

Rapport de stage M1 physique

Conception d'un dispositif d'imagerie d'un nuage d'atomes froids



DATO Bruno

Tuteur : Alexandre GAUGUET

Avril-Mai 2015

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier mon encadrant de stage Alexandre GAUGUET pour m'avoir proposé ce stage et m'avoir guidé tout au long de son déroulement.

Je tiens aussi à remercier toute l'équipe d'interférométrie du LCAR pour m'avoir accueilli pour mon stage de M1. Notamment Boris DECAMPS et Julien ALIBERT qui m'ont guidé pendant ma découverte du laboratoire, Jacques VIGUÉ pour ses explications très intéressantes, et enfin Stéphane FAURE et Jean-Philippe LOISEL pour le temps qu'ils m'ont consacré.

Table des matières

Introduction	3
1 Interférométrie à atomes froids	4
1.1 Interféromètre atomique	4
1.2 Piège pour les atomes	4
2 Théorie de l'absorption	6
2.1 Système à deux niveaux	6
2.2 Loi de Beer-Lambert	6
2.3 L'atome de rubidium	7
3 Interface <i>LabVIEW</i> de la caméra	9
3.1 Description de la caméra	9
3.2 Prérequis	9
3.3 Configuration de la caméra	9
3.4 Acquisition d'une image	10
4 Dispositif optique	11
5 Calibrage Caméra	13
5.1 Capteur CCD	13
5.2 Résolution	13
5.3 Bruit d'obscurité	15
5.4 Gain	15
5.5 Rendement quantique	16
Conclusion	17
Bibliographie	18
A Caméra GS3-U3-14S5M-C	19
B Interface <i>LabVIEW</i>	20
C Programmes <i>Scilab</i>	24

Introduction

Le comportement ondulatoire de la lumière est exploité dans de nombreux dispositifs utilisant électron, neutron, atome, molécule... afin d'explorer des phénomènes de physique fondamentale ou pour réaliser des appareils de mesure très précis.

J'ai réalisé mon stage dans l'équipe d'interférométrie atomique du LCAR (Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité) dont la thématique de recherche est d'étudier les possibilités offertes par les interféromètres exploitant les ondes associées à des atomes.

Pendant mon stage, j'ai participé à la construction d'un nouvel interféromètre atomique utilisant des atomes ultra-froids. En particulier, j'ai interfacé et débuté la caractérisation d'une caméra CCD scientifique pour détecter les atomes en sortie de l'interféromètre.

Je commencerai par expliquer brièvement le fonctionnement d'un interféromètre à atomes froids et comment il est possible de détecter les atomes par absorption de lumière. Ensuite, j'expliquerai comment interfacier une caméra scientifique sur *LabVIEW* et comment j'ai modélisé le dispositif optique que nous avons choisi. Enfin, nous verrons les mesures nécessaires au calibrage de notre caméra.

1 Interférométrie à atomes froids

Dans cette partie, je décris les principes de fonctionnement de l'expérience d'interféromètre atomique du LCAR.

1.1 Interféromètre atomique

L'interférométrie atomique utilise les mêmes principes de base que l'interférométrie optique. Cependant, au lieu de faire interférer des ondes de lumière, ce sont des nuages d'atomes très froids obtenus grâce à des pièges magnétiques et optiques.

Dans un interféromètre optique de type Mach-Zehnder (figure 1), on divise une onde lumineuse puis on la recombine à l'aide de lames séparatrices. L'intensité sur chaque port de sortie dépend alors de la différence de phase entre les deux ondes lumineuses due aux chemins optiques différents. Pour un interféromètre "matériel" ou atomique, les ondes lumineuses sont remplacées par des ondes de matière ou paquets d'ondes atomiques (figure 2) et les séparatrices sont réalisées à l'aide d'objets matériels ou de faisceaux lasers. Les franges d'interférence s'obtiennent en mesurant le flux d'atomes dans les deux ports de sortie. On peut en déduire le déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux bras de l'interféromètre.

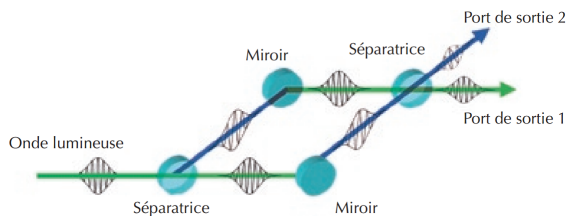


FIGURE 1 – Interféromètre optique de type Mach-Zehnder

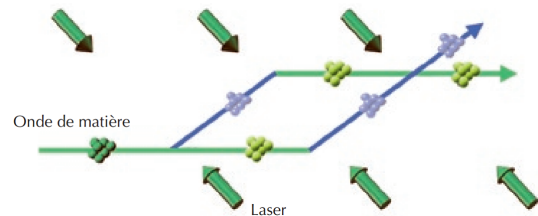


FIGURE 2 – Interféromètre atomique

Pour cet interféromètre, ce sont des lasers que l'on utilise pour séparer les paquets d'ondes. En effet, les lasers sont des outils de très bonne qualité lorsqu'il s'agit de manipuler des ondes de matière car on est capable de modifier et/ou avoir accès à leurs propriétés¹ avec une très grande précision. Ainsi, la manipulation de la matière par ces derniers est parfaitement contrôlée.

1.2 Piège pour les atomes

Les pièges magnétiques et optiques permettent d'obtenir des atomes froids pour mieux les contrôler. En effet, plus les atomes sont froids, moins leur dispersion en impulsion est grande et plus leur distribution en longueur d'onde est étroite ($\lambda = h/p$). On est alors dans des conditions quasi-monochromatiques pour le nuage d'atomes. Un piège magnétique et optique à trois dimensions (ou MOT 3D) est constitué d'un champ magnétique quadrupolaire et de six lasers polarisés circulairement dans trois directions orthogonales qui sont à une fréquence voisine de la fréquence de résonance d'une des transitions des atomes utilisés.

Les atomes sont confinés en vitesse à l'aide des lasers : lorsqu'un atome au repos absorbe un photon à une énergie dite résonnante, il passe dans un état excité et encaisse aussi une impulsion $\hbar k$ donnée par le photon, ce qui donne à l'atome une vitesse de recul dans la direction incidente. Lors de la réémission du photon, l'atome acquiert aussi une impulsion mais dans une direction aléatoire cette fois. En plaçant les atomes entre les faisceaux des trois directions de l'espace, il est possible de freiner leur vitesse et les confiner au centre ; on appelle cette méthode le refroidissement par effet Doppler. Les fréquences utilisées sont légèrement inférieures² aux fréquences de résonance des atomes car ce sont les atomes contre-propageants que l'on souhaite freiner. Le nuage d'atomes obtenu s'appelle une mélasse optique.

Les atomes sont aussi confinés en position à l'aide de bobines : le champ magnétique quadrupolaire créé est nul au centre de confinement et augmente lorsque l'on s'en éloigne. Par effet Zeeman, lorsque

1. Fréquence, longueur d'onde et directivité.

2. On dit que les fréquences sont décalées vers le rouge.

l'on s'éloigne du centre, la fréquence de la transition utilisée se rapproche de celle des lasers ce qui augmente l'efficacité du refroidissement par effet Doppler créant ainsi une force de rappel vers le centre.

Ces pièges permettent de confiner les atomes dans un piège quasi-isotrope de rayon $\sim 1\text{ mm}$ à une température d'environ 1 à $10\text{ }\mu\text{K}$. L'expérience nécessite des atomes plus froids (quelques nK), à de telles températures le nuage forme un BEC (Condensat de Bose Einstein). Pour atteindre ces températures, une fois les pièges précédents effectués, il faut piéger les atomes dans des minimums d'énergie potentielle créés au foyer d'un nouveau faisceau laser ou au minimum d'un nouveau champ magnétique.

2 Théorie de l'absorption

Le processus d'interaction laser-atomes est très présent dans un interféromètre atomique. Nous verrons succinctement son fonctionnement pour le système à deux niveaux et comment il intervient dans l'imagerie d'un nuage d'atomes.

L'obtention de l'image d'un nuage d'atomes se fait généralement lors d'une chute pendant laquelle la taille de celui-ci va augmenter du fait de la dispersion en vitesse. On procède de cette manière car la capture d'une image dans le visible est meilleure pour certaines dimensions du nuage. Pour déclencher cette chute, dans le cas d'un piège magnétique, on coupe l'alimentation des bobines responsables du champ magnétique. On réalise plusieurs images pour différents temps de chute (jusqu'à environ 25 ms, au-delà le nuage n'est plus visible par la caméra). Les différentes tailles correspondent à différentes dispersions en vitesse ce qui nous permet de connaître la température du nuage sur chaque image.

On observe le nuage à l'aide d'un dispositif d'imagerie pour obtenir la densité spatiale $n(x, y)$ car elle permet d'obtenir une grande partie des informations du condensat. L'image faite par absorption est obtenue avec un faisceau laser incident à une fréquence ω proche de la fréquence de résonance ω_0 d'une des transitions énergétiques des atomes utilisés (Rubidium).

