

Rapport de Stage de L3
**RÉALISATION D'UN PHOTODÉTECTEUR ET OBSERVATION
DU BRUIT THERMIQUE D'UN MICRO-PILIER**

Violette Steinmetz

Responsables :

Tristant BRIANT et Leonhard NEUHAUS

Janvier 2014

Résumé

Lors de mon stage de L3, j'ai été accueillie au laboratoire Kastler Brossel à l'UPMC, dans l'équipe "mesures et bruits fondamentaux". Cette équipe s'intéresse au domaine de l'opto-mécanique quantique, qui décrit les interactions entre un système mécanique et la lumière, dans le but d'effectuer des mesures de déplacement de très grandes précisions. L'une des expériences de cette équipe consiste à observer l'oscillation de micro-pilier, l'objectif de cet expérience étant d'observer cet oscillateur harmonique dans son état quantique fondamental.

Au cours de mon stage, j'ai participé à ce montage afin de déterminer la masse de l'oscillateur. Pour ce faire, j'ai construit un photodétecteur permettant de réduire le bruit classique dû au laser et efficace sur une plus grande gamme de puissance. J'ai dû caractériser ce photodétecteur, avant de pouvoir l'utiliser dans un montage optique permettant d'observer le mouvement brownien d'un micro-pilier.

Remerciements

Je voudrais remercier Tristan Briant pour m'avoir accueillie au sein de l'équipe "mesure et bruits fondamentaux", ainsi que toute l'équipe qui m'ont permis de découvrir la vie d'un laboratoire de physique. Je souhaite remercier, tout particulièrement, Leonhard Neuhaus, pour m'avoir aidé tout au long de ce stage, pour sa patience et pour toutes les questions auxquelles il a su répondre. J'aimerais aussi remercier Brigitte Delamour et Jean-Pierre Okpiz de l'atelier électronique pour m'avoir expliqué et montré comment on fabriquait un circuit imprimé et pour m'avoir aidé à maintes reprises lors de la fabrication de ce photodétecteur.

Table des matières

1	Mesure de déplacement par interférométrie	4
1.1	Principe d'une mesure interférométrique	4
1.2	Limites des mesures interférométrique	4
1.2.1	Bruit Quantique	4
1.2.2	Bruits classiques et électroniques	4
1.2.3	Observation des bruits	5
2	Le photo-détecteur	6
2.1	Les photodiodes	6
2.2	Partie basse-fréquence	6
2.2.1	Réglage du gain et détermination de l'efficacité quantique	7
2.2.2	Caractérisation	7
2.3	Partie Haute-Fréquence	7
2.3.1	Réponse de la voie haute-fréquence	7
2.3.2	Bruit du aux composants du photodétecteur	7
2.3.3	Limite en fréquence de la voie rapide	8
3	Observation du mouvement brownien d'un micropilier	9
3.1	Les Micropiliers	9
3.2	Théorie	9
3.3	Montage Optique	9
3.4	Observation d'un pic de résonance	10
3.5	Détermination de la masse de l'oscillateur	11

