filtrage spatial en espace de Fourier pour limiter le volume de détection au plan focal. Un sténopé positionné dans le plan focal de Fourier bloque les rayons issus de plans hors foyer. Le setup expérimental comprend : un laser vert à puissance ajustable par polarisation, des miroirs dichroïques réfléchissant la lumière verte, un télescope pour adapter le faisceau à l'objectif, et des miroirs de directionnement pilotés par un système piézoélectrique. Ce dernier permet un balayage précis de l'échantillon en convertissant des angles en positions spatiales.

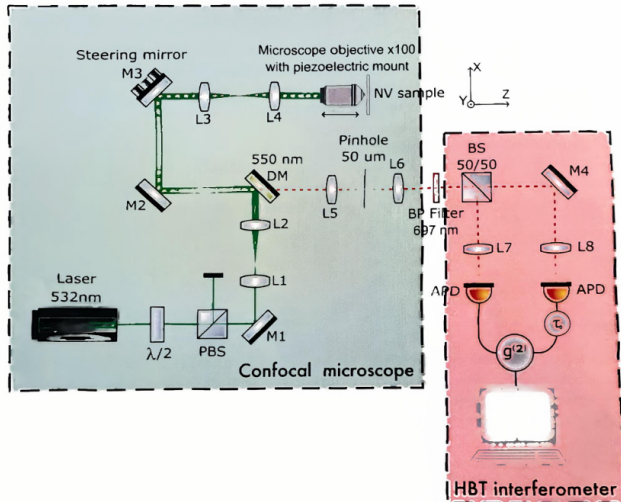


Figure 5: Schéma de notre montage expérimental

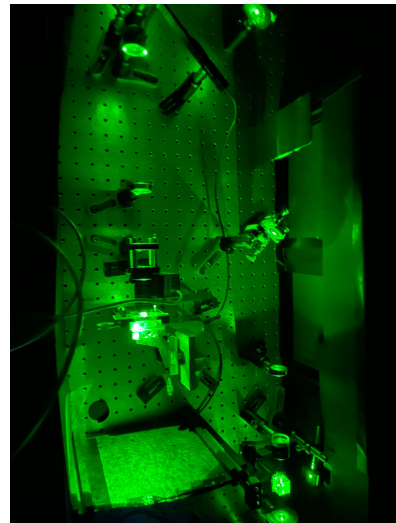


Figure 6: Photographie d'une partie du montage expérimental. Un laser à 532nm éclaire un échantillon de nanodiamants au milieu à gauche.

3. Choix du nanodiamant

À l'aide d'un miroir monté sur des piézoélectriques, le logiciel *Qudi* permet balayer l'échantillon afin de reconstruire une carte d'intensité de fluorescence.

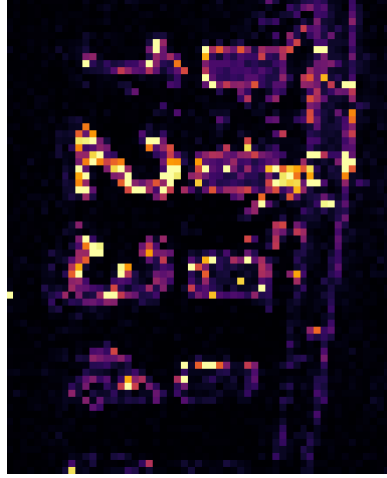


Figure 7: Image de l'échantillon

On observe les surfaces d'or particulièrement brillantes, on fait alors une imagerie plus précise sur une zone sombre. On voit alors apparaître des tâches de fluorescence correspondant aux nanodiamants. On choisit l'un des nanodiamants, *Qudi* permet alors d'optimiser la position du laser sur l'échantillon pour le center sur celui-ci, on lance ensuite l'acquisition de la courbe du $g(2)$ et on peut alors estimer le nombre de centres nv en fonction du minimum : un centre unique correspond à un compte de photons nul. On peut reproduire l'expérience pour différents nanodiamants jusqu'à en trouver un avec un centre NV unique, ou au moins suffisamment peu. La luminosité des nanodiamants étant fonction de leur nombre de centres NV on peut chercher les taches les moins lumineuses.

