

学号 2010301020175

密级 _____

武汉大学本科毕业论文

PIEGEAGE OPTIQUE DE PARTICULS: MIS EN OEUVRE ET CARACTERISATION

粒子光阱：实践操作与特征研究

院（系）名 称：武汉大学物理科学与技术学院

专 业 名 称 ： 物类中法

学 生 姓 名 ： 张训杰

指 导 教 师 ： BENICHOU Emmanuel

二〇一五年六月

Stage Licence3 Physique
Parcours Physique 3A
Année universitaire 2014/2015

**PIEGEAGE OPTIQUE DE
PARTICULS: MIS EN OEUVRE
ET CARACTERISATION**

Xunjie ZHANG

Encadré par Emmanuel BENICHO

Institut Lumière Matière

郑 重 声 明

本人呈交的学位论文，是在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果，所有数据、图片资料真实可靠。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确的方式标明。本学位论文的知识产权归属于培养单位。

本人签名：_____ 日期：_____

Table de Matières

Résumé.....	6
Introduction	7
I. Principe de la pince optique	7
1. Calcul de la force de gradient.....	7
2. Régime de Rayleigh	8
3. Régime de Mie.....	8
II. Piégeage d'une particule diélectrique	10
1. Montage expérimental	10
2. Calibration d'une bille diélectrique.....	11
2.1) Equation du mouvement de la bille	12
2.2) Mesure la raideur k	12
2.2.1) Méthode 1: PSD	12
2.2.2) Méthode 2: Equipartition	14
2.2.2.1) Mouvement de la bille	14
2.2.2.2) Factuer de voltage par rapport à déplacement	12
2.2.2.3) Résultats de mesure	15
III. Piégeage d'une particule métallique.....	18
1. Principe.....	18
2. Montage expérimental.....	19
Conclusion	20
Bibliographie	21
Annexe	22

Résumé

Piégeage optique de particules: mise en oeuvre et caractérisation

En utilisant un faisceau de laser qui est bien focalisé nous pouvons piéger des particules diélectriques et métalliques d'ordre micrométrique et nanométrique. Il apparait la force de gradient, la force de diffusion et absorption et la force d'interaction entre les particules (métallique) sur les nanoparticules dans un champ créé par un tel laser. Pour un petit déplacement (quelques micromètre), nous pouvons simuler ce mouvement comme un ressort.

Donc le but de ce rapport est concernant de mesurer la raideur de la force de gradient pour des particules diélectriques et les analyses de forces en théorie pour des particules diélectriques et métalliques.

Mots clés: piégeage optique, particule diélectrique et métallique, force de gradient, raideur, calibration de raideur

摘要

粒子光阱：实践操作与特征研究

高度聚集的激光可以捕捉到微米级到纳米级的介电质颗粒和金属颗粒。这个激光作用的区域称为光阱。在光阱中，激光会对粒子施加梯度力，散射和吸收力以及粒子间相互作用力（对于金属粒子而言）。对于粒子在光阱中的微小位移（微米级），我们可以用弹簧的模型来模拟。

因此，这篇论文主要测量这个对于介电质颗粒的梯度力的弹性系数以及理论分析介电质颗粒与金属颗粒在光阱中的受力。

关键词：光阱；介电质与金属粒子；梯度力；弹性系数；校准弹性系数

Introduction

Pendant le semestre 6 de L3, j'ai effectué un stage sur un dispositif de pince optique installé au centre de nanooptique (centre NanOpTec) dans l'équipe optique non-linéaire et interfaces de ILM avec mon binôme ZHANG Xunjie. Il s'agit d'utiliser un faisceau de laser infrarouge issu d'une diode laser pour piéger une particule de taille d'ordre micrométrique.

Le principe des pinces optique est connu depuis les années 1970 et a été proposé pour la première fois par Arthur Ashkin. Il découvrit que des particules en suspension étaient accélérées le long de l'axe d'un faisceau laser par la force de pression à l'aide d'un laser continu et fortement focalisé.[1] Depuis, de nombreuses applications utilisent le principe de la pince optique car elle nous aide à bouger des objets sans contact comme par exemple dans le domaine biologique pour des molécules comme l'ADN, l'ARN, la kinesine, polymerase et Myosine.[5]

L'objectif de notre stage était de comprendre le fonctionnement d'une pince optique et de calibrer ce système. Nous avons commencé tout d'abord par piéger une bille diélectrique d'un diamètre de 1 micromètre. Ensuite, dans une deuxième étape, nous avons cherché à déterminer la force de piégeage en mesurant la raideur de la force en calibrant ses positions. Dans la dernière partie de mon rapport, je présente une perspective théorique de ce travail concernant le piégeage de nanoparticules métalliques.

I. Principe de la pince optique

Le principe d'une pince optique est que la lumière peut créer une pression de la lumière par ses deux aspects: onde et corpuscule. Un champ électromagnétique va engendrer la force de gradient sur une bille ce qui va avoir pour effet de tirer la particule vers le centre du piège. En considérant la lumière comme des photons, quand elles traversent la petite bille, elles changent ses directions de propagation à cause de la réfraction et même pour sa quantité de mouvement. Donc il apparait la force gradient qui tire la bille vers le point focal et la force de diffusion (pour les billes métalliques) qui éloigne la bille du centre. Quand la bille est autour de la position d'équilibre (le point focal) on peut considérer qu'il oscille comme un ressort donc la force qu'il subit est proportionnelle au déplacement par rapport à la position d'équilibre quand il est d'ordre de micromètre. Dans ce rapport, on appelle ce facteur raideur (comme le ressort).

La première partie de notre stage est de mesurer la raideur k . Ici on commence par calculer la force de gradient.

1. Calcul la force de gradient

Pour une bille diélectrique dans un milieu isotrope, la polarisation s'écrit:

$$\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)\vec{E} \quad (1.1)$$

On peut montrer par un calcul simple que la force de Lorentz qui donne la force de gradient est donnée par:

$$\vec{F} = (\vec{P} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \times \vec{B} \quad (1.2)$$

où le deuxième terme vient de $\sum q\vec{v} \times \vec{B} = \frac{\partial \sum q\vec{r}}{\partial t} \times \vec{B} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \times \vec{B}$ (1.3)

Donc

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \epsilon_0(\epsilon_r - 1) \left[(\vec{E} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} + \frac{\partial(\vec{E} \times \vec{B})}{\partial t} - \vec{E} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right] \\ &= \epsilon_0(\epsilon_r - 1) \left[(\vec{E} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} + \vec{E} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) + \frac{\partial(\vec{E} \times \vec{B})}{\partial t} \right] \\ &= \frac{\epsilon_0(\epsilon_r - 1)}{2} \vec{\nabla}(\vec{E}^2) + \epsilon_0(\epsilon_r - 1)\mu_0 \frac{\partial \vec{S}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.4)$$

2. Régime de Rayleigh

Dans notre expérience, la puissance de laser étant constante, donc il ne reste que le premier terme. On voit que la force est directement liée au gradient d'intensité du faisceau laser focalisé. C'est pour le régime de Rayleigh pour le rayon de la bille est vingt fois inférieur à la longueur d'onde du laser. Car dans ce cas nous pouvons considérer les nanoparticules comme des dipôles ponctuels.[7] En précise, cette force peut s'écrire de la façon suivant:[2]

$$\vec{F}_{grad} = \frac{n_{sol}^3 r^3}{2} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \vec{\nabla} (\vec{E}^2) \quad (1.5)$$

avec $m = \frac{n_{NP}}{n_{sol}}$, n_{sol} l'indice de réfraction de la solution contenant la nano-particule,

n_{NP} l'indice de réfraction de la nano-particule, r son rayon, E le champ électrique.