Organisation du laboratoire

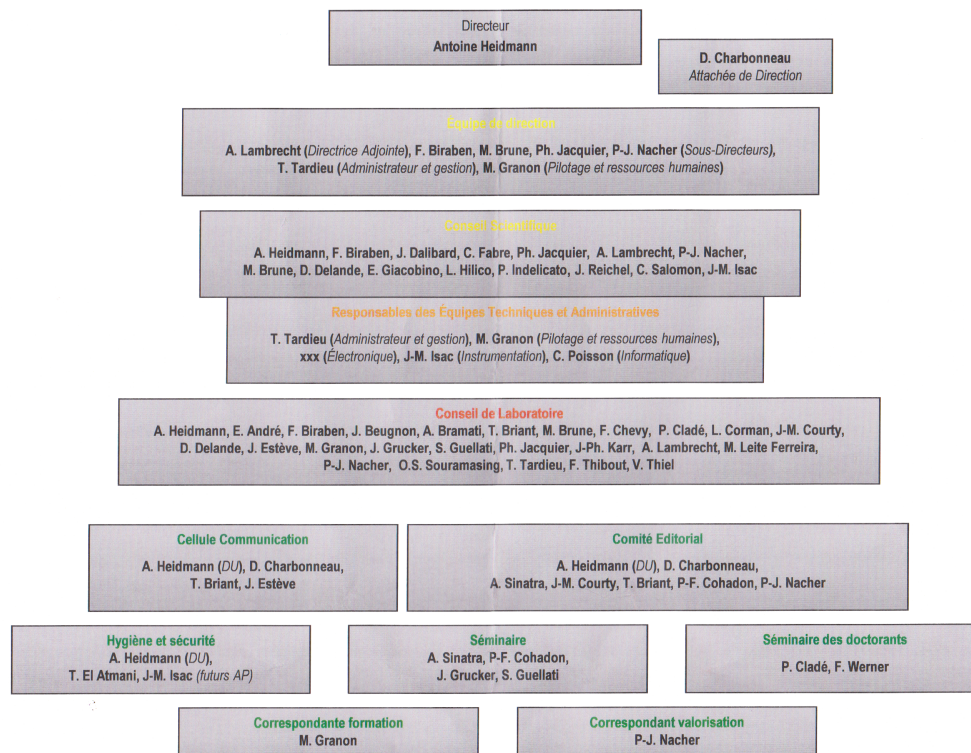


FIGURE 1 – Organigramme du laboratoire Kastler Brossel

Le Laboratoire Kastler Brossel est un laboratoire spécialisé dans la physique quantique et ses applications. Il est présent sur trois sites différents : à Jussieu, à l'ENS et au collège de France. Il est composé de 11 équipes de recherche réparties selon 4 axes : gazs quantiques, information et optique quantique, atomes dans des milieux denses ou complexes et tests des interactions fondamentales et métrologie. J'ai été accueillie dans l'équipe "mesures et bruits fondamentaux", composée de quatre chercheurs, d'un post-doctorant et de cinq doctorants.

Chapitre 1

Mesure de déplacement par interférométrie

Aujourd'hui, les mesures de déplacement atteignent des précisions impressionnantes de l'ordre de 10^{-15} m avec des interféromètres sans cavité et peuvent descendre à 10^{-18} m dans les interféromètres d'ondes gravitationnelles.

1.1 Principe d'une mesure interférométrique

En envoyant un faisceau laser sur un miroir on peut déterminer le déplacement de celui-ci. En effet, un déplacement δx entraîne un changement de phase $\delta\phi$ du faisceau laser suivant la relation :

$$\delta x = \frac{\lambda}{4\pi} \delta\phi \quad (1.1)$$

Les mesures interférométriques permettent d'accéder à ce déphasage. On divise le faisceau lumineux en deux faisceaux d'intensité identiques, l'un se réfléchissant sur un miroir mobile dont on veut déterminer le déplacement, l'autre sur un miroir fixe, appelé oscillateur local. En réunissant ces deux faisceaux, ils interfèrent et l'intensité résultante sera alors égale à :

$$P = P_0(1 + \cos(\Phi)) \quad (1.2)$$

où P_0 est l'intensité initiale du laser et Φ la phase relative des deux faisceaux. En mesurant cette intensité grâce à des photodétecteurs, on accède à ce déphasage et donc au déplacement du miroir. La mesure interférométrique est la plus sensible aux petits déplacements si la phase $\Phi = \Phi_0 + \delta\phi$ est stabilisée autour d'une valeur moyenne $\Phi_0 = 3/4\pi$, et dans le cas $\delta x \ll \lambda$, on obtient la relation

$$P = P_0 + \frac{4P_0\pi}{\lambda} \delta x \quad (1.3)$$

1.2 Limites des mesures interférométriques

Toutefois ces mesures sont limitées par plusieurs phénomènes ayant des causes variées.

1.2.1 Bruit Quantique

Le bruit quantique d'un faisceau laser, souvent appelé "shot noise", est une manifestation de la nature corpusculaire de la lumière.

En assumant que pour une puissance P incidente sur un photodétecteur on a en moyenne $\dot{N} = \frac{P}{\hbar\omega}$ photons par seconde, et que les temps d'arrivée de ses différents photons ne sont pas corrélés, on obtient - de la même façon que pour la loi de décroissance radioactive - une distribution poissonnienne pour le nombre de photons N arrivant sur le photodétecteur pendant une durée Δt . Du coup, pour $N \gg 1$, ce qui est facilement le cas pour un faisceau laser de quelques milliwatts, l'écart type de la distribution est \sqrt{N} . Les fluctuations de puissance causées par ces effets peuvent être exprimées par une densité spectrale de puissance du bruit quantique de $S_{PP}[f] = 2\hbar\omega P$, dont la valeur ne dépend pas de la fréquence d'analyse f .