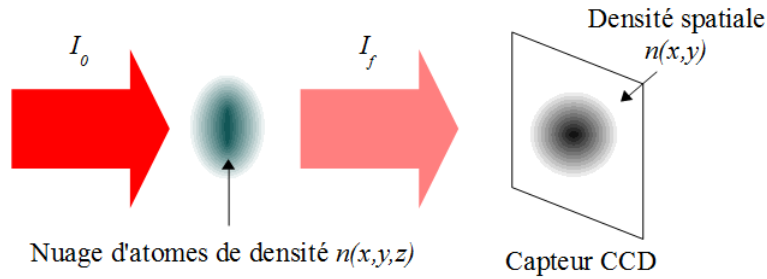


FIGURE 3 – Imagerie d'un nuage d'atomes par absorption sur un capteur CCD

2.1 Système à deux niveaux

Dans un interféromètre, on modélise les transitions atomiques utilisées par un système à deux niveaux.

Soit un atome dont l'hamiltonien admet plusieurs états propres atomiques dont a (l'état fondamental) et b (un état excité) d'énergies respectives E_a et E_b . Lorsque cet atome, initialement dans l'état a , est soumis à une onde électromagnétique monochromatique, il peut être porté vers l'état b d'énergie supérieure en absorbant un photon de ce rayonnement (figure 4). Lorsqu'il se désexcite, l'atome retombe dans l'état fondamental en émettant un photon à la fréquence ω_0 . Ce processus est significatif lorsque l'onde incidente est quasi-résonante, c'est à dire proche de la fréquence de résonance ou fréquence de Bohr atomique ($\omega_0 = (E_b - E_a)/\hbar$). Lorsque ω est voisin de ω_0 et en tenant compte des règles de sélection entre niveaux fins d'un atome, on considère que l'on se trouve dans le modèle simple de l'atome à deux niveaux où une seule transition est possible.

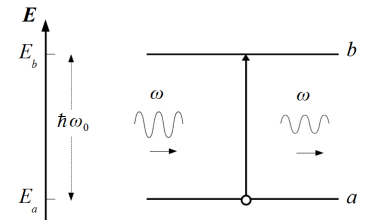


FIGURE 4 – Absorption : excitation d'un atome de l'état fondamental a vers l'état excité b

2.2 Loi de Beer-Lambert

Pour obtenir une image du nuage d'atomes, on utilise un laser de détection. Soit $I_0(x, y)$ l'intensité du laser avant qu'il ne traverse le nuage d'atomes de densité $n(x, y, z)$ et $I_f(x, y)$ l'intensité après le nuage (figure 3). Selon la loi de Beer-Lambert, on a :

$$\frac{dI}{dz} = -n\sigma I \quad (1)$$

avec σ la section efficace atomique d'absorption de la transition. Dans le cas d'un système à deux niveaux, σ se calcule exactement :

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (2)$$

avec $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi = 2,9 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ la section efficace atomique résonante, $I_{sat} = \pi\hbar c\Gamma/3\lambda^3 \simeq 1,7 \text{ mW/cm}^2$ l'intensité de saturation, $\Delta = \omega - \omega_0$ l'écart de fréquence avec la résonance, $\Gamma = 2\pi \cdot 6,07 \text{ MHz}$ la largeur naturelle de la transition et λ la longueur d'onde du laser. En intégrant l'équation (1) on obtient :

$$n(x, y) = \frac{2\pi}{3\lambda^2} \left[\frac{I_0 - I_f}{I_{sat}} + [1 + 4(\Delta/\Gamma)^2] \ln \frac{I_0}{I_f} \right] \quad (3)$$

En mesurant à l'aide d'un capteur CCD l'intensité du laser transmise à travers le nuage $I_f(x, y)$ et $I_0(x, y)$ l'image sans nuage, on obtient la densité à deux dimensions $n(x, y) = \int n(x, y, z) dz$ intégrée sur l'axe optique.

On ajuste la puissance du laser de détection tel que $I_0 \ll I_{sat}$ pour que l'intensité de saturation ne soit pas atteinte. L'équation (4) se simplifie de la façon suivante :

$$n(x, y) = \frac{2\pi}{3\lambda^2} \frac{\Gamma^2 + 4\Delta^2}{\Gamma^2} \ln \frac{I_0}{I_f} \quad (4)$$

On préférera utiliser cette dernière expression de la densité car elle dépend seulement du rapport I_0/I_f et elle est indépendante de l'intensité absolue.

2.3 L'atome de rubidium

Il existe deux isotopes naturels du rubidium, ^{85}Rb (72%) et ^{87}Rb (28%). Pour notre interféromètre, nous utilisons les deux isotopes mais nous ne parlerons ici que du ^{87}Rb .

Pour le MOT et pour l'imagerie³, la transition que l'on utilise est celle entre les états hyperfins $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ et $|5^2P_{3/2}, F=3, m_F=3\rangle$ (figure 5).

L'utilisation d'une polarisation σ^+ permet de réaliser un système à deux niveaux avec une très bonne approximation. En effet, les règles de sélection dipolaires électriques imposent $\Delta_{m_F} = 0, \pm 1$ et avec une polarisation σ^+ , la conservation du moment cinétique impose $\Delta_{m_F} = +1$ pour l'absorption. Donc à partir de $|F=2, m_F=2\rangle$, l'atome ne peut faire une transition que vers $m_F = +3$. Dans cet état excité, l'atome ne peut retomber que vers $|F=2, m_F = +2\rangle$ car les états fondamentaux $m_F = +3$ et $+4$ n'existent pas. Enfin, le laser est asservi en fréquence sur cette transition à l'aide d'une technique de spectroscopie sub-Doppler (absorption saturée), les transitions vers les autres états excités ne sont pas permises. Donc l'approximation d'un système à deux niveaux est valide. Nous sommes dans le cas d'une transition fermée.

3. La puissance des lasers pour le MOT est plus forte que pour le faisceau de détection.

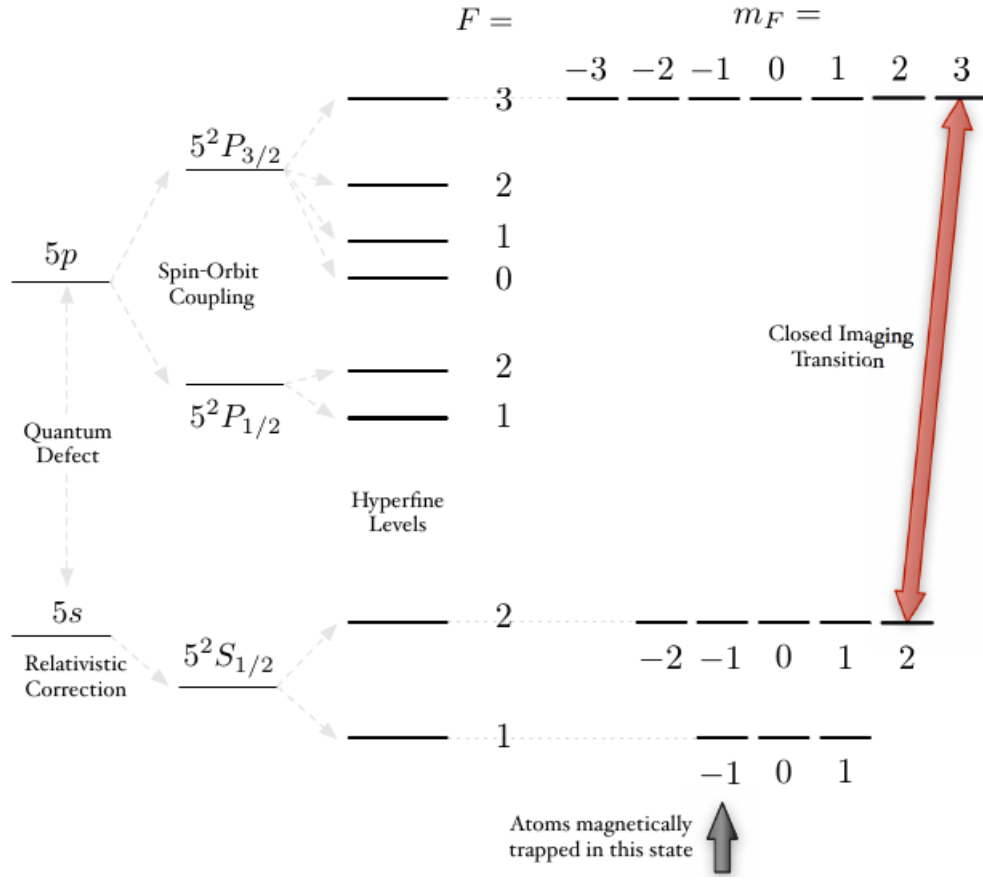


FIGURE 5 – Niveaux hyperfins de l'atome de ^{87}Rb correspondant à la transition utilisée pour l'image par absorption du nuage d'atomes

3 Interface *LabVIEW* de la caméra

3.1 Description de la caméra

Une première partie de mon stage a consisté à interfacer une caméra⁴ monochrome *Grasshopper* USB 3.0 de *Point Grey*. Cette caméra possède un capteur CCD (*Sony ICX285 2/3"*) et une résolution de 1384×1036 pixels de $6.45 \mu\text{m}$ de côté.