La force de la diffusion apparait uniquement quand on piège une bille métallique et elle est sous la forme suivante[2]

$$\vec{F}_{diff} = \frac{I_0}{c} \frac{128\pi^5 r^6}{3\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 n_{sol} \quad (1.6)$$

et λ est la longueur d'onde. Il va produire l'instabilité du piégeage.

3. Régime de Mie

Le régime précédent interprète le piégeage de petits objets et c'est la même pour les particules diélectriques et métalliques. Par ailleurs, comme dans notre stage on utilise les billes sphériques donc on a besoin d'utilisation de la théorie de Mie[2].

En résolvant l'équation d'onde $\nabla^2 \mathcal{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = 0$ en coordonnées sphériques, il existe des solutions stationnaire. Nous pouvons les exprimer en termes d'harmoniques sphériques et nous obtiendrons les coefficients a_n et b_n de la solution de la diffusion Mie[2]:

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - \zeta(x)\psi'_n(mx)} \quad (1.7)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - m\zeta'_n(x)\psi'_n(mx)}$$

avec ψ et ζ les fonctions de Riccati-Bessel.

La section efficace de diffusion et extinction qui représente la probabilité d'interaction d'une particule pour une réaction donnée est donnée par[2] :

$$C_{diff} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (1.8)$$

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \Re\{a_n + b_n\}$$

Donc la section d'absorption est obtenue par la relation suivante[2]:

$$C_{ext} = C_{abs} + C_{diff} \quad (1.9)$$

Donc il apparait des pic dans le régime de Mie.

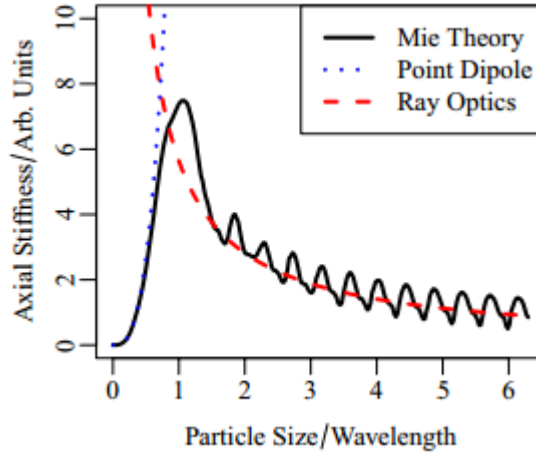


Figure 1: Représentation théorique de la raideur de pince en fonction de la taille de la particule pour le régime Rayleigh, Mie et géométrique[9].

II. Piégeage d'une particule diélectrique

1. Montage expérimental

Le montage de la pince optique que nous avons utilisé est le kit OTKB/M de Thorlabs et est schématisé sur la figure.

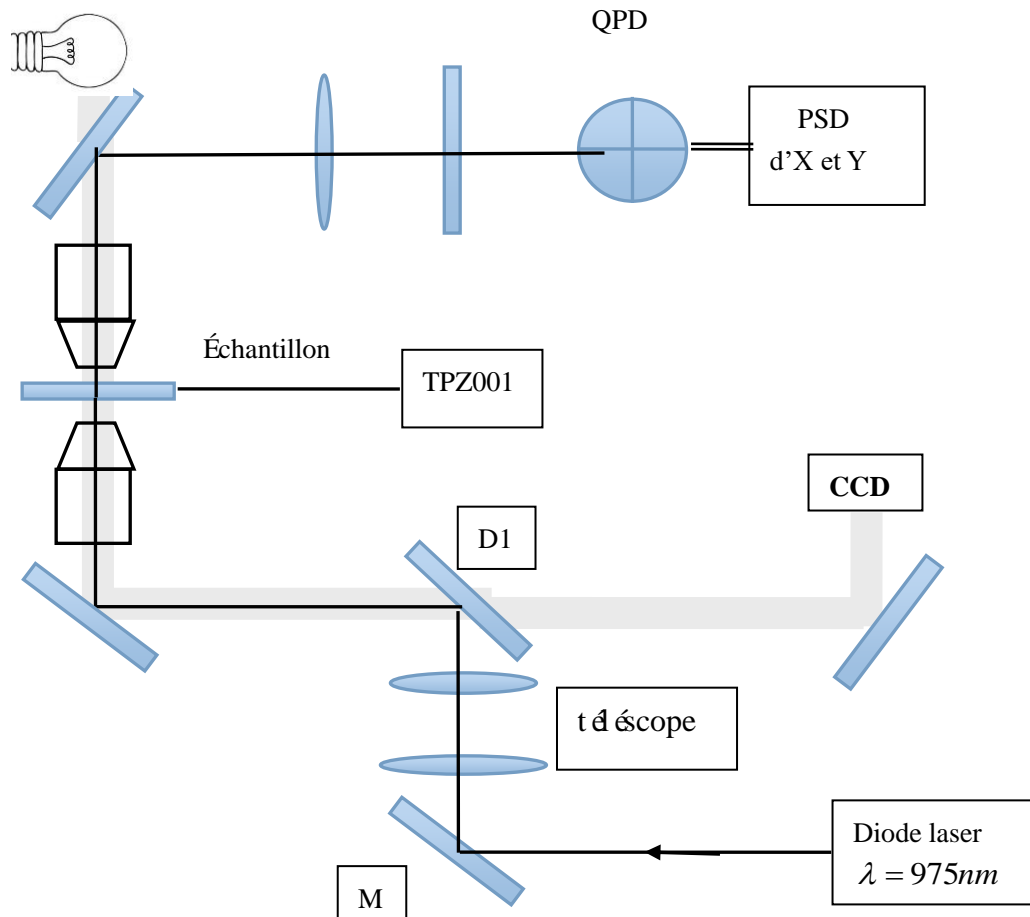


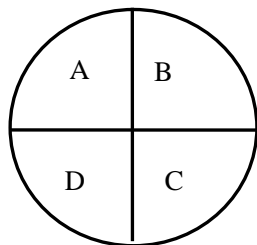
Figure 2: Montage expérimental d'une pince optique

On utilise un télescope pour mettre en forme un faisceau de laser issu d'une diode laser à une longueur d'onde de 975 nm. Le faisceau laser est ensuite focalisé par un objectif de microscope à forte ouverture numérique. On utilise un objectif Nikon 100X à immersion à l'huile.

Le générateur de la diode laser affiche son intensité du courant donc nous mesurons principalement la relation de sa puissance qui est en fonction de l'intensité du courant (voir l'annexe 1). Le laser traversé est réfléchi par un miroir et puis un miroir dichroïque qui réfléchit la lumière infrarouge et transmet les autres lumières et puis focalise sur le porte-objet d'échantillon. Le porte-objet est contrôlé par 3 TPZ001 (T-cube piézo-contrôleur) suivant les axes X, Y et Z.

Après son passage dans l'échantillon, le faisceau est collecté par un condenseur à grande ouverture numérique et envoyé sur une photodiode à quatre quadrants (QPD).

Les déplacements de la bille par rapport au centre du piège sont mesurés par le détecteur de position (PSD) qui est sensible à des dérives du faisceau de pince et est placé dans le plan conjugué du plan focal.



$$S = A + B + C + D$$

$$X = \frac{(A + D) - (C + B)}{S}$$

$$Y = \frac{(A + B) - (C + D)}{S}$$

Figure 3: Fonctionnement de QPD

D'après M. W. Allersma et al[3], dans le régime de Rayleigh la réponse de la QPD est proportionnel au déplacement de la bille.