1.2.2 Bruits classiques et électro- niques

Il faut ajouter à ce bruit quantique des bruits classiques, dus par exemple à des modifications de la longueur de la cavité du laser. La racine de la densité spectrale de ces bruits varie linéairement avec la puissance lumineuse, comme c'est le cas pour toute modulation classique de l'intensité d'un laser. Ces bruits croissent donc beaucoup plus rapidement que le bruit quantique, et peuvent facilement le dominer, ce qui limiterait la sensibilité de nos mesures. Dans la section (3.2) nous décrirons un montage optique utilisant la différence du signal de deux photodiodes qui permet d'atténuer fortement le bruit classique du laser sans dégrader la sensibilité de l'interféromètre pour des déplacements, ce qui nous permettra de faire des mesures uniquement limités par le bruit quantique optique.

Pour cela, il est aussi important que le bruit électronique de la photodiode, souvent appelé "dark noise", soit largement inférieur au signal du bruit quantique de la lumière.

1.2.3 Observation des bruits

Pour des puissances élevées comme dans la figure (1.1), le bruit quantique n'est observable qu'à partir d'une certaine fréquence environ égale à 20 MHz, pour notre cas. Avant cette fréquence le bruit classique domine. Le pic observé vers $900kHz$ est le pic de relaxation du laser utilisé ; un YAG émettant à 1064 nm (voir figure 1.1).

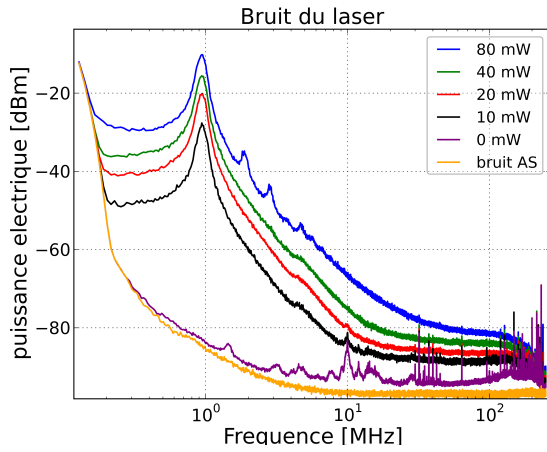


FIGURE 1.1 – Réponse en fréquence d'un premier photodétecteur qui ne limite pas le bruit classique

Chapitre 2

Le photo-détecteur

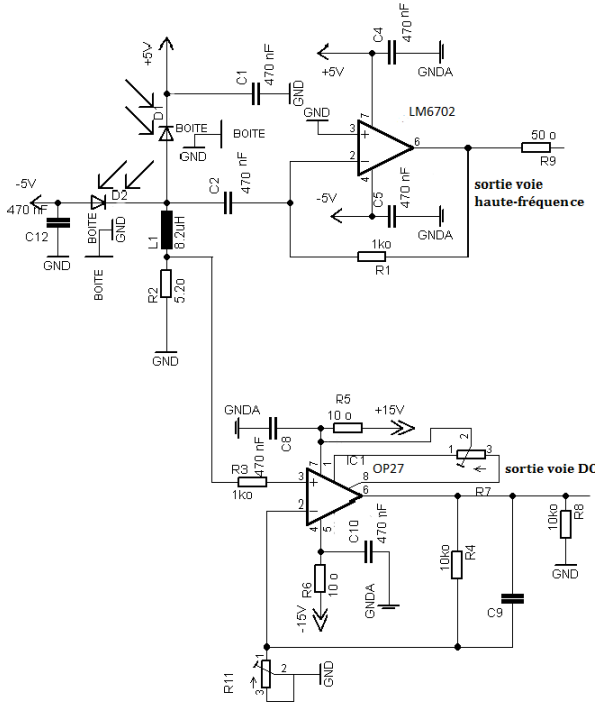


FIGURE 2.1 – Schéma du photodétecteur

Pour pouvoir convertir le signal optique d'interférence en signal électrique, on utilise des photo-détecteurs. Les photo-détecteurs se trouvant dans le commerce sont typiquement dix fois plus chers que ceux fabriqués au sein du laboratoire et souvent ne sont pas optimaux pour les mesures effectuées. Par conséquent, les équipes d'optique quantique doivent créer et caractériser leurs propres photo-détecteurs.

Lors de mon stage j'ai reproduit un photodétecteur décrit dans un article (voir (2)), ce qui a permis d'augmenter la bande passante et la puissance optique maximale, par rapport aux photodétecteurs déjà présents au laboratoire, d'un ordre de grandeur. J'ai d'abord dessiné le schéma électrique et son implémentation sur un circuit imprimé grâce au logiciel EAGLE (voir figure 2.1), puis j'ai soudé les différents composants. Nous avons réussi après des heures de débogage à obtenir un photodétecteur fonctionnel répondant aux attentes.

