

Bruit laser et action en retour du système de détection optique sur un cantilever

J. Laurent*, A. Mosset, O. Arcizet, J. Chevrier, S. Huant, et H. Sellier

Institut Néel, CNRS et Université Joseph Fourier, 25 rue des Martyrs, BP 166, 38042 Grenoble cedex 9

*justine.laurent@grenoble.cnrs.fr

1. Introduction

Les mouvements d'un cantilever de Microscope à Force Atomique peuvent être détectés en utilisant les interférences d'une cavité Fabry-Pérot dont un des miroirs est le levier mobile et l'autre est l'extrémité d'une fibre optique qui injecte la lumière [1]. Les forces optiques telles que la pression de radiation ou les effets photo-thermiques de type bilame sont responsables d'une action en retour du système de détection sur le cantilever. Un effet bien connu est la modification de la dynamique du levier par une « raideur optique » retardée, mais une autre conséquence est l'apparition d'un bruit mécanique du levier induit par le bruit d'intensité de la source laser. Dans les expériences à 300 K, ce bruit est généralement masqué par le bruit thermique du levier, modifié par la « raideur optique » [2]. Nous avons donc effectué des mesures à 4,2 K pour montrer que le bruit d'intensité de la détection optique et le bruit optomécanique induit sont des fluctuations cohérentes qui peuvent s'ajouter ou se soustraire. Idéalement, il est possible de supprimer totalement cette source de bruit à une fréquence donnée et d'améliorer ainsi le rapport signal sur bruit lors d'une mesure de force. En appliquant cette technique dans le régime quantique du bruit de photon du laser, on devrait aussi pouvoir dépasser la Limite Quantique Standard [3].

2. Détection interférométrique

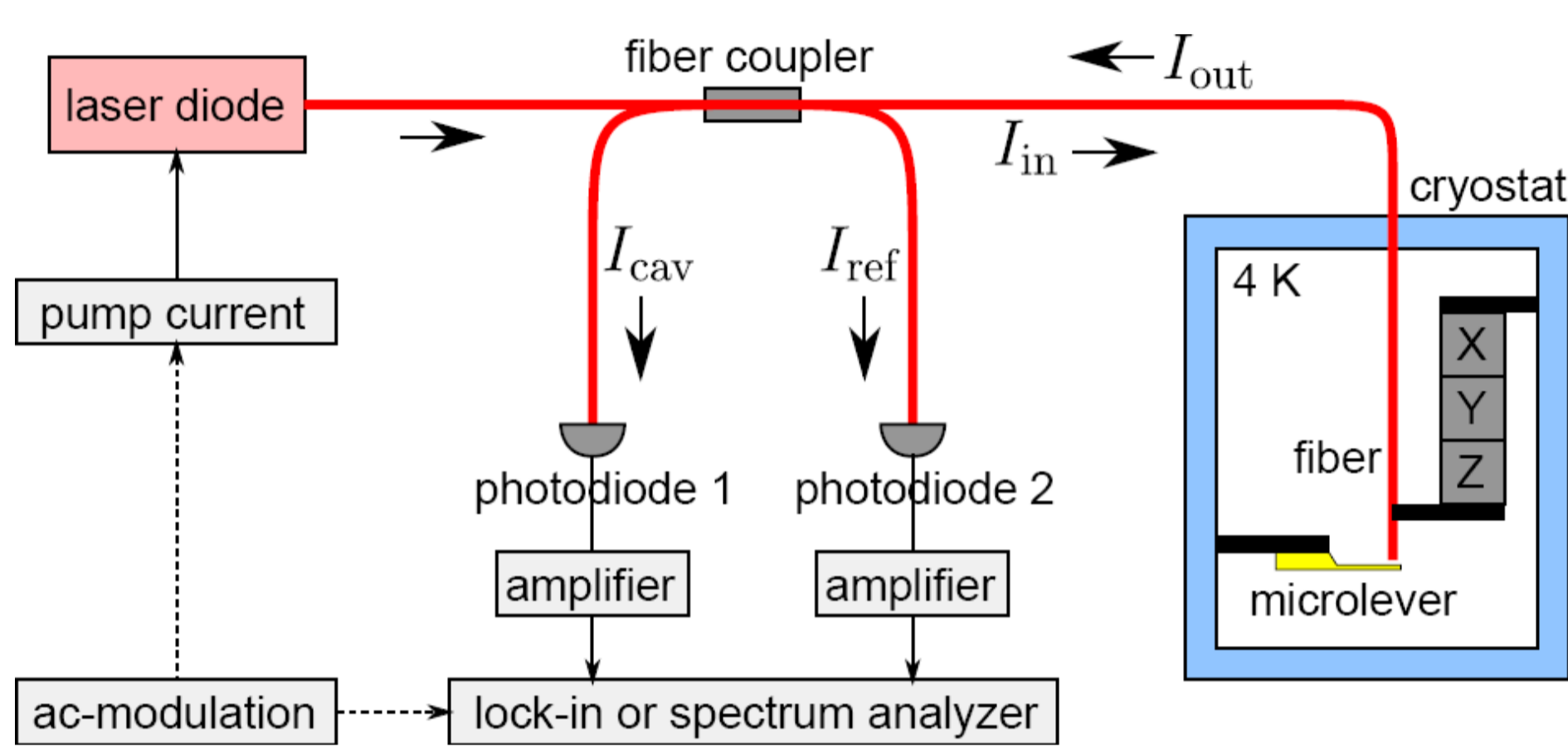


Photo du montage placé dans le cryostat (utilisé aussi pour des mesures de force de Casimir entre une micro-sphère et une surface plane)