L'expression théorique de la réponse X du détecteur est donnée par:

$$X \cong \frac{16}{\sqrt{\pi}} \frac{k\alpha}{\omega^2} \left(\frac{x}{\omega} \right) e^{-\left(\frac{x}{\omega} \right)^2} \quad (2.1)$$

Où x est le déplacement, k et le vecteur d'onde, ω la taille du faisceau dans le plan focal et α la susceptibilité diélectrique de la bille de rayon r de la forme:

$$\alpha = r^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \quad (2.2)$$

On voit que X est linéaire avec x car la taille du faisceau dans le plan focal $\omega = 0.61\lambda / ON$ avec ON l'ouverture numérique de l'objectif donc dans ce cas de 1,25 NA avec le déplacement x de 40 nm et $\lambda = 975nm$ donc $(x/\omega)^2 \approx 10^{-3} \ll 1$.

Donc X est linéaire avec le déplacement x . Comme la susceptibilité diélectrique dépend du rayon de la bille et de son indice diélectrique, on doit remesurer le coefficient entre X et x si on change la taille de la bille ou le milieu.[3]

La lumière blanche au-dessus est utilisée pour la visualisation sur la caméra CCD ce qui nous permet d'observer le mouvement des billes par un vidéo.

2. Calibration de la pince avec une bille diélectrique

Afin de mesurer la force qui va attirer la bille vers le centre du faisceau, on doit détecter le mouvement de la particule(et donc déterminer sa position) dans le piège. Bien que la caméra CCD permet observer les mouvements de la bille, il réagit

lentement et de manière très peu précise. Donc dans notre expérience nous utilisons les QPDs pour détecter ces positions.

2.1) Equation du mouvement de la bille

En considérant que la bille bouge dans un milieu de fluide (ici on utilise l'eau) dans une cellule et appliquant le PFD, l'équation de Langevin peut s'écrire comme

$$\gamma \dot{x}(t) + kx(t) = F_T(t) \quad (2.3)$$

où γ est la viscosité du liquide, k est la raideur du champ de laser et le terme à droite de l'égalité représente la force qui vient du mouvement brownien. On suppose qu'il est un bruit blanc gaussien et écrit comme:

$$F_T = \sqrt{2\gamma k_B T} \xi(t) = \gamma \sqrt{2D} \xi(t) \quad (2.4)$$

où $k_B T$ est l'énergie de Boltzmann et T de Kelvin, le coefficient de diffusion est

donné par la relation de Einstein $D = k_B T / \gamma$, la fonction $\xi(t)$ est la normalisation de la fonction du bruit blanc et elle satisfait:

$$\langle \xi(t) \rangle = 0 \quad \langle \xi(t) \xi(t') \rangle = \delta(t - t') \quad (2.5)$$

δ est la fonction de Dirac. [4]

2.2) Mesure la raideur k

Pendant mon stage, j'ai utilisé deux méthodes pour déterminer la raideur k avec Xunjie ZHANG et ici je présente théoriquement les 2 méthodes et le résultat de la deuxième principalement. Pendant notre stage, nous utilisons un programme par le logiciel de LabView qui nous permettons de mesurer les résultats rapidement. Dans ce programme nous pouvons mesurer le déplacement de la particule avec QPD et la puissance de vitesse de 200,000 échantillons par seconde. De plus, les figures desous sont tracés par Igor Pro qui pratiquement facile en traitant les datum.

2.2.1) Méthode 1: PSD

On utilise le QPD pour enregistrer la position de la particule en fonction du temps et on réalise une transformée de Fourier. On obtient la densité spectrale de fréquence. On obtient :

$$\hat{x}(f) = \frac{\hat{\xi}(f) \sqrt{2D}}{2\pi(f_c - if)} \quad (2.6)$$

avec $f_c = k / 2\pi\gamma$.

En théorie, la densité spectrale de puissance en fonction de la fréquence de la forme:

$$S_{vv}(f) = \rho^2 P_T = \rho^2 \frac{k_B T}{\pi^2 \gamma (f^2 + f_c^2)}$$

car et $P_T(f) = 2 \langle |\hat{x}(f)|^2 \rangle = \frac{D}{\pi^2 (f^2 + f_c^2)}$ ρ est le facteur du voltage que le QPD mesure par rapport à ses déplacements et de unité V/m

Cette densité spectrale de fréquence a un profil Lorentzien donc si on mesure cette densité spectrale et que l'on représente cette fonction en coordonnées logarithmiques et on peut déterminer f_c la fréquence de coupure par ajustement numérique. Cette fréquence de coupure permet ensuite de déterminer la raideur k par la relation $k = f_c^2 2\pi\gamma$.

Par cette méthode, nous n'avons pas besoin de mesurer le facteur de voltage par rapport à déplacement. Donc il est aussi possible pour les instruments qui manque de bouger le porte-objet ou les autres qui ne permettent pas de calibrer la position. De plus il a besoin d'une vitesse rapide d'acquisition des échantillons ($f > 10$ kHz) pour le détecteur.[5]

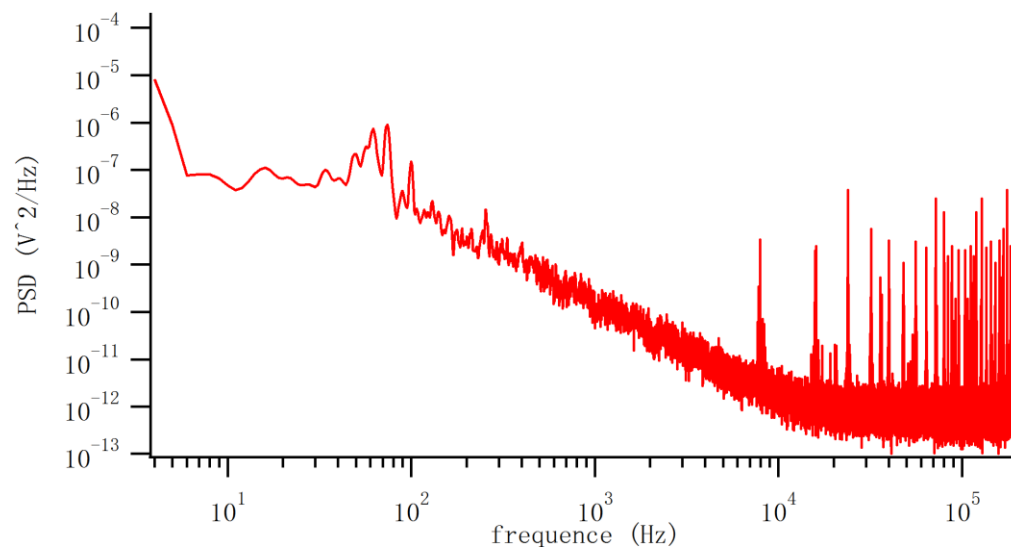


Figure 4: densité spectrale de puissance de la bille de diamètre 1 μm de la forme de lorentzien qui est mesuré en $P=30$ mW de l'axe X à la température $T=20^\circ\text{C}$ ($\eta = 1.002 \text{ mPa} \cdot \text{s}$) et smooth=5.

Par cette figure on obtient une fréquence de coupure $f_0 = 100$ Hz donc en

appliquant num ériquement où $\gamma = 6\pi\eta r$. La raideur $k = f_c 2\pi\gamma = 0,0059$ pN/nm. Mais un gros problème ici est le coefficient de viscosité que l'on utilise est bon lorsque la bille est loin de la paroi et quand elle est proche de la paroi le η est très différent.

2.2.2) Méthode 2: Théorème d'équipartition

En physique statistique classique, l'équipartition de l'énergie signifie que l'énergie totale d'un système à thermodynamique est répartie également sur ses différentes composantes. Dans ce cas l'énergie cinétique moyenne sur les 3 directions (XYZ) est la même et chaque possède d'énergie $\frac{1}{2}k_B T$. La relation entre l'énergie et le déplacement de la particule donc peut être comme

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}k \langle (x - x_{mean})^2 \rangle \quad (2.7)$$

et $\langle (x - x_{mean})^2 \rangle$ est la variance du déplacement, T la température ambiante en Kelvin.