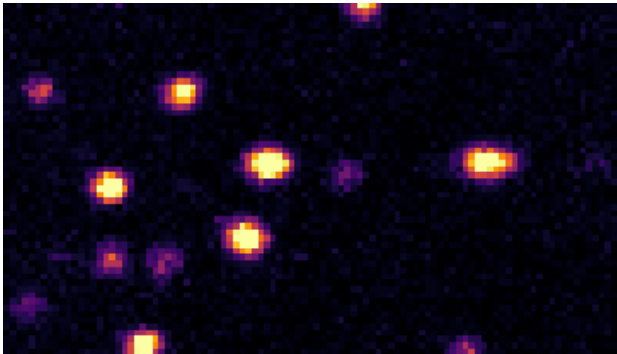


Figure 8: Recherche de nanodiamants dans le logiciel Qudit. Des tâches de fluorescence révèlent la présence de nanodiamants contenant des centres NV.

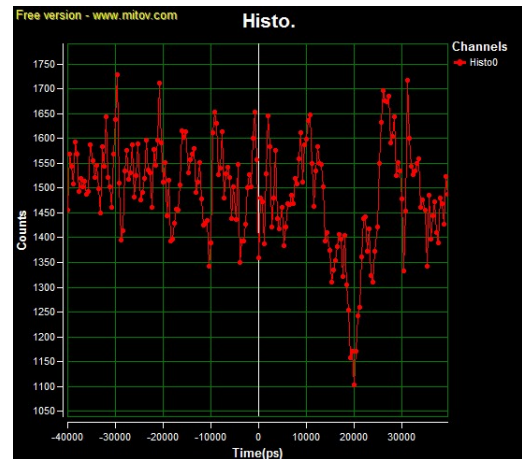


Figure 9: La fonction $g^{(2)}$ associée

3.1 Mesure des courbes de saturation

L'intensité de fluorescence I d'un nanodiamant est mesurée pour différentes puissances P du laser d'excitation. On s'attend à ce que l'intensité émise suive la relation :

$$I = I_{\infty} \frac{s}{1 + s} \quad , \quad (3.1)$$

où I_{∞} est l'intensité de fluorescence à puissance infinie et $s = P/P_{sat}$. C'est cette fonction qui est ajustée aux données expérimentales 1.

```

1 def fit(P,C_inf,P_sat):
2     return C_inf*P/ (P + P_sat)
3
4 power = np.array( [10.4 , 0.44 , 5,7.5,3.4,9,1,2.5,6.1,2,4])
5 NV_count = np.array([ 150 , 12 , 100,120,100,150,30,65,110,65,100])
6 background_count = np.array( [ 9.5, 1.5, 5, 7,4,8,2,3,5.7,2.7,5])
7
8 C = NV_count- background_count
9
10 params,_ = curve_fit(fit, power, C)
11
12 Power = np.sort(power)
13 I_fit = fit(Power,*params)

```

Listing 1: Exemple de code python permettant d'ajuster les intensités mesurées en fonction de la puissance de pompe afin de déterminer la puissance de saturation du nanodiamant

Dans cette expérience, deux filtres optiques sont utilisés pour isoler le signal émis par le centre NV d'un diamant après excitation par un laser de 532 nm. Le filtre passe-bas (LP) élimine la lumière laser, mais laisse passer l'ensemble du spectre du centre NV, au prix d'un bruit plus élevé. En revanche, le filtre passe-bande (BP), centré sur 697 nm, transmet uniquement une plage étroite de longueurs d'onde, réduisant ainsi le bruit, mais risquant de perdre une partie du signal. Les résultats obtenus avec chaque filtre permettent de comparer la qualité du signal et d'évaluer le paramètre α , en tenant compte du compromis entre signal et bruit.

L'ajustement des données expérimentales avec la formule (3.1) est donné Fig.10 et Fig.11. On obtient une puissance de saturation de 5,4 mW avec le filtre passe-bande. Avec le filtre passe-bas, l'ajustement donne une puissance de saturation de 9 mW environ. Les données restent néanmoins assez bruitées pour évaluer correctement la puissance de saturation. De plus, l'intensité mesurée avec un filtre passe-bas est polluée par la lumière infrarouge émise par une photodiode qui est détectée par l'autre, ces données ne permettent donc pas de réaliser un ajustement correct avec la formule (3.1).