L'alimentation de la caméra se fait par un port USB 3.0 qui permet de communiquer avec celle-ci. Elle possède aussi un connecteur GPIO⁵ qui permet de la déclencher.



FIGURE 6 – Caméra *Grasshopper*

3.2 Prérequis

Pour commander le fonctionnement de l'interféromètre atomique que l'on a décrit précédemment, on utilise un programme *LabVIEW* qui permet de piloter tous les instruments nécessaires à l'expérience tout en réalisant l'acquisition d'images à l'aide de la caméra. Pour cela, il faut télécharger et installer une version récente de *FlyCapture*⁶ ainsi que *NI Vision Acquisition*⁷.

3.3 Configuration de la caméra

La première étape du programme *LabVIEW* consiste à configurer la caméra. On définit un cluster⁸ qui regroupe les différentes valeurs que peuvent prendre les paramètres à configurer ainsi qu'un nœud de propriété⁹ à l'aide duquel on peut modifier ces paramètres sur la caméra en connaissant leurs noms (Figure 7b). Tous les paramètres disponibles sont référencés sur *NI MAX* dans l'arbre de configuration [B.1].

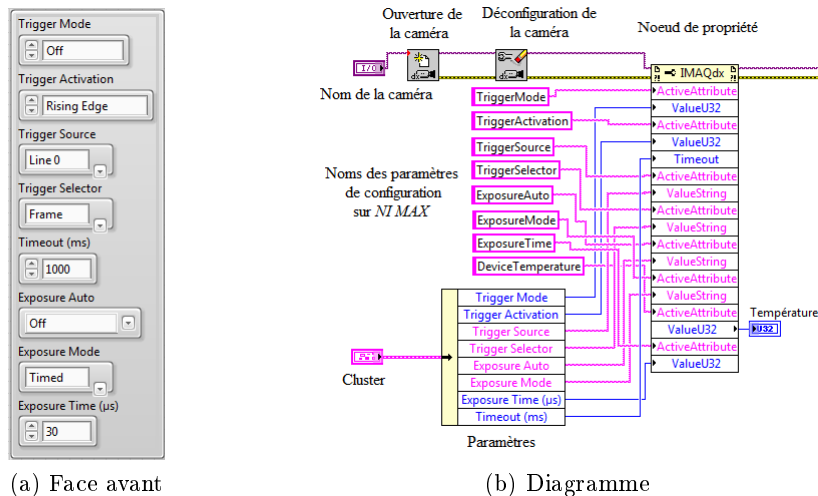


FIGURE 7 – Configuration de la caméra sur *LabVIEW*

L'utilisateur modifie ensuite à sa guise les paramètres sur la face avant du programme (Figure 7a). En particulier, pour déclencher la caméra, il faut activer le déclenchement (Trigger Mode : On), le configurer en mode front montant d'une tension électrique sur le connecteur GPIO (Trigger Activation : Rising Edge) et sélectionner la voie du connecteur que l'on utilise pour le déclenchement (Trigger

4. GS3-U3-14S5M-C [A.1].

5. General Purpose Input/Output [A.3].

6. Logiciel prévu pour utiliser la caméra, disponible sur le site de *Point Grey*.

7. Logiciel de *National Instruments* qui possède les drivers et les VI indispensables à l'utilisation et configuration d'une quelconque caméra via *LabVIEW* et *NI MAX*.

8. Groupe d'éléments de plusieurs types (booléen, flottant, décimal ...).

9. Outil qui permet d'envoyer et recevoir des données d'un objet en s'adaptant automatiquement à ses références.

Source : Line 0). Le paramètre Timeout permet de définir en ms le temps maximal pendant lequel le programme est en attente du déclenchement.

Les autres paramètres permettent d'activer ou non l'exposition automatique du capteur de la caméra (Auto Exposure), de jouer sur le temps d'exposition en μs (Exposure Time) et de relier le signal de déclenchement au temps d'exposition (Trigger Selector et Exposure Mode).

3.4 Acquisition d'une image

Pour faire l'acquisition d'images, je me suis inspiré de programmes déjà existants dans la base de données de *NI Vision Acquisition*. À la suite de la partie configuration que nous avons vu ci-dessus, on a :

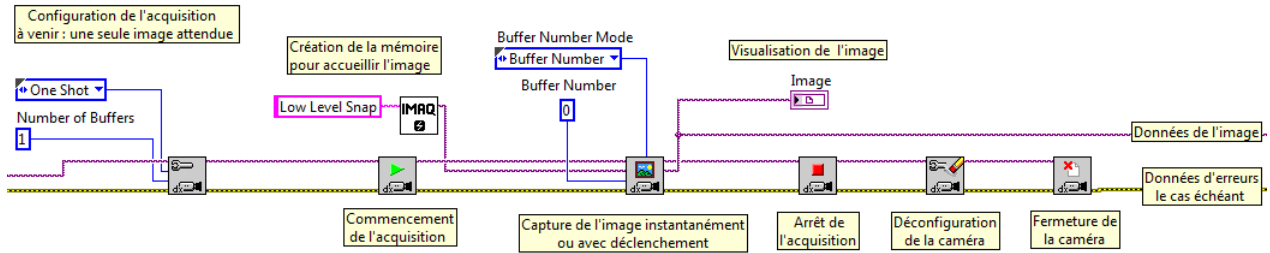


FIGURE 8 – Diagramme : Capture d'une image à l'aide de *NI Vision Acquisition* sur *LabVIEW*

En récupérant les données de l'image (codées sur 8 bits et de taille ~ 14 mégapixels), on peut les traiter de la façon que l'on souhaite, notamment en calculant des espérances et des variances d'intensité sur chaque pixel.

4 Dispositif optique

Dans cette partie, je décris le dispositif optique en amont de la caméra nécessaire pour faire une image d'un nuage d'atomes froids. On utilise, comme nous l'avons vu précédemment, un laser pour faire une image par absorption et une ou plusieurs lentilles pour faire l'image sur le capteur (figure 9).

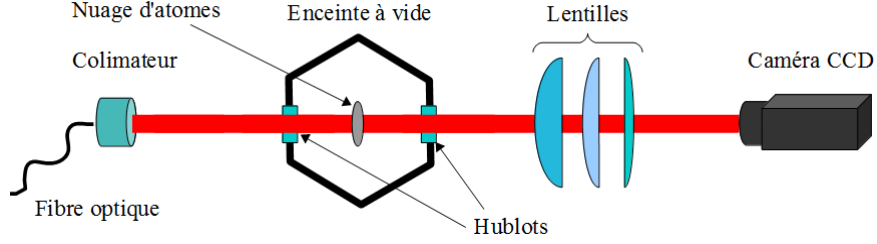


FIGURE 9 – Schéma du dispositif optique pour obtenir une image par absorption d'un nuage d'atomes froids

Le laser est amené depuis le banc optique, où il est asservi, jusqu'à l'enceinte à l'aide d'une fibre optique. Nous sommes contraints par la taille de l'enceinte car le système optique doit être à l'extérieur de celle-ci, ainsi, la première lentille doit être au plus près à 80 mm du nuage d'atomes. Pour des raisons pratiques, on fixe la distance maximale entre le nuage d'atomes et le capteur CCD à 250 mm . Le condensat d'atomes que l'on souhaite observer a une forme elliptique de longueur $50\text{ }\mu\text{m}$ et d'épaisseur $5\text{ }\mu\text{m}$ à son minimum. La taille des pixels du capteur est $6.45\text{ }\mu\text{m}$. En prenant un dispositif optique avec un grossissement de 2.5, le plus petit détail sur le nuage a une taille de $12.5\text{ }\mu\text{m}$ ce qui correspond à deux pixels environ ($12.9\text{ }\mu\text{m}$). Ceci est préférable pour l'observation. Enfin, la résolution de la caméra étant de 1384×1036 , avec ce grossissement, il est possible d'observer une fenêtre de 3.57 mm sur 2.67 mm soit une chute libre de $\sim 25\text{ ms}$.

Pour limiter les aberrations optiques¹⁰, on utilise des lentilles construites pour atteindre la limite de diffraction dans l'intervalle 650 et 1050 nm . Pour notre montage optique, on utilise une paire de doublets.