En utilisant une telle méthode on n'a pas besoin de considérer ni la viscosité ni la forme ou diamètre de la particule. Mais il faut mesurer le facteur de voltage par rapport au déplacement.

2.2.2.1) le mouvement de la bille

Ici on le réalise par un programme de Labview qui enregistre les données de voies Xdiff et Ydiff de deux QPD pendant une seconde.

Le déplacement suivant X est donné sur la figure suivante.

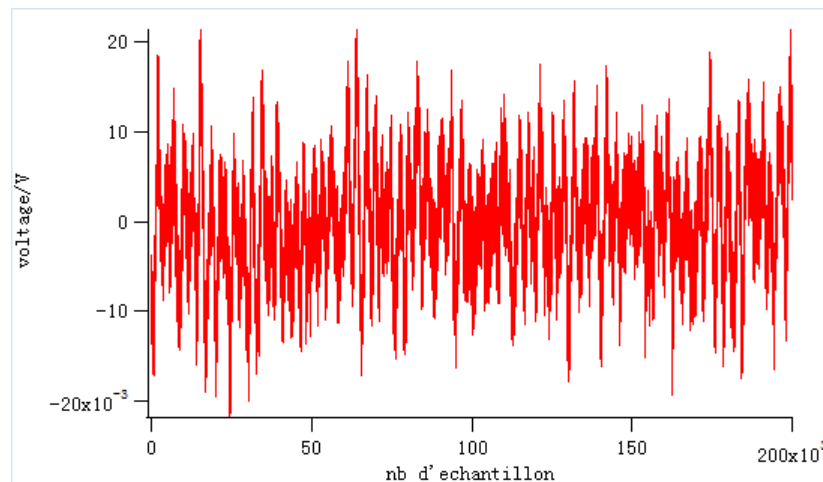


Figure 5: mesure du déplacement en voltage (V) d'axe X en fonction de nombre d'échantillon (200,000) dans une seconde pour P=30 mW

Nous pouvons calculer la variance d' X où $\langle (X - X_{\text{mean}})^2 \rangle = 6,015 \cdot 10^{-5} \text{ V}^2$

2.2.2.2) le facteur de voltage par rapport au déplacement

Afin de mesurer ce facteur, nous avons besoin de déterminer le déplacement en fonction du voltage mesuré par QPD que j'ai présenté précédemment. Dans notre expérience, nous utilisons les lames avec built-in canal où les billes sont collées. D'abord, on cherche la bille qui ne bouge pas (c'est à dire que pas de mouvement Brownian quand on l'observe par le CCD) dans la lame avec built-in canal. Lorsque l'on bouge le porte-objet en traversant le centre du piège (on doit préalablement repérer la position du piège) suivant l'axe X et Y par le piézo-contrôleur, le déplacement du porte-objet est exactement celui de la bille et on trouve finalement le facteur qui normalement est le même pour les 2 axes.

Quand il ne bouge pas, on trouve que le voltage est autour de $-5 \cdot 10^{-3} \text{ V}$ et donc on sait que notre bille traverse l'origine normalement.

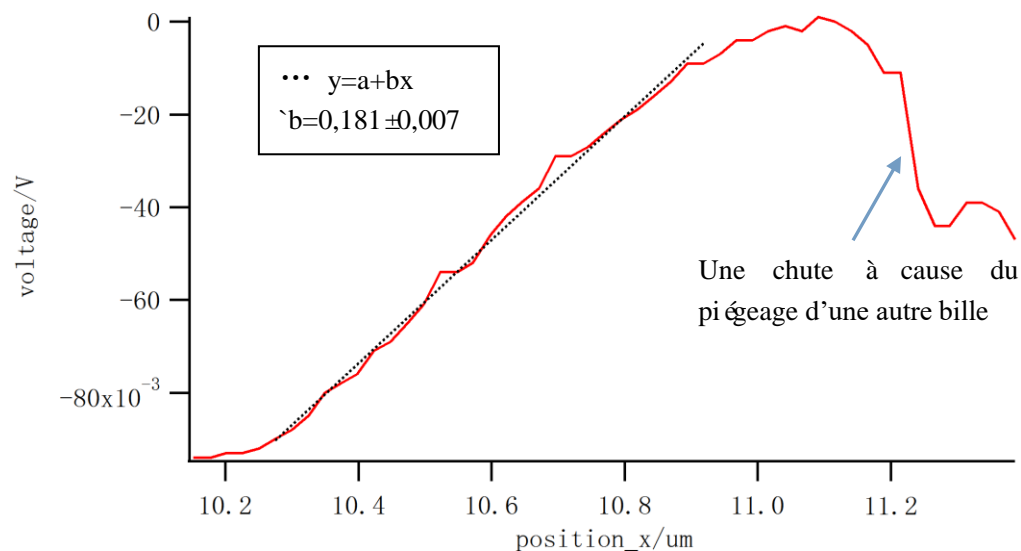


Figure 6: la pente pour la région où le voltage est linéaire avec la position est $0,181 \text{ V}/\mu\text{m}$.

Normalement le pente que l'on mesure pour différentes puissances doit être les mêmes mais selon nos résultats (Annexe 2), on trouve qu'il augmente quand la puissance augmente. Une raison possible est qu'il y a plus de billes accumulées autour de la bille collée lorsque la puissance augmente. Donc cette puissance influence les données enregistrées par le QPD. On observe évidemment qu'il apparaît une chute quand une autre bille est piégée. De plus même nous pouvons l'observer par le CCD, on ne voit que le plan focal donc pour des billes de différent z , on ne sait pas l'influence précisément.

2.2.2.3) R  ultat de mesure

Le facteur d'x			
N � & Puissance(mW)	30	60	90
1	0,175 \pm 0,009	0,248 \pm 0,012	0,323 \pm 0,025
2	0,181 \pm 0,003	0,259 \pm 0,006	0,324 \pm 0,017
3	0,189 \pm 0,007	0,333 \pm 0,005	0,459 \pm 0,014
Moyenne(V/ μ m)	0,182 \pm 0,016	0,280 \pm 0,053	0,323 \pm 0,025

Le facteur d'y			
N � & Puissance(mW)	30	60	90
1	0,058 \pm 0,001	0,213 \pm 0,014	0,191 \pm 0,006
2	-----	0,268 \pm 0,041	-----
Moyenne(V/ μ m)	0,058 \pm 0,001	0,241 \pm 0,068	0,191 \pm 0,006

Les autres figures permettant de mesurer le facteur de voltage/position sont dans l'Annexe 2.

Mais en utilisant le QPD, il faut ouvrir le laser pour donner du signal et plus grande puissance de laser, plus forte du signal on peut trouver. Donc il faut garder l'équilibre entre les deux pour trouver la plus exacte valeur possible.

   cause de la théorème d'équipartition les facteurs d'x et y doivent être les mêmes. Mais dans notre mesure, ce n'est pas le cas. Une explication est que la trajectoire (en violet) du déplacement de la bille ne passe pas par le centre du piège. Comme je mets la position O par l'oeil donc il peut apparaître une grande différence entre les facteurs d'x et y.

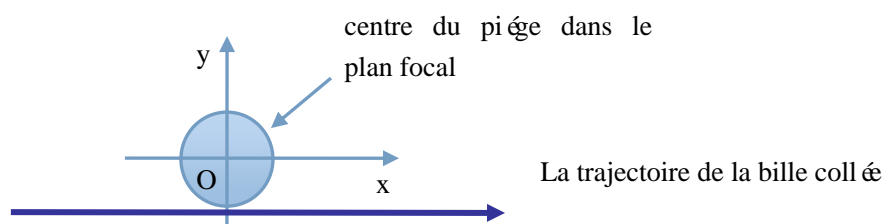


Figure 7: une explication pour les différentes valeurs obtenues selon les deux axes.