2.1 Les photodiodes

Le photo-détecteur est composé de deux photodiodes (Fermionics FD500-1064N) montées en série. Une photodiode montée comme ici, avec un potentiel plus important à sa cathode qu'à son anode, va normalement conduire un courant presque nul. Quand un photon avec une énergie suffisante est absorbé par le matériau semi-conducteur, une paire électron-trou est créée. Cette paire est accélérée par la tension de +5V, on observe donc un courant d'une charge positive entre sa cathode et son anode pour chaque photon absorbé. Cette manière de monter les deux photodiodes permet de récupérer la différence des courants produits par les deux photodiodes.

Une caractéristique importante des photodiodes est son efficacité quantique η qui est le rapport du nombre d'électrons produits par la photodiode sur le nombre de photons incidents. Or

$$i_{pd} = eN_{\text{electron}} \quad (2.1)$$

$$P_{opt} = \hbar\omega\dot{N}_{\text{photon}} \quad (2.2)$$

d'où

$$\eta = \frac{i_{pd}\hbar\omega}{eP_{opt}} \quad (2.3)$$

où P_{opt} est la puissance incidente du laser, i_{pd} l'intensité à la sortie des photodiodes, ω la pulsation du laser, et e la charge élémentaire.

La différence d'intensité recueillie après les photodiodes est alors séparée en deux parties, la partie haute-fréquence et la partie basse-fréquence (DC).

Avant de concevoir ce photo-détecteur à deux photodiodes, nous en avons d'abord conçu un prototype, identique à celui-là pour la partie traitement du signal mais avec une seule photodiode (ETX500). C'est avec ce photodétecteur que j'ai effectué les mesures présentées dans les prochains paragraphes. Le laser utilisé est un YAG qui émet à 1064nm.

2.2 Partie basse-fréquence

Les deux photodiodes peuvent être modélisées par des sources de courant, avec le courant proportionnel à la puissance optique incidente. Ce courant est réparti dans une partie basse-fréquence, qui

passer à travers la self L_1 , la résistance R_2 vers la masse, et une partie haute-fréquence qui passe à travers C2 vers la masse virtuelle à l'entrée positive l'amplificateur opérationnel LM6702. La tension aux bornes de R_2 est amplifiée par un amplificateur non inverseur, en négligeant l'impédance du condensateur on a

$$V_{out} = \left(1 + \frac{R_4}{R_7}\right) R_2 i_{pd} \quad (2.4)$$

2.2.1 Réglage du gain et détermination de l'efficacité quantique

R_7 est un potentiomètre ce qui permet de modifier facilement le gain de cet amplificateur. En effet, il est pratique d'avoir une conversion simple entre la tension obtenue en sortie du montage DC et la puissance optique envoyée sur les photodiodes.

Grâce à un puissance-mètre qui permet de mesurer la puissance optique d'une part et d'un oscilloscope d'autre part, on peut modifier R_7 pour une conversion simplifiée. Nous avons modifié R_7 de telle sorte que $10,28mW \leftrightarrow 1V$. La mesure de $R_7 = 426\Omega$, nous permet d'obtenir une valeur de l'efficacité quantique $\eta = 0,84$ grâce aux équations (2.3) et (2.4).

Nous avons de nouveau effectué ces mesures dans le cas du photodétecteur à deux photodiodes et nous avons trouvé pour la photodiode positive un $\eta = 0,94$ et $\eta = 0,96$ pour la photodiode négative.

2.2.2 Caractérisation

Une fois ce réglage effectué, on a voulu savoir à partir de quelle puissance optique le photodétecteur sature. On a donc mesuré la réponse en tension en fonction de la puissance optique envoyée. On obtient une réponse linéaire puis le photodétecteur sature à partir de 135 mW de puissance incidente. Cette saturation vient probablement simplement du fait que l'amplificateur opérationnel ne peut pas fournir une tension qui dépasse sa tension d'alimentation de 15V. En augmentant la valeur de R_7 , on peut donc probablement obtenir une gamme de réponse linéaire plus élevée. Pour notre application, une puissance de 135 mW était largement suffisante.