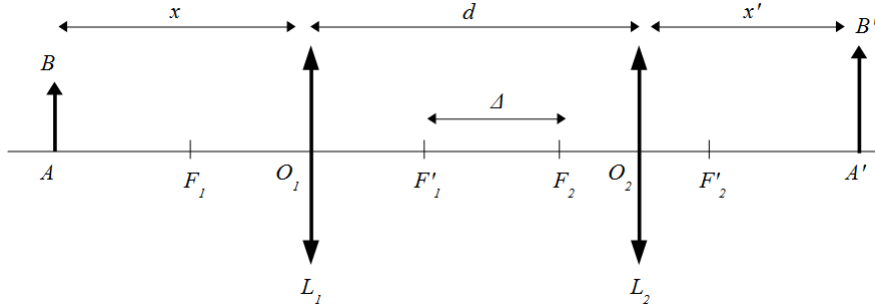


FIGURE 10 – Schéma d'un doublet de lentilles convergentes

Si l'on modélise chaque doublet par une lentille mince (figure 10), on peut calculer le grossissement et la position de l'image faite par le doublet (référence livre). Soit x la position de l'objet par rapport à la lentille L_1 et x_1 la position de l'image, x_2 la position de cette image par rapport à la lentille L_2 et x' la position de l'image finale. On a alors une relation de conjugaison pour chaque lentille :

$$\frac{1}{x_1} - \frac{1}{x} = \frac{1}{f'_1} \quad \frac{1}{x'} - \frac{1}{x_2} = \frac{1}{f'_2} \quad (5)$$

10. Aberrations sphériques par exemple.

Ce qui nous permet de calculer le grossissement G_d du doublet (à partir des grossissements des lentilles L_1 et L_2 respectivement G_1 et G_2) et la position de l'image x' en fonction des paramètres qui nous intéressent pour notre problème :

$$G_d = G_2 G_1 = \frac{x'_1 x_1}{x_2 x} = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 f'_2 - f'_1 d - x \Delta} \quad x' = \frac{f'_2 (x f'_1 - x d - f'_1 d)}{f'_1 f'_2 - f'_1 d - x \Delta} \quad (6)$$

avec d la distance entre les lentilles L_1 et L_2 , f'_1 et f'_2 les focales respectives et $\Delta = d - f'_1 - f'_2$ l'écart entre F'_1 et F'_2 .

Comme nous l'avons vu précédemment, nous sommes contraints par la position de l'objet à -80 mm , le grossissement de 2.5 et la taille totale du dispositif inférieure à 250 mm . En faisant une simulation (annexe C.1) pour déterminer les couples de focales correspondant à ces critères, on peut tracer (figure 11) la focale de la première lentille en fonction de la seconde.

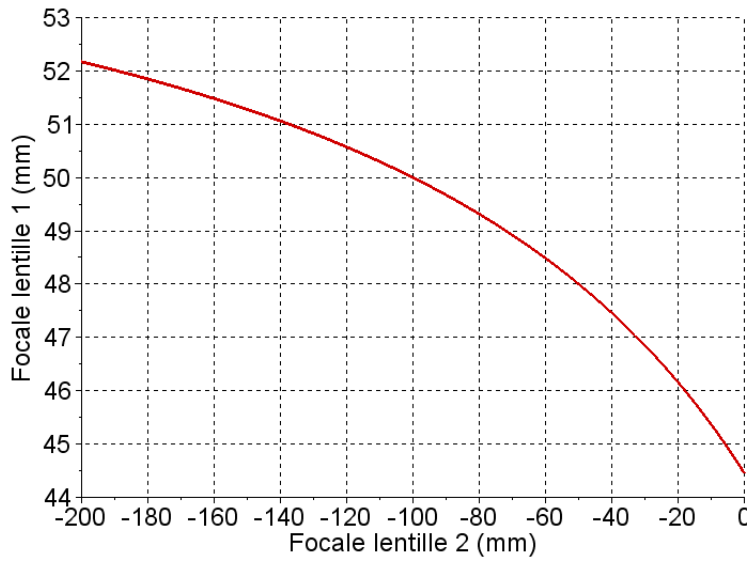


FIGURE 11 – Couples de focales pour une paire de lentilles minces avec un grossissement de 2.5, une position objet de $x = -80 \text{ mm}$, une image réelle à moins de 25 cm de l'objet et un écart entre les lentilles de $d = 10 \text{ cm}$

Seulement les couples avec la première lentille convergente et la seconde lentille divergente peuvent être utilisés pour notre dispositif. En cherchant à l'aide d'un programme (annexe C.2) les couples et dispositions de lentilles correspondant à nos contraintes, on trouve :

- $f'_1 = 50 \text{ mm}$, $f'_2 = -100 \text{ mm}$, $x = -8 \text{ cm}$, $d = 10 \text{ cm}$, $D_{tot} = |x| + d + x' = 23 \text{ cm}$ et $G = -2.5$
- $f'_1 = 50 \text{ mm}$, $f'_2 = -150 \text{ mm}$, $x = -8 \text{ cm}$, $d = 8.3 \text{ cm}$, $D_{tot} = 23.9 \text{ cm}$ et $G = -2.51$

Il est aussi possible de faire un dispositif optique plus compact avec deux lentilles convergentes et une troisième lentille divergente entre les deux premières.

On utilisera plutôt des paires de lentilles que des triplets car ces premières conduisent à moins d'aberrations optiques étant donné qu'il y a moins d'éléments entre l'objet et son image. Une modélisation avec le logiciel de conception optique *ZEMAX* permettrait d'avoir des informations complètes sur les aberrations optiques de chacun de ces deux dispositifs.

5 Calibrage Caméra

De nombreuses caractéristiques du capteur CCD sont déjà connues (annexe A.2), cependant pour nos besoins, nous devons en déterminer certaines ou les vérifier expérimentalement.

5.1 Capteur CCD

Un capteur CCD est composé de plusieurs composants électriques photosensibles (pixels) qui, lorsqu'ils reçoivent un photon, transforment cette information en signal électrique suivant un coefficient : le *gain*. À chaque pixel correspond un puits de potentiel qui se remplit d'électrons pendant la période d'exposition à la lumière. Ce dernier possède un nombre d'électrons de saturation qu'il est intéressant de connaître pour ne pas l'atteindre lors d'une mesure. Une fois l'exposition terminée, le nombre d'électrons contenus dans le puits est transformé en tension puis converti en information numérique.

5.2 Résolution

La résolution de la caméra correspond au plus petit détail discernable pour un grossissement fixé. Pour cela, on fait l'image d'une cible ¹¹ (figure 12) sur notre caméra CCD avec un montage optique de grossissement égal à 1. À l'aide d'un programme d'acquisition d'images (annexe B.3) semblable à celui que nous avons vu précédemment, on trace la lumière ¹² reçue par chaque pixel moyennée sur plusieurs colonnes ou sur plusieurs lignes (figures 13 et 14). On observe des groupes de trois traits séparés de plus en plus fins.

On pose qu'un détail est discernable si la base de son pic d'intensité est inférieure ou égale à 50 coups (déterminé à l'aide des motifs clairement résolus). On peut voir sur la figure 14 que les éléments de la cible sont bien discernables. La limite de résolution est atteinte dans le groupe 5 pour l'élément 1, seulement les trois premiers pics sont discernables selon nos critères (figure 15).

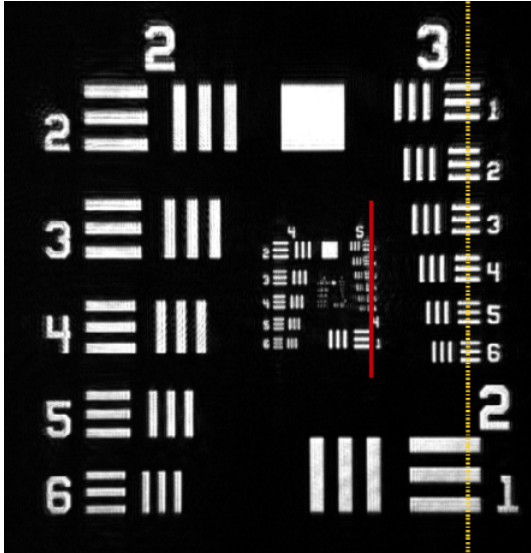


FIGURE 13 – Colonnes moyennées sur l'image de la cible. Trait pointillé : figure 14. Trait plein : figure 15

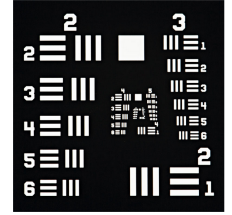


FIGURE 12 – Cible négative R1DS1N, *Thorlabs*

D'après ces premières mesures, la caméra a un pouvoir de résolution expérimental de $31.25 \mu m$ ce qui correspond à environ 5 pixels. En théorie, ce pouvoir de résolution devrait être de la taille d'un pixel ($6.45 \mu m$). Une méthode plus précise permettant de calculer le pouvoir de résolution de la caméra tout en s'affranchissant des problèmes de diffraction serait de faire l'image d'un faisceau laser à la sortie d'une fibre optique tout en connaissant ses dimensions. Pour encore plus de précision, il faudrait réduire le bruit de fond et évaluer les aberrations optiques.