En utilisant les deux figures précédentes, nous pouvons finalement obtenir la figure de la position en fonction du temps d'une seconde.

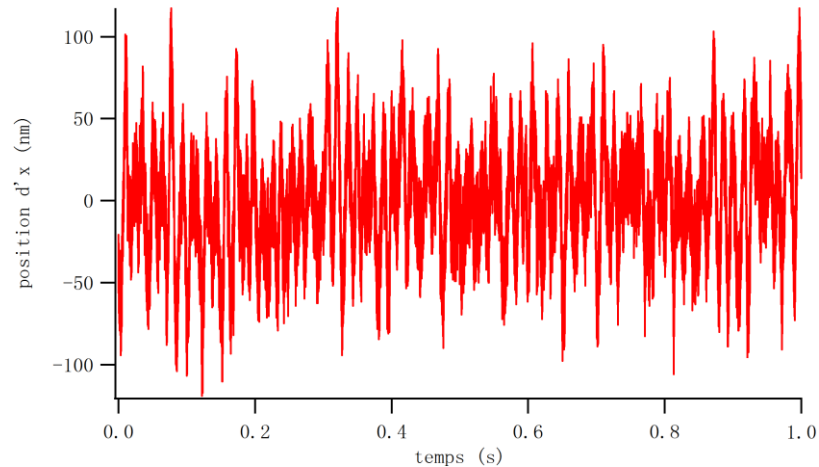


Figure 8: position d'axe x en fonction du temps et par le théorème d'équipartition et en calculant l'écart quadratique on obtient la raideur qui vaut 0,0022 pN/nm

N ° puissance(mW)	et	30		60	
		En V ²	En μm ²	En V ²	En μm ²
1		3.33E-05	10,05E-04	6.67E-05	8,51E-04
2		2.77E-05	8,36E-04	5.90E-05	7,53E-04
3		3.42E-05	10,32E-04	6.21E-05	7,92E-04
4		4.01E-05	12,11E-04	4.56E-05	5,82E-04
Moyenne		3.38E-05	10,20E-04	5.84E-05	7,45E-04
K _x (pN/nm)		0,0040		0,0054	

N °et puissance(mW)		30		60	
		En V ²	En μm ²		
1		1.54E-05	4,58E-03	3.28E-05	7,16E-04
2		1.51E-05	4,49E-03	2.56E-05	5,64E-04
3		1.28E-05	3,80E-03	2.81E-05	6,19E-04
4		1.76E-05	5,23E-03	1.93E-05	4,25E-04
Moyenne(V ²)		1,53E-05	4,53E-03	2,65E-05	5,84E-04
K _y (pN/nm)		0,001		0,0069	

Les figures des positions sont dans l'annexe 3.

Les valeurs que l'on obtient sont plus petites que celles mesurées dans l'article " optical trapping for undergraduates"[5]. Une raison possible est que la puissance mesurée est à la sortie de la fibre est plus petite donc il existe de la perte d'énergie. De plus, s'il le laser n'est pas bien focalisé dans la lame sur le plate-objet, la puissance que l'on utilise actuellement doit être plus petite. Donc ils produisent le résultat dans notre expérience.

III. Piégeage d'une particule métallique

1. Principe

Pour la seconde partie de notre stage, nous allons essayer de piéger une bille métallique qui intéresse beaucoup les scientifiques beaucoup aujourd'hui car ces uniques interactions avec le radiation électromagnétique produit par les effets de surface plasmon résonance et nombre des applications. Mais la réfraction est différente pour les objets métalliques: la lumière propage inversement après réflexion et il produit une grande pression de la lumière mais pas la force de gradient. [6]

Pour des billes métalliques, l'indice et permittivité ont une partie imaginaire, donc ils produisent l'effet d'absorption. En calculant la force Lorentz dans un tel champ on peut avoir la force de gradient et absorption sous la forme:

$$F_{grad}(r) = \frac{1}{2\epsilon_0} \text{Re}\{\alpha\} \nabla I(r)$$

$$F_{abs}(r) = \frac{n_m}{c} \sigma_{ext} \langle S(r) \rangle$$
(3.1)

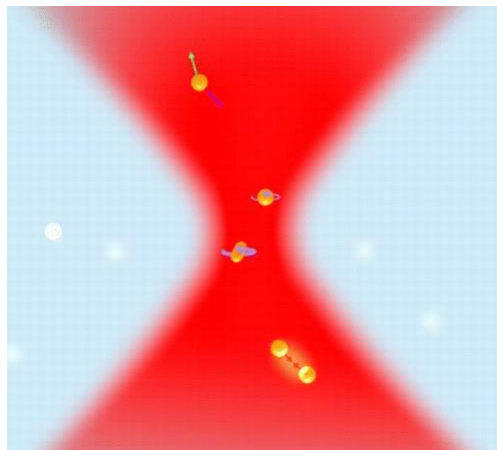


Figure 9: principes forces s'exerçant sur les colloïdes métalliques dans un laser focalisé. Les forces de la lumière par polarisation et transfert linéaire et/ou moment angulaire de photon qui dépend de la longueur d'onde aboutissent aux forces de gradient, la pression de la lumière (diffusion et forces d'absorption, en vert) et le torque optique (rotation et Spinning, flèche de rotation). Il existe aussi des forces entre des particules dans leur champs mutuels (en rouge). L'absorption de la lumière cause l'augmentation de température de la particule et le liquide autour. Donc l'amplitude de la force thermique aléatoire augmente même pour le mouvement de Brownien, la viscosité du liquide diminue aussi et même pour les forces de frottement. [6]

2. Montage expérimental

Comme les différentes caractéristiques des billes métalliques que celles diélectrique, donc on va changer la partie télescope de montage précédent. On remplace le lentille par un axicon de type d'un cône d'angle très grand. Par l'interférence il va créer des anneaux concentriques donc la bille va vers l'état le plus stable où se trouve le plus bas de potentiel et nous pouvons bien piéger des billes métalliques.

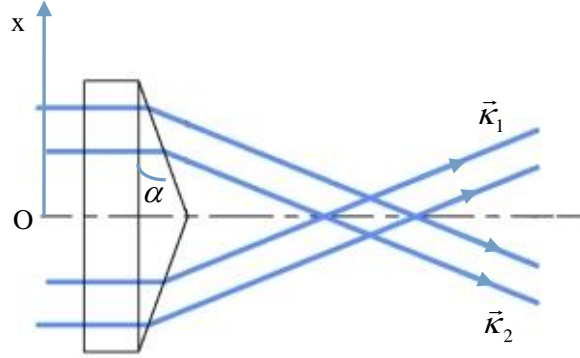


Figure 10: les rayons parallèles de laser à traverser un axicon[8]

Le déphasage entre les deux rayons de vecteur d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 s'écrit:

$$\delta = \vec{k}_1 \vec{r} - \vec{k}_2 \vec{r} = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r} = 2k(n-1)\alpha x \quad (3.2)$$

où $\kappa = |\vec{k}_1| = |\vec{k}_2|$ la norme du vecteur d'onde de laser.

Donc on peut obtenir que les franges d'interférences sont des anneaux

concentriques et $x = x_{\max} = \frac{2p\lambda}{(n-1)\alpha}$ est la position la plus lumineuse.