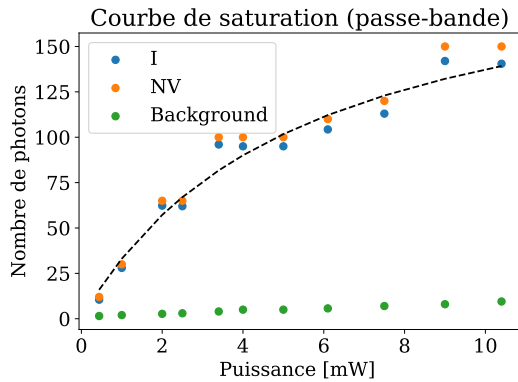


Figure 10: Nombre de photons collectés en fonction de la puissance du laser lorsque la fluorescence est filtrée par un filtre très sélectif (Band Pass)

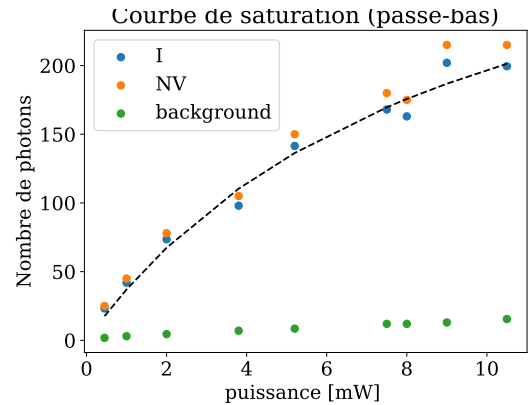


Figure 11: Nombre de photons collectés en fonction de la puissance du laser lorsque la fluorescence est filtrée par un filtre peu sélectif (Low Pass)

4. Fonctions $g^{(2)}$

4.0.1 Bruit et son effet sur $g^{(2)}(0)$

Les principales sources de bruit lors des mesures $g^{(2)}$ incluent :

- Les photons parasites dans l'environnement,
- La photoluminescence non liée au centre NV,

- Les comptages obscurs des APD (négligeables ici, 250 cts/s contre 100 kcts/s pour le NV).

Considérons un émetteur unique avec un bruit Poissonien ($g^{(2)}(\tau) = 1 \forall \tau$). Si le taux de photons du bruit est proportionnel à celui de l'émetteur (α^2 la constante de proportionnalité), on obtient [?, 9] :

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{(1 + \alpha)^2}.$$

4.0.2 Modèle à deux niveaux et anti-groupement

Sous faible puissance laser, le centre NV est modélisé par deux niveaux (état fondamental g et excité e), en négligeant l'état « shelving ». La fonction d'autocorrélation $g^{(2)}(\tau)$ s'exprime alors :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 - \exp(-(r + \Gamma)\tau),$$

où r est le taux d'excitation et Γ le taux de désactivation.

Effet Théorique de la puissance laser : Une augmentation de la puissance accroît r , réduisant la largeur de $g^{(2)}(\tau)$. Ceci résulte d'une interaction renforcée avec le champ laser, augmentant la probabilité d'émission de photons à courts délais.

4.0.3 Normalisation de la fonction d'autocorrélation

La normalisation des courbes $g^{(2)}(\tau)$ ne peut se réduire à une simple division par le maximum, car les propriétés physiques de l'émetteur sont encodées dans les valeurs absolues de l'autocorrélation. Pour une source de lumière Poissonienne ($g^{(2)}(\tau) = 1 \forall \tau$), le nombre total d'événements corrélés durant un temps T est proportionnel à $N_1 N_2 w T$, où N_1 et N_2 sont les taux de comptage des deux APD (en counts/s), w la largeur temporelle des fenêtres d'acquisition, et T le temps d'intégration. La courbe normalisée $C_N(\tau)$ s'obtient alors par :

$$C_N(\tau) = \frac{c(\tau)}{N_1 N_2 w T},$$

où $c(\tau)$ est la courbe brute. En pratique, N_1 et N_2 se mesurent en activant séparément chaque APD, T correspond au temps total d'acquisition, et w est fixé par le logiciel d'acquisition.

4.1 Mesure des fonctions $g^{(2)}$

Les courbes $g^{(2)}(\tau)$ de la fluorescence d'un même nanodiamant sont mesurées aux puissances de pompe de 1, 5 et 10 mW en filtrant la lumière en entrée du HBT avec un filtre passe-bas puis avec un filtre passe-bande. Les mesures se présentent sous la forme de nombre de détections par intervalles de temps w sur un temps de mesure T . En notant N_1 et N_2 le nombre moyen de détections de photons par les photodiodes à avalanche au cours de la mesure, la courbe est normalisée par un facteur $N_1 N_2 w T$ pour obtenir la fonction $g^{(2)}(\tau)$ associée (Fig.12 et Fig.13).