On peut voir sur la figure 15 que les éléments 5 et 6 sont aussi discernables. Avec des critères moins exigeants, on peut avoir un pouvoir de résolution qui est supérieur. On peut adapter ces critères tout en respectant les besoins de l'expérience.

11. Cette cible possède plusieurs groupes d'éléments de dimensions différentes dont le référencement est disponible sur le site de *Thorlabs*.

12. Chaque pixel est codé sur 8 bits et renvoie une valeur entre 0 et 256. On appelle cette valeur "coups" ou "comptes".

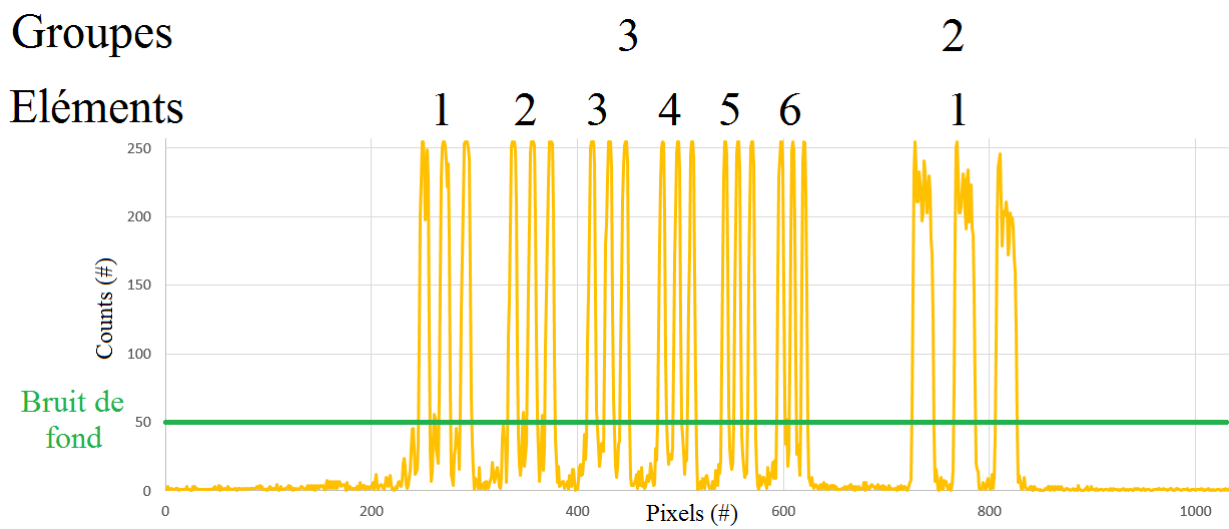


FIGURE 14 – Moyenne sur 9 colonnes accolées des comptes par pixels en fonction du nombre de pixels verticaux sur les groupes 3 et 2 de la cible

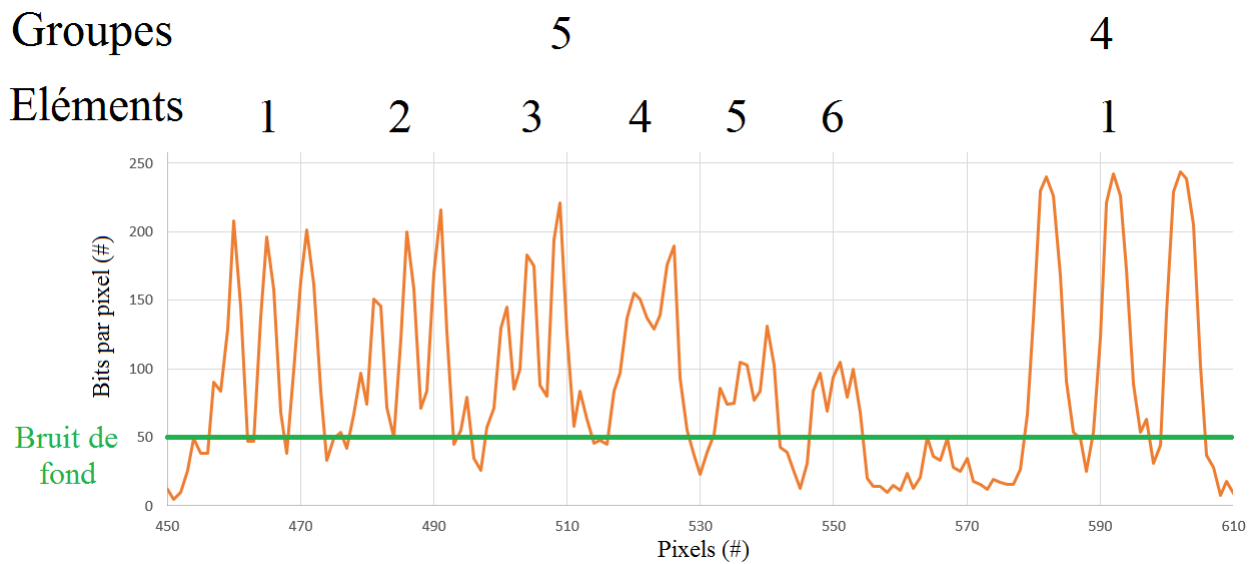


FIGURE 15 – Moyenne sur 9 colonnes accolées des comptes par pixels en fonction du nombre de pixels verticaux sur les groupe 5 et 4 de la cible

5.3 Bruit d'obscurité

Pour faire une mesure du bruit d'obscurité, on fait plusieurs captures d'images dans le noir complet avec un cache sur la caméra. Avec une durée d'exposition du capteur de 1 ms , en moyenne¹³ on obtient à 27°C (Température de la caméra) un compte par pixel de 2.

Pour une température plus grande, de l'ordre de 40°C , le compte est de 3 par pixels. En restant dans ces gammes de température, on néglige le bruit d'obscurité qui est différent du bruit de fond de 50 comptes que nous avons défini dans la partie précédente.

5.4 Gain

Pour caractériser chaque puits de potentiel, il faut connaître le gain entre la quantité réelle d'électrons s'y trouvant et les comptes numériques faits par le capteur. Les détections sur chaque pixel étant indépendantes, le nombre d'électrons X dans chaque puits est distribué selon une loi de Poisson d'espérance et de variance a . Soit Y les comptes digitaux sur chaque pixel, on a $Y = sX$ avec s le gain et :

$$\begin{aligned} E(Y) &= E(sX) & \text{Var}(Y) &= \text{Var}(sX) \\ &= sE(X) & &= s^2\text{Var}(X) \\ &= sa & &= s^2a \end{aligned}$$

On trace alors la variance en fonction de l'espérance et le gain correspond au coefficient directeur de la courbe suivante :

$$\text{Var}(Y) = sE(Y) + c \quad (7)$$

L'ordonnée à l'origine c correspond à une erreur systématique faite lors de la mesure. Pour mesurer cette valeur, on envoie un faisceau laser grossi à l'aide de lentilles sur la caméra, puis on dispose une ou deux feuilles de papier devant la caméra de façon à bien diffuser et homogénéiser la lumière qui arrive sur le capteur. À l'aide d'un programme *LabVIEW* (annexe B.2), on mesure la variance et l'espérance moyennées sur tous les pixels pour 1000 images. On calcule ensuite la moyenne de ces deux valeurs pour une température de 27°C avec la même méthode que celle utilisée pour le bruit d'obscurité. On trace les données collectées pour plusieurs puissances du laser :

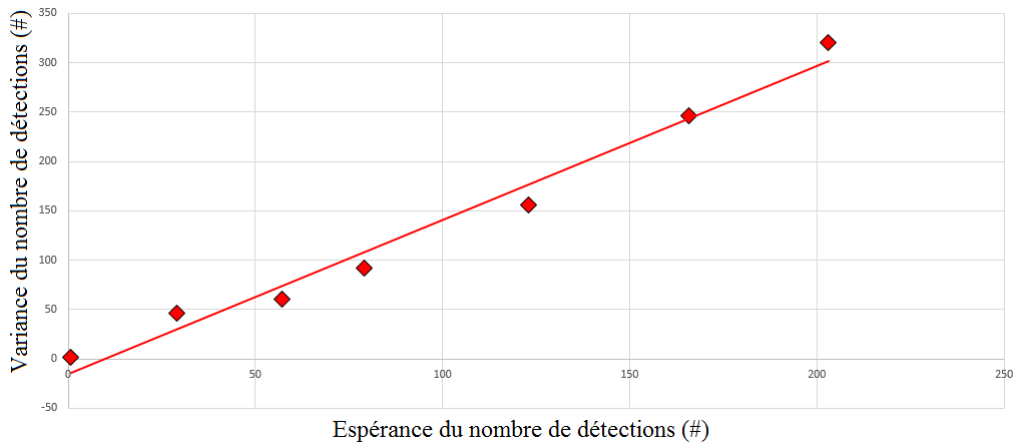


FIGURE 16 – Gain s du capteur étant la dérivée de la variance en fonction de l'espérance. Mesure faite avec plusieurs puissances de laser et pour une température de 27°C de la caméra. Le gain trouvé est de 1.6 ± 0.2 détections par électron

13. On effectue un grand nombre de captures (6000) entre 20 et 30°C et on moyenne autour d'une certaine température plus ou moins 0.5°C .