En utilisant un axicon, nous pouvons obtenir approximativement un faisceau de Bessel et la valeur absolue d'ordre 0^{me} de la fonction de Bessel qui décrit ce faisceau.[8]

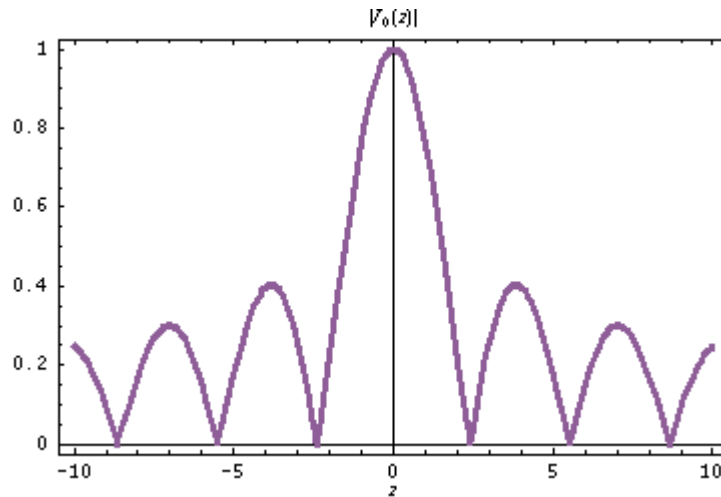


Figure 11: la valeur absolue d'ordre 0^{ème} de la fonction de Bessel[8]

Conclusion

Dans notre stage, nous utilisons principalement sur le dispositif de pince optique qui est contrôlé partiellement par un programme du logiciel LabVIEW. Nous avons bien observé le phénomène de piégeage d'une bille de taille d'une micromètre et nous avons mesuré la raideur de laser avec deux méthodes différentes: le PSD et par le théorème d'équipartition. Enfin nous avons étudié théoriquement le piégeage d'une bille métallique. C'est un domaine qui attire beaucoup d'attention des scientifiques ces dernières années notamment la résonance plasmon de surface (ou surface plasmon resonance en anglais) sur des nanoparticules métalliques.

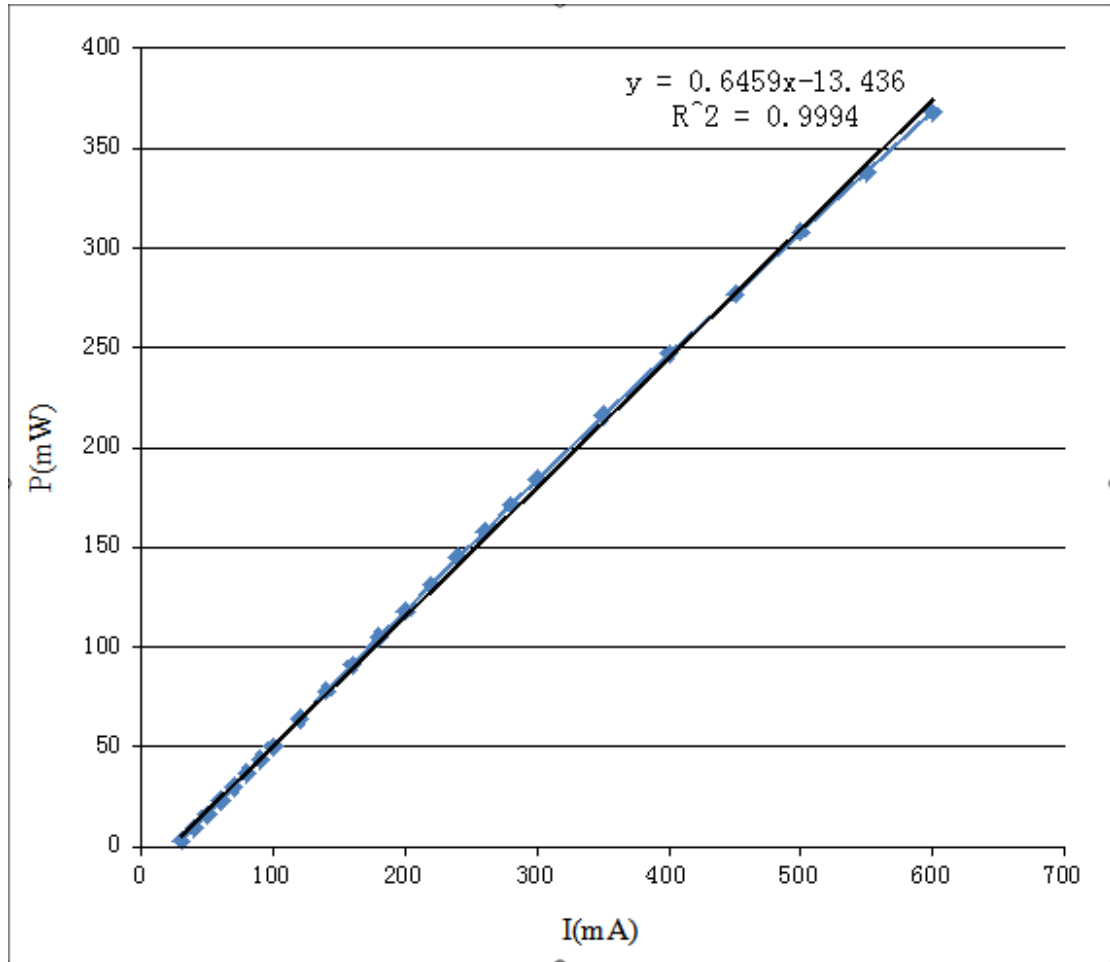
Pour moi, j'ai développé mes connaissances en optique et électromagnétisme et je me suis acquis beaucoup d'expérience sur le dispositif de pince optique. J'ai trouvé les différences entre la théorie et la pratique car il y a toujours plusieurs étapes à faire qui est dehors de théorie. De plus, ce stage suscite mon intérêt en optique et l'envie d'apprentissage plus dans le domaine optique.

Bibliographie

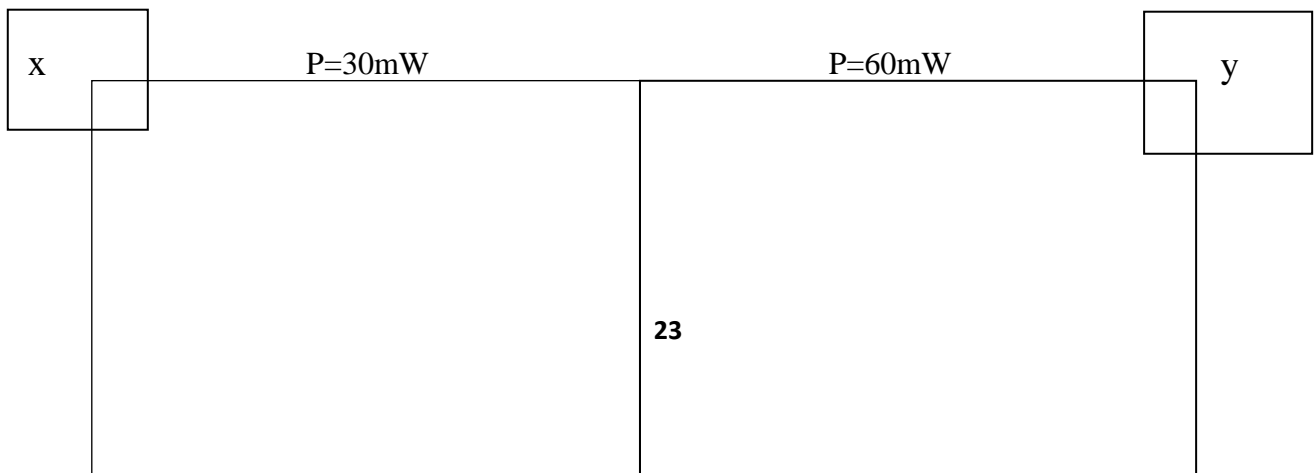
- [1] A. Ashkin, Acceleration and trapping of particles by radiation pressure, *Physical Review Letters*, 24, 156 (1970)
- [2] M. Dienerowitz, Plasmonic effects upon trapping of metal nanoparticles, thèse de doctorat, (2010)
- [3] M. W. Allersma, F. Gittes, M. J. DeCastro, R. J. Stewart, and C. F. Schmidt. Two-Dimensional Tracking of ncd Motility by Back Focal Plane Interferometry. *Biophys. J.*, 74 :1074-1085, 1998. (pages 39, 41, 42, 48 et 51)
- [4] Simon F. Toli-Nørrelykke, Erik Schæffer, Jonathon Howard, Francesco S. Pavone, Frank Jülicher, and Henrik Flyvbjerg, Calibration of optical tweezers with positional detection in the back focal plane, *Rev. Sci. Instrum.* 77, 103101 (2006); doi: 10.1063/1.2356852
- [5] D. C. Appleyard, K. Y. Vandermeulen, H. Lee, and M. J. Lang, Optical trapping for undergraduates, *American Journal of Phys.* 75, 5 (2007); doi 10.1119/1.2366734
- [6] A. Lehmusker, P. Johansson, H. R-Dunlop, L. Tong and M. Kall, Laser Trapping of Colloidal Metal Nanoparticles, *Rev. Vol.9, NO.4*, 3453-3469 (2015)
- [7] A. Bruyere, optique non linéaire: étude de nanoparticules métalliques par génération de second harmonique, thèse de master 2, (2013)
- [8] <http://www.thorlabs.de/>
- [9] Bowman, W. Richard, Padgett, J. Miles, Optical trapping and binding, *Reportts on Progress in Physics*, 76, 026401, (2013)