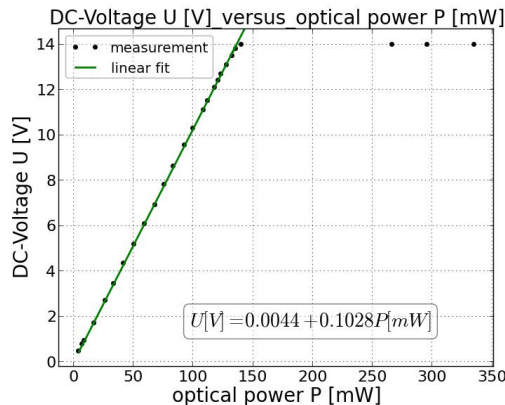


FIGURE 2.2 – Caractérisation de la voie DC

2.3 Partie Haute-Fréquence

La partie haute-fréquence est coupée par le filtre passe-bas et passe par le condensateur C_2 , puis à travers un montage transimpédance, on obtient une tension de sortie

$$V = i_{pd} R$$

Pour observer cette partie haute-fréquence on utilise un analyseur de spectre, qui donne la réponse de cette voie en dBm en fonction de la fréquence.

2.3.1 Réponse de la voie haute-fréquence

caractérisation

L'analyseur de spectre nous fournit une valeur de la densité spectrale en puissance à la sortie de la voie haute-fréquence. On peut alors comparer la densité spectrale en puissance du shot noise avec la valeur attendue. En effet, la puissance du shot noise est donnée par la relation

$$P_{shot} = \sqrt{2\hbar\omega P_{opt}} \quad (2.5)$$

ce que l'on peut convertir en intensité au niveau sortant de la photodiode grâce à (2.3). Avec $20,12mW$ de puissance incidente on devrait obtenir une intensité en entrée de l'amplificateur de $72,6pA\sqrt{Hz}$. Nous avons mesuré dans une petite gamme de fréquence autour de 50MHz grâce à l'analyseur de spectre une intensité de $64,2pA\sqrt{Hz}$. Pour obtenir la valeur expérimentale, nous avons pris la puissance donnée par l'analyseur auquel nous avons soustrait la puissance du dark noise. Puis nous avons converti cette puissance en sortie du montage en intensité à l'entrée de l'amplificateur.

Battement du YAG avec un autre laser

Dans le but de caractériser plus en détail la voie haute-fréquence, nous avons utilisé l'effet de battement, cela consiste à faire interférer deux lasers avec des fréquences ω_1 et ω_2 très proches. On obtient un signal modulé de pulsation $\omega = \omega_1 - \omega_2$. On observe un pic sur l'analyseur correspondant à cette fréquence. Puis on module en fréquence un des lasers, ce qui permet de balayer la réponse sur une grande gamme de fréquence. En prenant le maximum de chaque pic, on peut voir que la réponse de la photodiode décroît de $3dBm$ entre $10MHz$ et $100MHz$ (voir figure 2.3)

2.3.2 Bruit du aux composants du photodétecteur

Ces bruits sont dus en partie à l'ampli opérationnel, celui-ci n'est pas parfait, il possède un bruit de

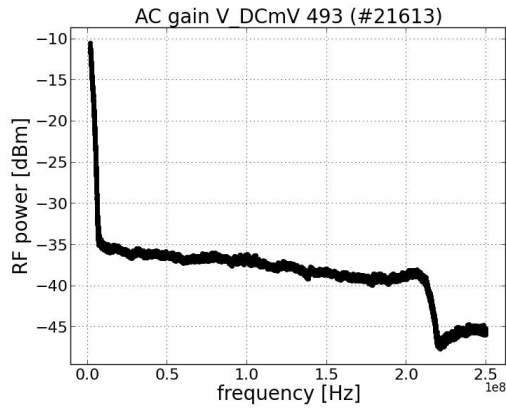


FIGURE 2.3 – Réponse de la voie HF à un battement du YAG avec un laser ECDL (external cavity diode laser) le Sacher Lyon

tension à entrée ($1,83nV/\sqrt{Hz}$) et un bruit de courant à son entrée négative ($18,5pA/\sqrt{Hz}$). Il faut aussi leurs ajouter le bruit thermique de la résistance de la boucle de rétro-action (bruit de Johnson). La densité spectrale en intensité de ce bruit est égale à $\sqrt{\frac{4k_bT}{R}}$ où k_b est la constante de Boltzmann, T la température et R la résistance considérée. On peut alors calculer la somme quadratique de ces bruits et on obtient $19,03pA/\sqrt{Hz}$. Nous avons mesuré un dark noise (spectre de la photodiode sans puissance incidente) de $17,9pA/\sqrt{Hz}$. Ce résultat expérimentale étant plus faible, on peut penser que le courant d'entrée donné dans la datasheet est sur-estimé ou qu'il y a des pertes dans le câble BNC entre l'analyseur et la sortie de l'AO.