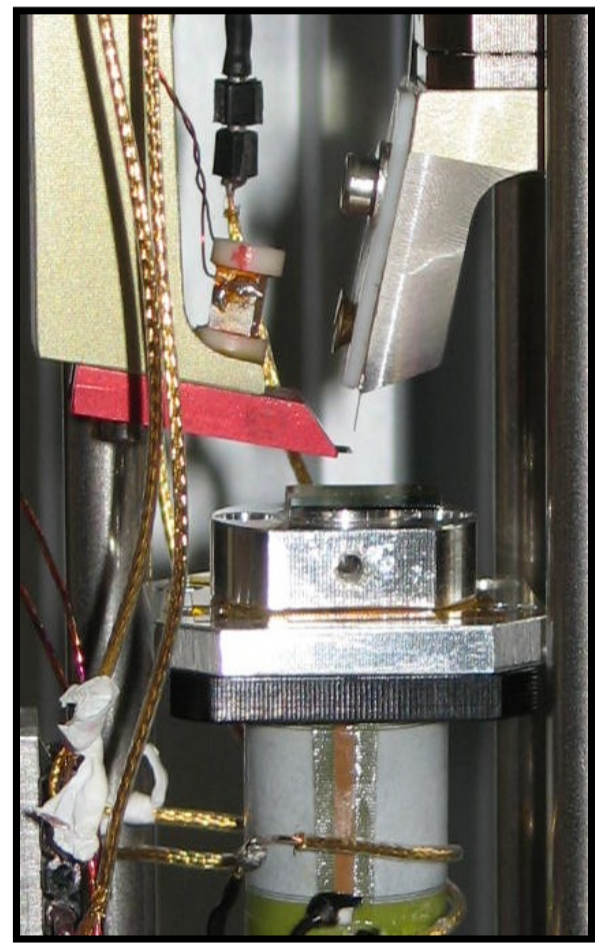
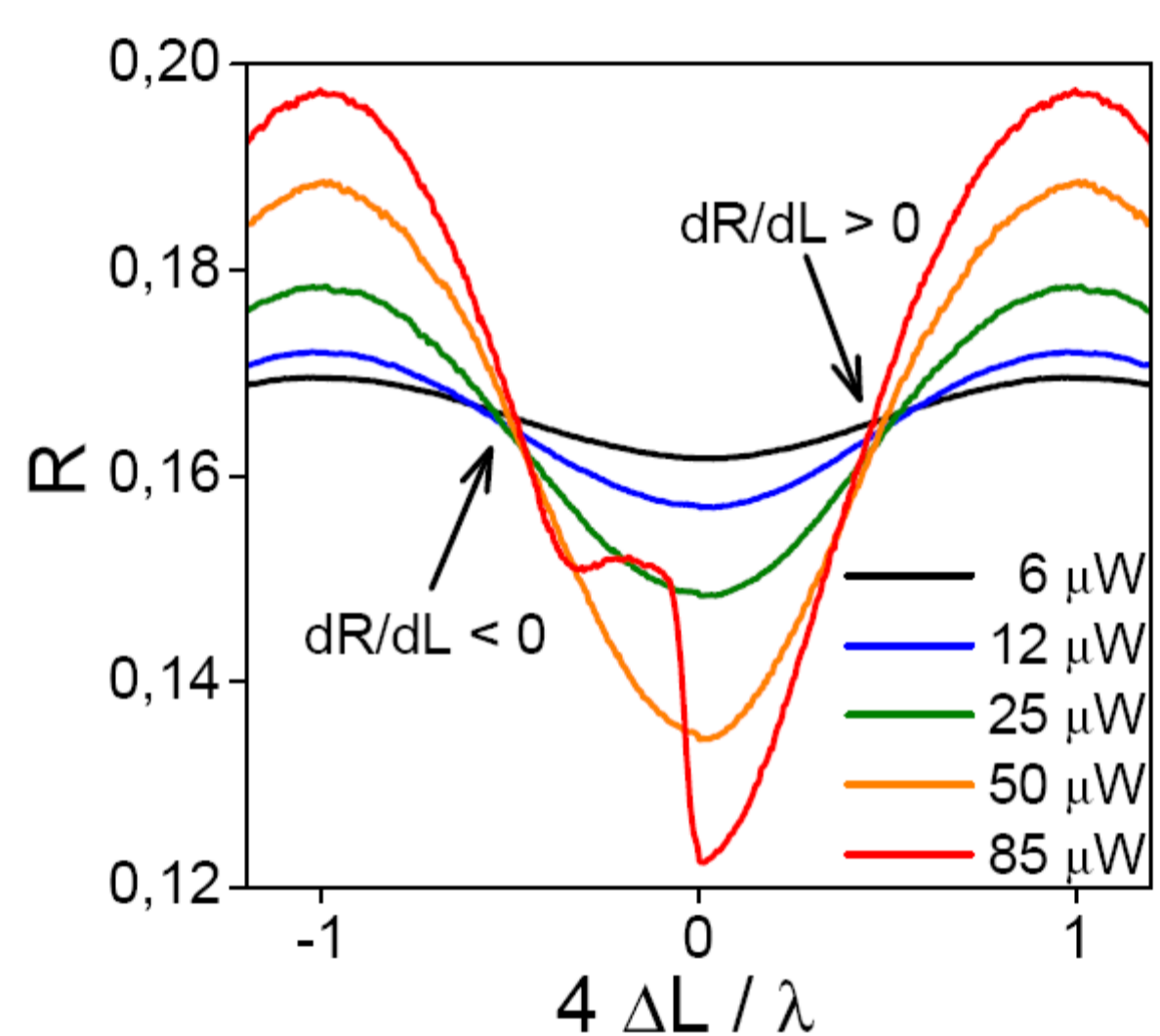