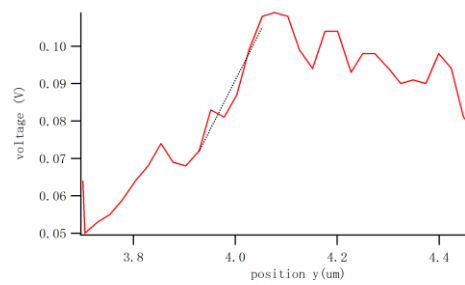
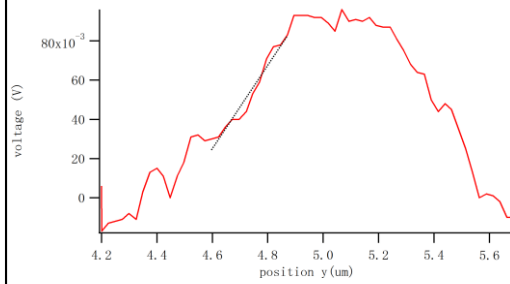
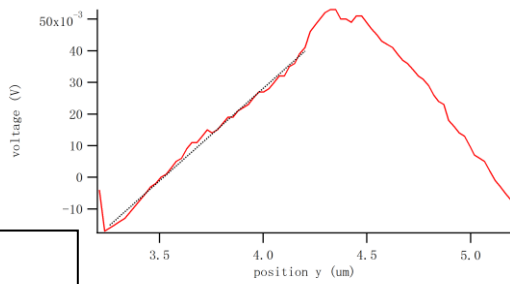
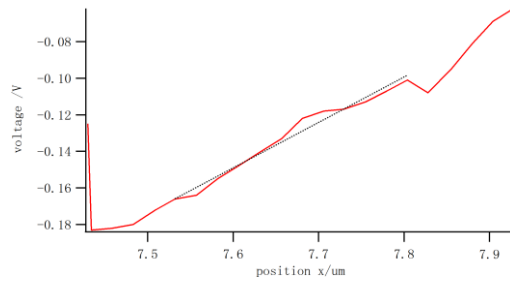
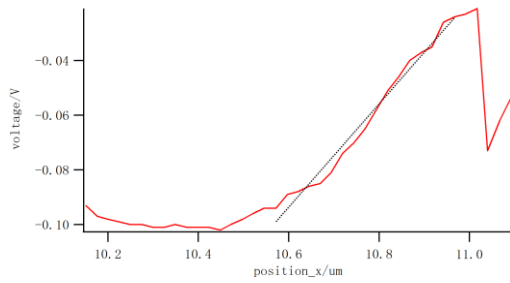
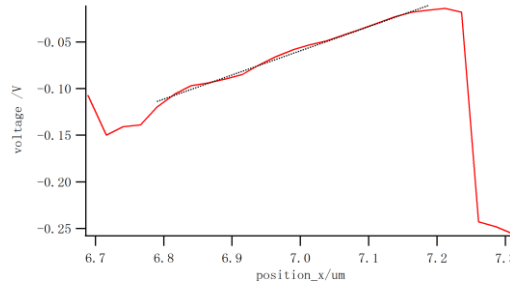
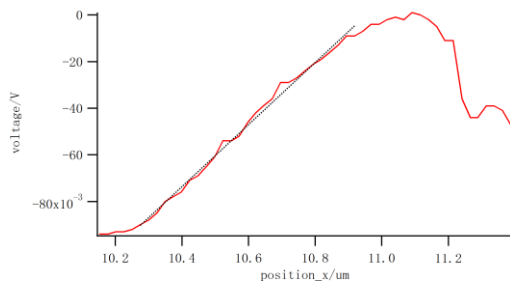
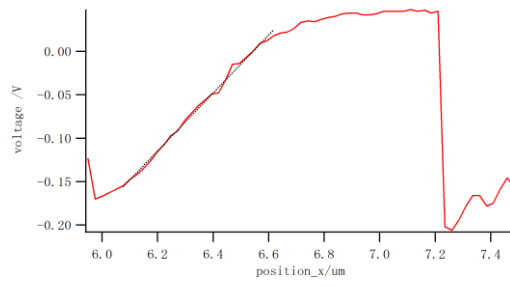
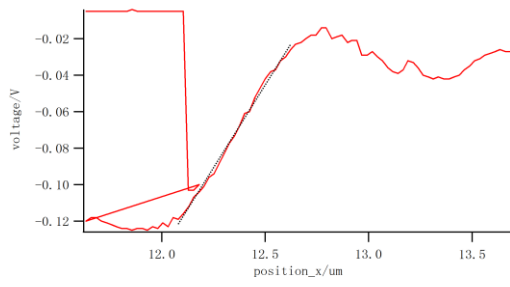
Annexe

Annexe 1: calibration de la diode laser (la puissance en fonction de l'intensité)



Annexe 2: calibration de position (mesure le facteur de voltage par rapport au déplacement)