Le tableau suivant regroupe les différentes causes de bruit et leur valeur ramenée à une densité spectrale de courant en entrée de l'amplificateur opérationnel.

bruit de courant	valeurs (pA/\sqrt{Hz})
bruit de Johnson	4,07
Bruit de tension de l'AO	1,83
Bruit de courant de l'AO	18,5
Bruit quantique de 1mW	49,2

2.3.3 Limite en fréquence de la voie rapide

Lorsque l'on a fait battre les deux lasers entre eux on voit qu'à partir d'une certaine fréquence la réponse du photodétecteur n'est plus plate (voir figure 2.3). De plus on a pu observer un phénomène de distorsion harmonique. Par exemple en plaçant le pic de battement à 10 MHz on peut observer un deuxième pic à 20MHz dont la puissance est environ 50dB inférieure à celle du pic fondamentale. Nous avons essayé de diminuer cet effet en séparant la masse du signal de la masse de l'alimentation de l'ampli op comme conseillé dans la datasheet, mais cela a causé des oscillations, nous avons donc fini par relier les deux masses ensemble.

Chapitre 3

Observation du mouvement brownien d'un micropilier

3.1 Les Micropiliers

L'expérience sur laquelle j'ai travaillée utilise comme oscillateur des miroirs montés sur des micropiliers en quartz. Ces micro-piliers sont des prismes de hauteur 1mm et de section triangulaire équilatérale avec une cote de $240 \mu\text{m}$. Ces piliers sont suspendus symétriquement au milieu pour minimiser le couplage des vibrations du pilier avec son support, ce qui donne un oscillateur possédant un grand facteur de qualité.

Le but de cette expérience est de mettre le pilier dans son état quantique fondamentale, mais avant cela il faut éliminer le bruit thermique du micropilier. C'est ce bruit thermique, équivalent à un mouvement Brownien, que j'ai pu observer. Cette observation permettra de déterminer la masse M de l'oscillateur.

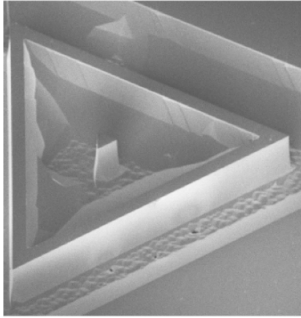


FIGURE 3.1 – Micropilier vu au microscope électronique à balayage

3.2 Théorie

On peut relier la transformée de Fourier $x[\Omega]$ du déplacement du miroir avec les forces extérieures qui lui sont appliquées grâce à la susceptibilité mécanique χ (voir (1)) :

$$x[\Omega] = \chi[\Omega]F[\Omega] \quad (3.1)$$

Le micropilier est assimilable à un oscillateur harmonique, le déplacement x du micropilier obéit

donc à la relation :

$$M\ddot{x} + \frac{\Omega_M}{Q}\dot{x} + \Omega_M x = F_{ext} \quad (3.2)$$

avec M la masse de l'oscillateur, Ω_M la fréquence de résonance et Q le facteur de qualité de l'oscillateur. On peut alors mettre χ sous la forme :

$$\chi[\Omega] = \frac{1}{M(\Omega_M - \Omega - i\Omega_M\Omega/Q)} \quad (3.3)$$

On voit que connaissant le déplacement de l'oscillateur et les forces s'exerçant sur lui on peut remonter à $\chi[\Omega]$ et à sa masse M . Il faut pour cela connaître la valeur du facteur de qualité $Q = \frac{\Omega_M}{\gamma}$, qui donne une idée du nombre de cycles d'oscillation sans excitation continue avant que l'énergie mécanique soit amortie d'un facteur e . Pour ce faire, on observe le mouvement Brownien du micro-pilier.

L'échange thermique entre le micro-pilier et le milieu peut-être modélisé par une force, appelée force de Langevin dont le spectre est relié à χ par

$$S_F[\Omega] = -\frac{4k_B T}{\Omega} \text{Im}\left(\frac{1}{\chi[\Omega]}\right) \quad (3.4)$$

Les variations de cette force vont entraîner un mouvement Brownien du micro-pilier, caractéristique de la température T du milieu. Ce mouvement se traduit sur l'analyseur par un pic à sa fréquence de résonance. Celui-ci peut-être modélisé par une lorentzienne, de là on peut remonter à γ car celui-ci est égal à la moitié de la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne.

3.3 Montage Optique

Pour cette observation nous avons utilisé le YAG, que nous avons mis dans une fibre optique pour que cela soit plus pratique au niveau de la table de manipulation.