Connaissant le nombre maximal de détections pour un puits (256) et le gain, on calcule la profondeur du puits (nombre maximal d'électrons qu'il peut contenir) :

$$\begin{aligned}\text{Profondeur du puits} &= \frac{256}{s} \\ &= 256/1.6 \pm 0.2 \\ &= 160 \pm 20 \text{ électrons}\end{aligned}$$

Cependant, le constructeur indique que le gain est de 0.28 et que la profondeur du puits est aux alentours de 17000 électrons. L'écart avec nos valeurs peut être dû à un problème d'information mal transmise. La caméra envoie normalement des images avec des pixels codés sur 12 bits maximum alors que nos images n'étaient codées que sur 8 bits. Ceci modifierait le nombre total de détections (il serait de 4096 au lieu de 250). Il faudrait alors faire des études supplémentaires concernant la digitalisation du capteur.

Une autre source d'erreur peut venir du fait que l'on utilise une loi de Poisson pour la statistique du laser. Une étude complémentaire serait de refaire ces mesures avec une source thermique pour laquelle la loi de Poisson est plus appropriée.

5.5 Rendement quantique

Une autre mesure qu'il aurait été intéressant de faire est le rendement quantique. Il correspond à la probabilité qu'un électron vienne s'ajouter au puits de potentiel lorsqu'un pixel est frappé par un photon.

Conclusion

Le premier objectif de mon stage concernait l'interfaçage *LabVIEW* d'une caméra scientifique *Grasshoper*, j'ai réalisé un programme qui remplit cette fonction et qui pourra facilement être implémenté dans un programme plus vaste qui pilote l'ensemble du dispositif. Les fonctions de la caméra comme le déclenchement peuvent ajustées facilement avec cet interface.

J'ai modélisé deux dispositifs d'imagerie pour faire l'image du nuage d'atomes sur le capteur CCD ; les contraintes imposées sont la compacité du montage et une très bonne résolution et un grandissement de 2,5. Afin de caractériser ces montages, il faudra faire un étude complète des aberrations optiques ainsi que de la profondeur de champ.

A la fin du stage j'ai commencé la mise en place de tests pour caractériser la résolution, le bruit d'obscurité et le gain de la caméra. Ces mesures préliminaires ne correspondent pas à celles attendues. Cependant, nous connaissons désormais les procédures et montages à effectuer pour mesurer ces caractéristiques.

Après cette caractérisation, la caméra sera utilisée pour les premières images de nuages d'atomes froids une fois que l'interféromètre ainsi que le dispositif optique seront montés. Une étude du bruit de détection et la résolution des images pourra être menée.

Bibliographie

- [1] E. Jahier, *Les atomes froids*. EDP Sciences, France, 2010. 153 p.
- [2] B. Cagnac, L. Tchang-Brillet, and J.-C. Pebay-Peroula, *Physique Atomique, Atomes et rayonnement : interactions électromagnétiques*. Dunod, Paris, 2005. 392 p.
- [3] C. J. Foot, *Atomic Physics*. Oxford, New York, 2005. 331 p.
- [4] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. Ellipses, France, 1997. 562 p.
- [5] A. Landragin and F. Pereira Dos Santos, "Le laser : un outil de choix pour l'interférométrie atomique," *Reflète de la physique*, no. 21, 2010. <http://www.refletsdelaphysique.fr/articles/refdp/abs/2010/04/contents/contents.html>.
- [6] M. Leduc and P. Lemonde, "Atomes froids : réseaux optiques et horloges," *Reflète de la physique*, no. 21, 2010. <http://www.refletsdelaphysique.fr/articles/refdp/abs/2010/04/contents/contents.html>.
- [7] G. D. McDonald, *Detecting Atomic Shot Noise On Ultra-Cold Atom Clouds*. PhD thesis, The Australian National University, 2009.
- [8] P. A. Altin, *The role of interactions in atom interferometry with Bose-condensated atoms*. PhD thesis, The Australian National University, 2012.
- [9] Thorlabs, "Fournisseur d'équipement optique." <http://www.thorlabs.de/navigation.cfm>. [consulté le 26 mai 2015].
- [10] Point Grey, "Fournisseur de matériels d'imagerie optique." <http://www.ptgrey.com/>. [consulté le 26 mai 2015].
- [11] Point Grey, "Grasshopper3 u3, technical reference." <http://www.ptgrey.com/support/downloads/10125>. [consulté le 26 mai 2015].
- [12] National Instruments, "Fournisseur de matériels et de logiciels pour la recherche et l'ingénierie." <http://france.ni.com/>. [consulté le 26 mai 2015].

A Caméra GS3-U3-14S5M-C


A.1 Description de la caméra

Resolution	1384 x 1036	Flash Memory	2 MB non-volatile memory
Frame Rate	30 FPS	Opto-isolated I/O Ports	1 input, 1 output
Megapixels	1.4 MP	Non-isolated I/O	2 bi-directional
Chroma	Mono	Serial Port	1 (over non-isolated I/O)
Sensor	Sony ICX285, CCD, 2/3"	Auxiliary Output	3.3 V, 150 mA maximum
Readout Method	Global shutter	Interface	USB 3.0
Pixel Size	6.45 μ m	Power Requirements	5-24 V via GPIO or 5 V via USB 3.0 interface
Lens Mount	C-mount	Power Consumption	4.5 W maximum maximum
ADC	14-bit	Dimensions/Mass	44 mm x 29 mm x 58 mm/90 grams
Gain Range	-3.66 dB to 24 dB	Machine Vision Standard	USB3 Vision v1.0
Exposure Range	0.030 ms to 4 seconds	Compliance	CE, FCC, KCC, RoHS
Trigger Modes	Standard, bulb, low smear, overlapped, multi-shot	Temperature	Operating: 0° to 50°C Storage: -30° to 60°C
Partial Image Modes	Pixel binning, ROI	Humidity	Operating: 20% to 80% (no condensation) Storage: 20% to 95% (no condensation)
Image Processing	Gamma, lookup table, and sharpness	Warranty	3 years
HDR Sequencing	4 x exposure, 4 x gain		
Image Buffer	128 MB		
User Sets	2 memory channels for custom camera settings		

A.2 Description du capteur CCD *Sony* ICX285

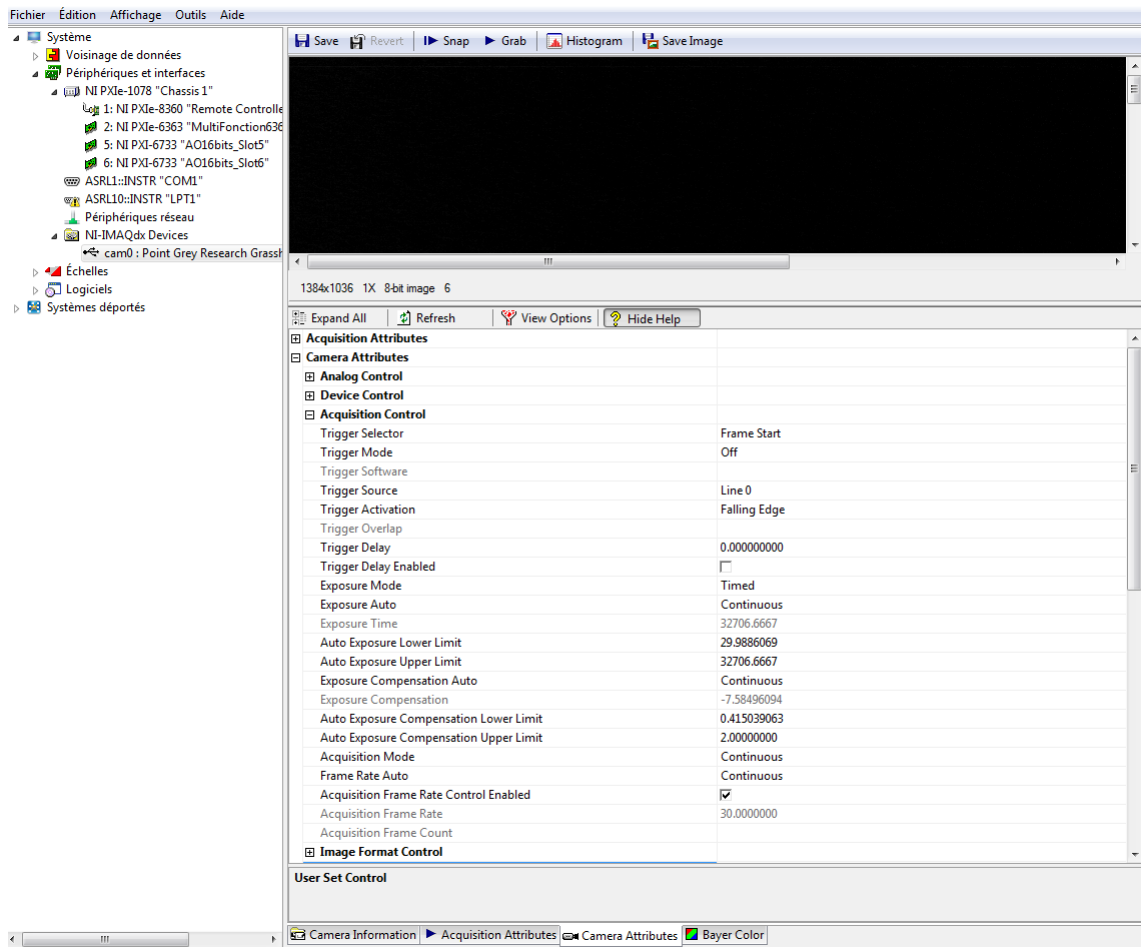
Measurement	Video Mode 0	Video Mode 7
Frame Rate (FPS)	30 FPS	6 FPS
Pixel Clock (MHz)	56	10
ADC (Bits)	14-bit	14-bit
Quantum Efficiency (% at 525 nm)	55	69
Temporal Dark Noise (Read Noise) (e-)	11.90	7.30
Signal to Noise Ratio Maximum (dB)	42.15	42.37
Signal to Noise Ratio Maximum (Bits)	7.00	7.04
Absolute Sensitivity Threshold (γ)	23.19	14.02
Saturation Capacity (Well Depth) (e-)	16408	17273
Dynamic Range (dB)	62.43	66.91
Dynamic Range (Bits)	10.37	11.11
Gain (e-/ADU)	0.28	0.28