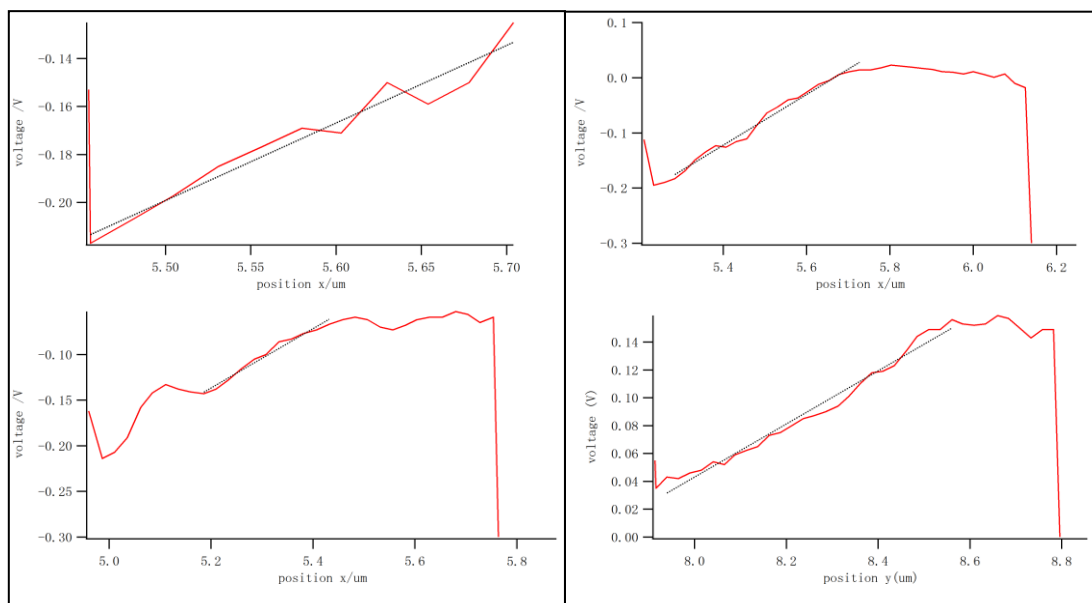
x

y

x

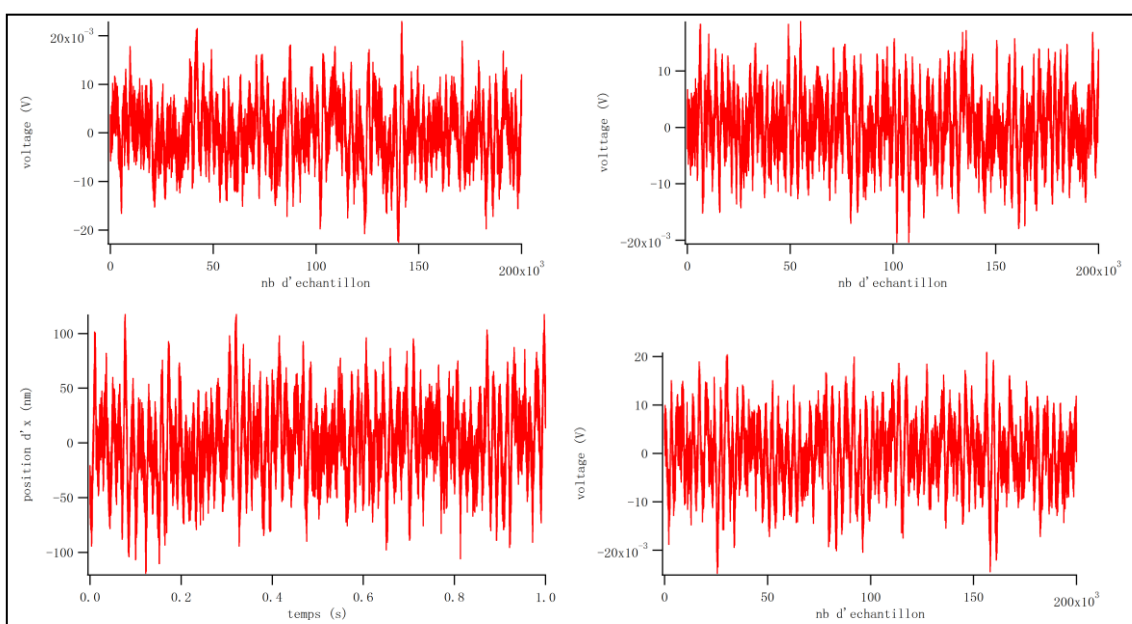
P=90 mW

y

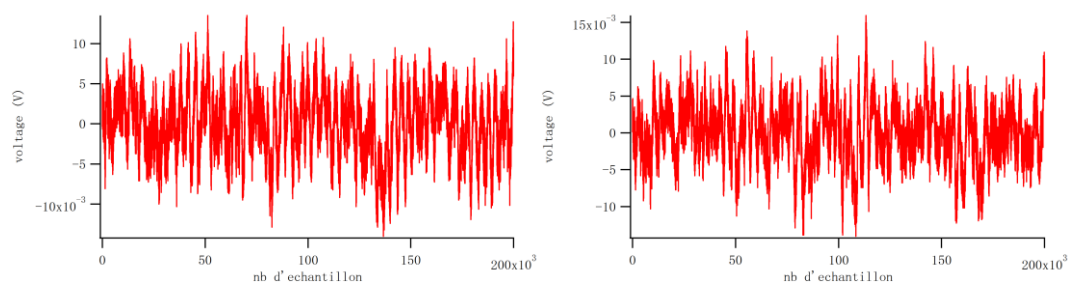


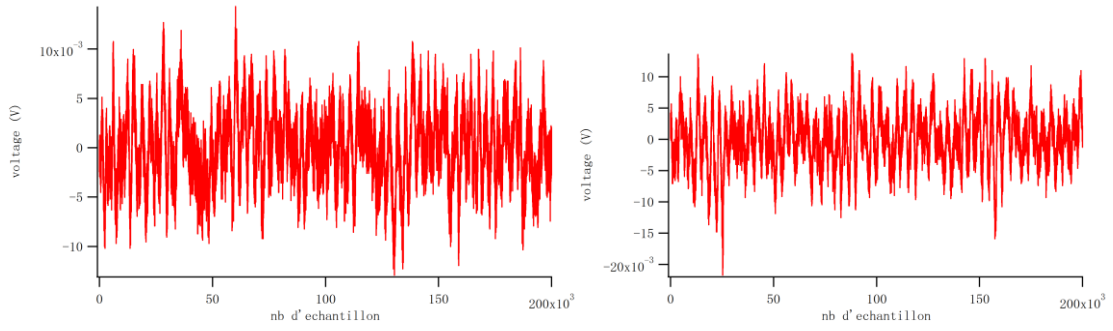
Annexe 3: déplacement de la bille pendant une seconde

P=30mW: X

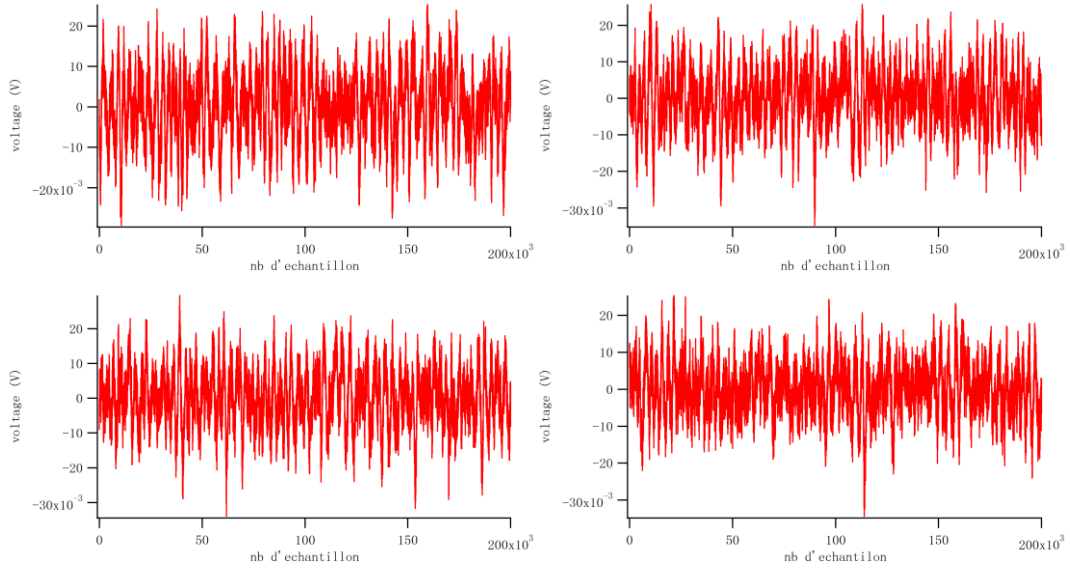


Y





$P=60\text{mW x}$



Y