Les fonctions $g^{(2)}$ ne sont pas centrées en 0, en effet les câbles BNC reliant les APD à la carte d'acquisition ont volontairement été choisis de taille différente afin d'introduire un délai de 20 ns. C'est en effet à ce temps-ci que l'on constate un phénomène d'anti-bunching. La mesure est cependant trop bruitée pour révéler le rétrécissement du pic associé à l'anti-bunching avec la puissance. On constate qu'à temps τ élevé les fonctions sont supérieures à 1. Il est possible qu'étant donné le fait qu'un des détecteurs ait un rendement quantique inférieur à l'autre, un des facteurs N_i ait été sous-estimé, ce qui a pour effet de rendre la constante de normalisation plus petite que ce qu'elle doit être et donc le $g^{(2)}$ plus grand.

Les courbes exposées sur la figure 13 présentent des pics de bunching de part et d'autre du centre du $g^{(2)}$ (à 20 ns). Lorsque les APD réalisent une détection, ils réémettent dans l'interféromètre de HBT de la lumière infrarouge qui une fois réfléchi sur un des composants du montage est détectée par l'autre APD avec un délai de 10 ns. Cela est rendu possible par le fait que le filtre passe-bas transmet ce rayonnement. Il est donc nécessaire de rajouter un filtre infrarouge afin de se débarrasser de ce

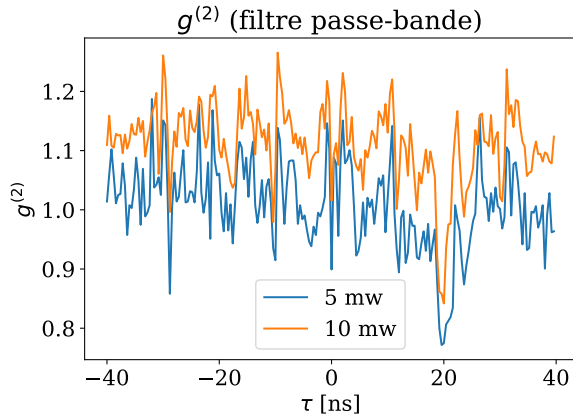


Figure 12: Fonctions $g^{(2)}$ de la fluorescence d'un nanodiamant filtrée par un filtre passe-bande.

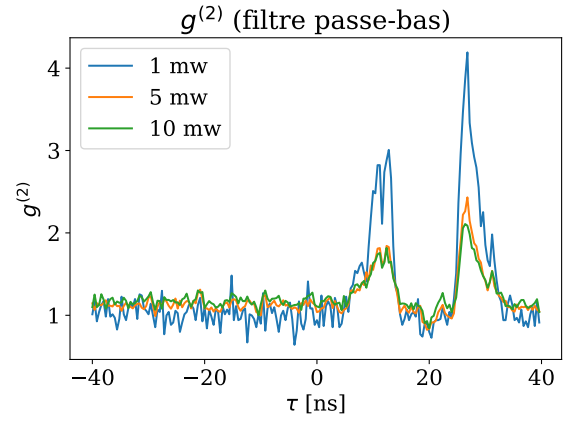


Figure 13: Fonctions $g^{(2)}$ de la fluorescence d'un nanodiamant filtrée par un filtre passe-bas. On constate la présence de deux pics de bunching correspondant au rayonnement infrarouge des APD permettant un phénomène de cross-talk avec un délai de 10 ns environ.

rayonnement parasite. Néanmoins, il est toujours possible d'observer un minimum de $g^{(2)}$ à $\tau = 20$ ns, traduisant le fait que la fluorescence étudiée est émise par un émetteur de photons unique.

5. Conclusion

À l'aide d'un dispositif de microscopie confocale et d'un interféromètre de HBT, il est possible d'identifier la position de nanodiamants sur un échantillon, puis de mesurer la fonction $g^{(2)}$ associée à leur fluorescence. Ce TP a permis de mettre en évidence la saturation de l'excitation des niveaux d'énergie des centres NVs du diamant. Par la suite, leurs $g^{(2)}$ ont été mesurés à différentes puissances de pompe en tentant d'utiliser deux filtres différents.