A.3 Connecteur GPIO

Diagram	Color	Pin	Function	Description
	Black	1	I0	Opto-isolated input (default Trigger in)
	White	2	O1	Opto-isolated output
	Red	3	IO2	Input/Output/serial transmit (TX)
	Green	4	IO3	Input/Output/serial receive (RX)
	Brown	5	GND	Ground for bi-directional IO, V_{EXT} , +3.3 V pins
	Blue	6	OPTO_GND	Ground for opto-isolated IO pins
	Orange	7	V_{EXT}	Allows the camera to be powered externally
	Yellow	8	+3.3 V	Power external circuitry up to 150 mA

B Interface *LabVIEW*

B.1 Arbre de configuration de la caméra sur NI MAX



Camera Name: cam0

Parameters:

- Timeout (ms): 3000
- Exposure Mode: Timed
- Auto Exposure: Off
- Exposure Time (µs): 1000
- chemin de base: J:\Stage\Mesures\26052015\Gain
- Nom fichier: 100mW 2000 img Exp 1 Wait 49 T4.bt
- Nombre d'images: 1000
- Durée théorique acquisition (ms): 100000
- Attente entre chaque capture (ms): 49
- Durée acquisition (ms): 99209
- Température: 31.35

Moyenne: Tracé 0

Variance: Tracé 0

NATIONAL INSTRUMENTS

The screenshot displays a LabVIEW block diagram for camera acquisition. The diagram is organized into several functional sections:

- Configuration Section:** Includes a 'Configuration de l'acquisition' block with sub-sections for 'ExposureAuto', 'ExposureMode', and 'ExposureTime'. It also features a 'Parameters' block with a 'F231' control.
- Camera Definition Section:** Contains a 'Definition camera' block with the value '1.43382E+6' and a 'Nombre d'images' block with the value '132'.
- Acquisition Loop:** A loop structure with a 'Continuous?' control and a 'One Shot' indicator. It includes an 'Acquisition' block and a 'DeviceTemperature' block.
- Processing Section:** Features an 'IMAQdx' block with 'ActiveAttribute' and 'ValueString' inputs, and another 'IMAQdx' block with 'ActiveAttribute' and 'ValueDBL' inputs. It also includes a 'Moyenne' (Mean) block and a 'Variance' block.
- Output Section:** Displays 'Temperatures' and 'Durée théorique acquisition (ms)' (Theoretical acquisition time) with a '1000' multiplier.

The diagram uses various data types and control structures, including arrays, loops, and conditional execution, to manage the camera acquisition process.

21

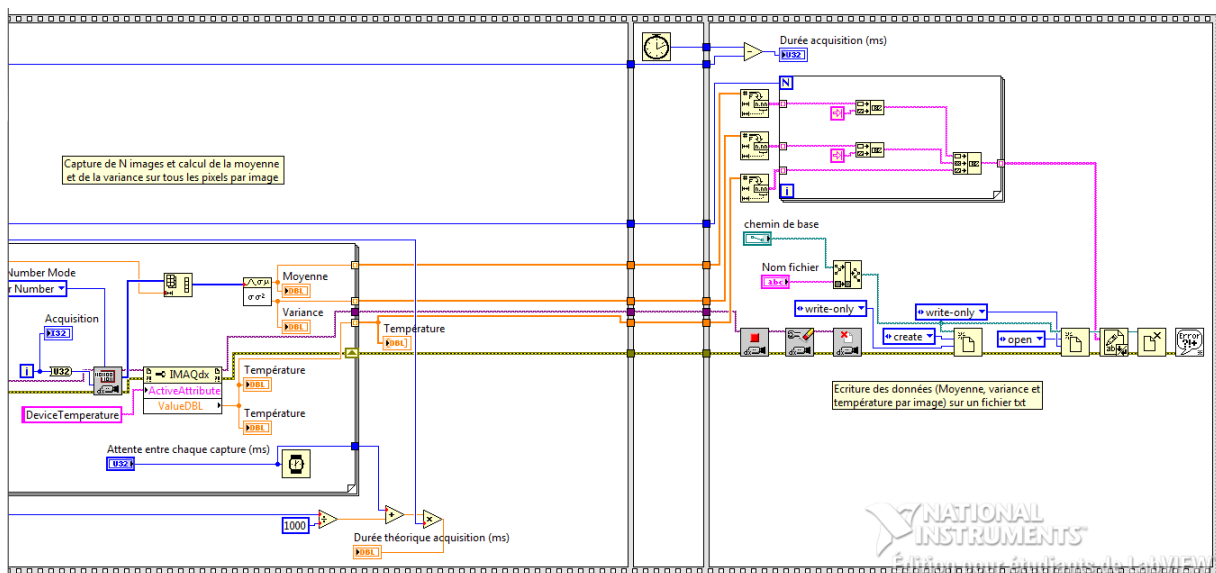
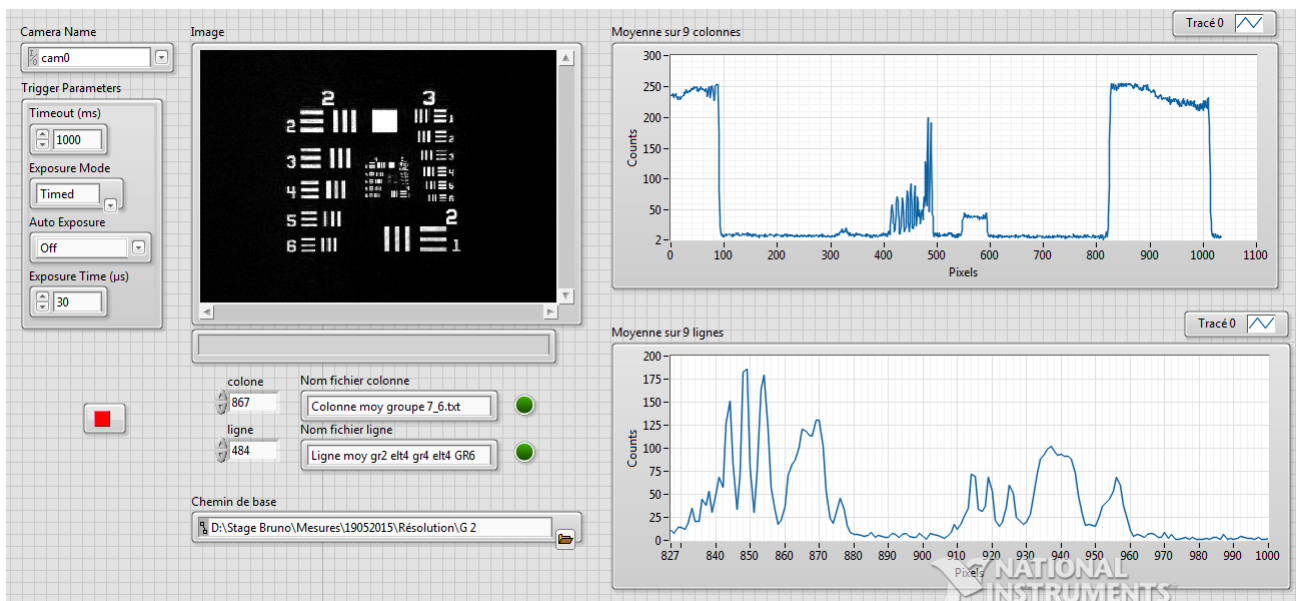