A cause de la fibre, la polarisation du laser est inconnue au niveau du montage. Pour avoir une polarisation rectiligne, nous plaçons à la sortie de la fibre une lame $\lambda/2$ qui a pour effet de transformer la polarisation incontrôlée à la sortie de la fibre de manière à ce que le faisceau puisse être décomposé en deux polarisations rectilignes de même puissance

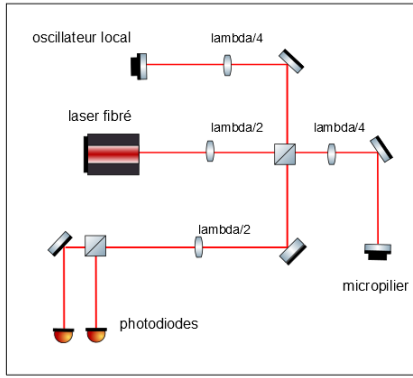


FIGURE 3.2 – montage optique

(une parallèle à la table et l'autre perpendiculaire). Puis le laser rencontre un beam-splitter qui le sépare en deux en fonction de sa polarisation. Une partie du faisceau est envoyé sur l'oscillateur local, l'autre sur le micro-pilier. Dans chacun de ces deux chemins se trouvent une lame $\lambda/4$ qui permet de modifier la polarisation rectiligne en polarisation circulaire. Étant traversée deux fois, les faisceaux retournent sur le beam-splitter avec une polarisation tournée de 90 degrés par rapport à celle qu'ils avaient eu en sortant. À la sortie du beam-splitter, les deux faisceaux ayant des polarisations différentes ne peuvent pas interférer entre eux, on place alors une lame $\lambda/2$ dont un axe propre est tourné de 22,5 degrés par rapport à la table. Sans cette dernière lame, le beam-splitter enverrait sur la première photodiode le signal venant du faisceau du micro-pilier et sur la seconde le faisceau venant de l'oscillateur local. On récupère sur les photodiodes les deux faisceaux. Nous avons dû aussi ajouter au montage diverses lentilles, qui permettent d'ajuster le col du faisceau laser. En effet il faut que le faisceau laser se réfléchissant sur le micro-pilier n'ai pas un col plus large que celui-ci. De plus, il faut aussi que la largeur du col au niveau des photodiodes soit adapté à celle-ci.

Pour aligner ces éléments, j'ai utilisé la voie DC. En effet, la réponse de la voie DC doit en l'absence de mouvement du micro-pilier être nulle. En appliquant une force sinusoidale sur l'oscillateur local grâce à une cale piezoélectriques on observe le phénomène d'interférence que l'on attendait. Cette observation nous permet de déterminer la sensibilité de l'interferomètre par les relations (1.2) et (1.3).

3.4 Observation d'un pic de résonance

Lors des observations nous avons commencé par mettre le micro-pilier dans une enceinte à vide, celle-ci permet d'obtenir un meilleur facteur de qualité Q car l'air à pression atmosphérique amortie la résonance. Cependant, nous avons constaté qu'il était plus simple d'observer le pic à pression atmosphérique car sous vide le pic déviait en fréquence sur le temps de la mesure ce qui rendait compliqué l'acquisition sur l'analyseur.

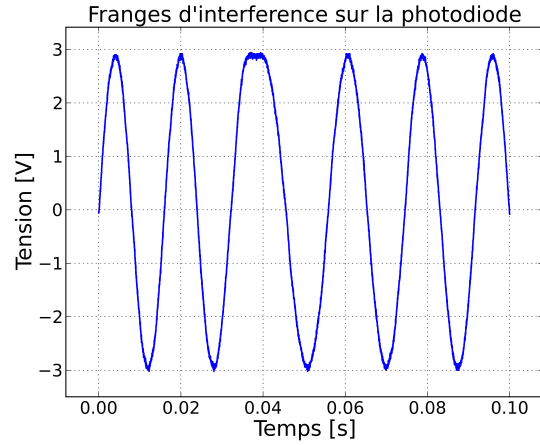


FIGURE 3.3 – Interférences observées entre le signal et l'oscillateur local, lorsque qu'on lui applique une force sinusoidale

La figure(3.4) montre deux pics de résonance thermique des micropiliers à température ambiante et sous pression atmosphérique et leur fit lorentzien.