Diagramme (2)

B.3 VI utilisé pour faire les mesures de résolution



Face avant

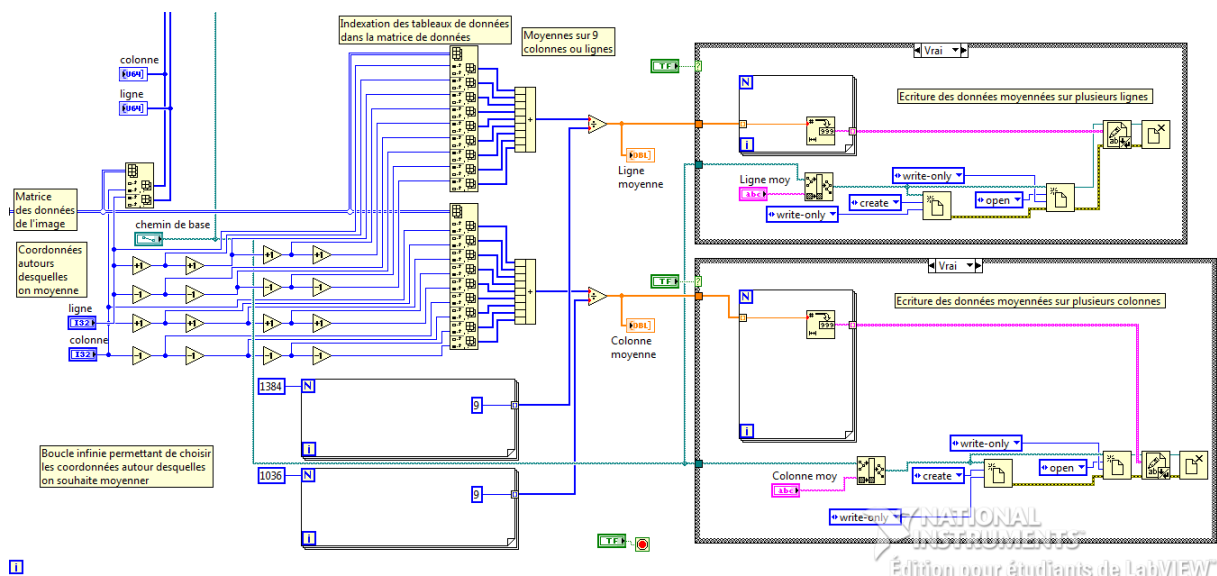


Diagramme de la boucle infinie permettant de moyenner sur les lignes ou colonnes que l'on souhaite (la partie configuration de la caméra et capture d'image est la même que pour le VI du gain)

C Programmes *Scilab*

C.1 Programme qui trace les paires de focales pour un dispositif optique de grossissement 2.5, avec un objet à -80mm , une longueur maximale du dispositif de 25cm et une image réelle

```
1 clc
2 clear
3
4 d=0.1; //écart entre les lentilles 1 et 2 (m)
5 G=-2.5; //grossissement
6 x=-0.08; //position objet (m)
7 f_2=[-0.25:0.001:0.25]; //focales 2ème lentille (tests entre -250mm et 250mm)
8
9 for i=1:size(f_2,2)
10 .....
11 ..... f_1(i)=(G*x*(d-f_2(i)))/(G*(f_2(i)+x-d)-f_2(i)); //focale 1ère lentille
12 .....
13 ..... if f_1(i)>1 then //Condition : f_1 inférieure à 1000mm
14 ..... ..... f_1(i)=0;
15 ..... end
16 ..... if f_1(i)<-1 then //Condition : f_1 supérieure à -1000mm
17 ..... ..... f_1(i)=0;
18 ..... end
19 .....
20 ..... if f_1(i)<>0 then
21 ..... .....
22 ..... ..... D(i)=d-(f_1(i)+f_2(i));
23 ..... ..... x_(i)=(f_2(i)*((x*f_1(i))-(x*d)-(f_1(i)*d)))/((f_1(i)*f_2(i))-(f_1(i)*d)-(x*D(i)));
24 ..... ..... //Calcul position image
25 ..... .....
26 ..... ..... if x_(i)>0.25-abs(x)-d then //condition : longueur dispositif optique < 25cm
27 ..... ..... ..... x_(i)=0;
28 ..... ..... ..... f_1(i)=0;
29 ..... ..... end
30 ..... .....
31 ..... ..... if x_(i)<0 then //condition : image réelle
32 ..... ..... ..... x_(i)=0;
33 ..... ..... ..... f_1(i)=0;
34 ..... ..... end
35 ..... .....
36 ..... else
37 ..... ..... x_(i)=0;
38 ..... end
39 end
40
41
42 scf();
43 plot2d(f_2.*1000,f_1.*1000);
44 title('f_1 en fonction de f_2');
45 xlabel("Focale lentille 2 (mm)");
46 ylabel("Focale lentille 1 (mm)");
47
```

C.2 Programme qui cherche des configurations pour le dispositif optique avec des focales qui existent dans le commerce. Toujours avec les contraintes suivantes : grossissement 2.5, un objet à -80mm , une longueur maximale du dispositif de 25cm et une image réelle

```

1  clc
2  clear
3  stacksize('max');
4
5  x=-0.08; //position objet (m)
6
7  //tests des focales disponibles dans le commerce
8  f_2=[-0.150,-0.100,-0.080,-0.075,-0.050,0.050,0.075,0.080,0.100,0.150,0.200,0.250,0.300,0.400,0.500,0.750,1];
9  f_1=[-0.150,-0.100,-0.080,-0.075,-0.050,0.050,0.075,0.080,0.100,0.150,0.200,0.250,0.300,0.400,0.500,0.750,1];
10 d=[0.01:0.001:0.2]; //tests des espacement possibles entre les 2 lentilles par pas de 1mm
11
12 for i=1:size(f_2,2)
13     for j=1:size(f_1,2)
14         for k=1:size(d,2)
15             D(k,j,i)=d(k)-(f_1(j)+f_2(i));
16
17             if ((f_1(j)*f_2(i))-(f_1(j)*d(k))-(x*D(k,j,i)))>0 then
18                 G(k,j,i)=(f_1(j)*f_2(i))/((f_1(j)*f_2(i))-(f_1(j)*d(k))-(x*D(k,j,i))) //Calcul grossissement
19
20                 if (G(k,j,i)>2.51)&(G(k,j,i)<-2.49) then //Condition : G = -2.5 à 0.01% près
21                     //Calcul position image
22                     x_(k,j,i)=(f_2(i)*((x*f_1(j))-(x*d(k))-(f_1(j)*d(k))))/((f_1(j)*f_2(i))-(f_1(j)*d(k))-(x*D(k,j,i)));
23
24                     if x_(k,j,i)<(0.25-abs(x)-d(k))&(x_(k,j,i)>0) then //Condition : longueur dispositif < 25 cm et image réelle
25
26                         //Si conditions réunies, affiche :
27                         //grossissement, focale 1 (mm), focale 2 (mm), espacement entre les lentilles (cm),
28                         //position image (cm) et longueur dispositif (cm)
29                         disp(G(k,j,i),'G');
30                         disp(f_1(j)*1000);
31                         disp(f_2(i)*1000);
32                         disp(d(k)*100);
33                         disp(x_(k,j,i)*100);
34                         disp((abs(x)+d(k)+x_(k,j,i))*100);
35                     end
36                 end
37
38                 if (G(k,j,i)<2.51)&(G(k,j,i)>2.49) then //Condition : G = -2.5 à 0.01% près
39
40                     //Calcul position image
41                     x_(k,j,i)=(f_2(i)*((x*f_1(j))-(x*d(k))-(f_1(j)*d(k))))/((f_1(j)*f_2(i))-(f_1(j)*d(k))-(x*D(k,j,i)));
42
43                     if x_(k,j,i)<(0.25-abs(x)-d(k))&(x_(k,j,i)>0) then //Condition : longueur dispositif < 25 cm et image réelle
44
45                         //Si conditions réunies, affiche :
46                         //grossissement, focale 1 (mm), focale 2 (mm), espacement entre les lentilles (cm),
47                         //position image (cm) et longueur dispositif (cm)
48                         disp(G(k,j,i),'G');
49                         disp(f_1(j)*1000);
50                         disp(f_2(i)*1000);
51                         disp(d(k)*100);
52                         disp(x_(k,j,i)*100);
53                         disp((abs(x)+d(k)+x_(k,j,i))*100);
54                     end
55                 end
56             end
57         end
58     end
59 end
60 end
61 end
62 end
63

```