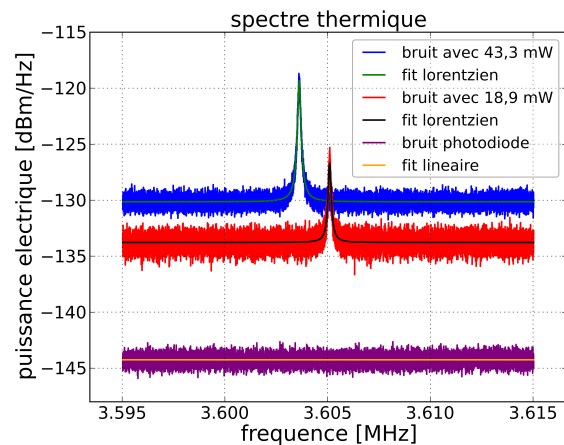


FIGURE 3.4 – Pics thermiques à différentes puissances et leurs fits lorentziens

Le pic à 18,9 mW se trouve à une fréquence $f_{M1} = 3605099Hz$ ($\Omega_M = 2\pi f_M$), et possède un $\gamma_1 = 129Hz$, ce qui donne un facteur de qualité $Q_1 = 27946$. Le pic avec 43,3mW de puissance incidente possède quand à lui une fréquence de résonance $f_{M2} = 3603677Hz$ et un $\gamma_2 = 126Hz$ impliquant $Q_2 = 28600$. Pour ce deuxième pic le signal est au dessus du shot de 10,5 dB. Ces différences de fréquence de résonance peut être expliquées par la dilatation du micro-pilier du à son échauffement. Ces facteurs de qualité ne sont pas très bons, ce qui est dû au fait que la mesure ne c'est pas faite sous vide. En effet cette mesure sous vide donne des facteurs de qualité au delà du million avec cet échantillon.

3.5 Détermination de la masse de l'oscillateur

On peut déterminer M grâce à des relations liant $S_{xx}[\Omega_M]$ la densité spectrale de déplacement du micro-pilier à $\chi[\Omega]$ et $S_{FF}[\Omega_M]$ d'une part, des relations entre $S_{xx}[\Omega_M]$ et la densité spectrale en puissance du bruit shot d'autre part (voir (1)). On obtient la relation :

$$M = \frac{16\pi Q P_0 k_B T}{10^{\frac{10.5}{10}} \hbar \lambda c \Omega_M^3} \quad (3.5)$$

où $10^{\frac{10.5}{10}}$ représente le ratio signal-sur-bruit exprimé en échelle linéaire pour le pic thermique à la puissance $P_0 = 43,3mW$. Une première application numérique permet d'estimer la masse du micro-pilier à $55\mu g$. On peut estimer l'erreur sur cette masse grâce à l'observation de l'autre pic de puissance incidente de $P_0 = 18,9mW$. On calcule la masse grâce à ce pic et en comparant les deux masses obtenues, on constate qu'il y a une incertitude d'au moins 25% . L'erreur apparait surtout lors de l'estimation de la différence de dB entre le signal et le bruit. Il faudrait prendre plusieurs spectres et moyenner cette valeur pour avoir au final une plus grande précision.

Conclusion

Lors de ce stage j'ai pu découvrir le quotidien d'une équipe de recherche. J'ai réussi, après maintes heures de débogages, à créer un photodétecteur fonctionnel, qui permet de réduire le bruit classique du laser. Cela m'a permis d'apprendre la technique pour développer un circuit électronique, de la conception du circuit sous EAGLE, aux soudures des composants. J'ai pu observer le pic de résonance thermique caractéristique du mouvement brownien d'un micro-pilier, ce qui a permis de mesurer la masse de cet oscillateur.

Hygiène et Sécurité

Au cours de mon stage, j'ai utilisé un laser de classe 3B (YAG), j'ai donc dû prendre certaines précautions. J'ai dû manipuler avec des lunettes de protection adaptées. De plus, pour éviter les réflexions du laser, il faut retirer tous bijoux pour manipuler et éteindre le laser lors de la mise en place des différents objets optiques. Lors du développement du circuit imprimé j'ai dû utiliser des produits chimiques tel que le perchlorure de fer. J'ai donc manipulé sous une hôte et avec des gants.

Bibliographie

- (1) Tristant Briant "*Caractérisation du couplage optomécanique entre la lumière et un miroir : bruit thermique et effets quantiques*", thèse à l'Université Pierre et Marie Curie, 2004.
- (2) M. B. Gray, D. A. Shaddock and C.C. Harb and H-A Bachor "*Designs for Experiments in Quantum Optics*", article disponible sur www.researchgate.net, 1998.
- (3) S. Reynaud, A. Heidmann, E. Giacobino and C. Fabre "*Quantum Fluctuations In Optical Systems*", Elsevier Science publishers, 1992.
- (4) Leonhard Neuhaus "*Observation of Quantum Backaction in Opto-Nanomechanical Coupling*", thèse de master à l'université Louis-et-Maximilien de Munich et École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2011.