Schéma de la détection optique des mouvements du cantilever. Un levier AFM est placé dans un cryostat à la température de l'hélium liquide, thermalisé par quelques mbar d'hélium gazeux. Une fibre optique envoie le faisceau lumineux du laser sur l'extrémité du levier et récupère la lumière réfléchie par cette cavité Fabry-Pérot. Un coupleur de fibres 50%-50% permet de mesurer l'intensité incidente $I_{in} = I_{ref}$ et l'intensité réfléchie $I_{out} = I_{cav}/2$ grâce à deux photodiodes.



Puissance lumineuse émise par le laser (valeur de I_{ref}) en fonction du courant de pompe, dans la région du seuil d'émission laser où la puissance augmente rapidement. Les cinq valeurs utilisées dans l'étude sont indiquées par des croix.

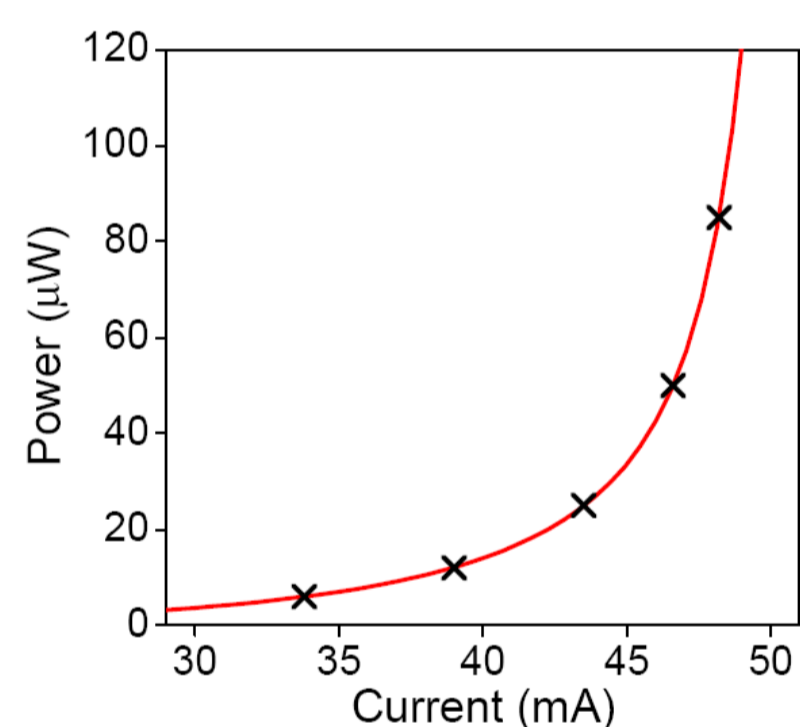


Figure d'interférence de la cavité obtenue en mesurant le coefficient de réflexion $R = I_{out}/I_{in}$ en fonction de la longueur de la cavité L normalisée par la longueur d'onde $\lambda = 670$ nm. La variation de longueur ΔL par rapport à un minimum de R (cavité accordée) s'appelle le désaccord (ou detuning) de la cavité. Le contraste des franges augmente avec la puissance lumineuse, car la cohérence du laser augmente au passage du seuil d'émission laser. Les mesures de déplacements du levier sont effectuées au point de sensibilité maximale avec une pente soit positive, soit négative. Le décrochement visible à 85 μW sur la pente négative correspond à une région instable où le levier entre en auto-oscillation sous l'effet de la force de raideur optique retardée.

3. Couplage optomécanique

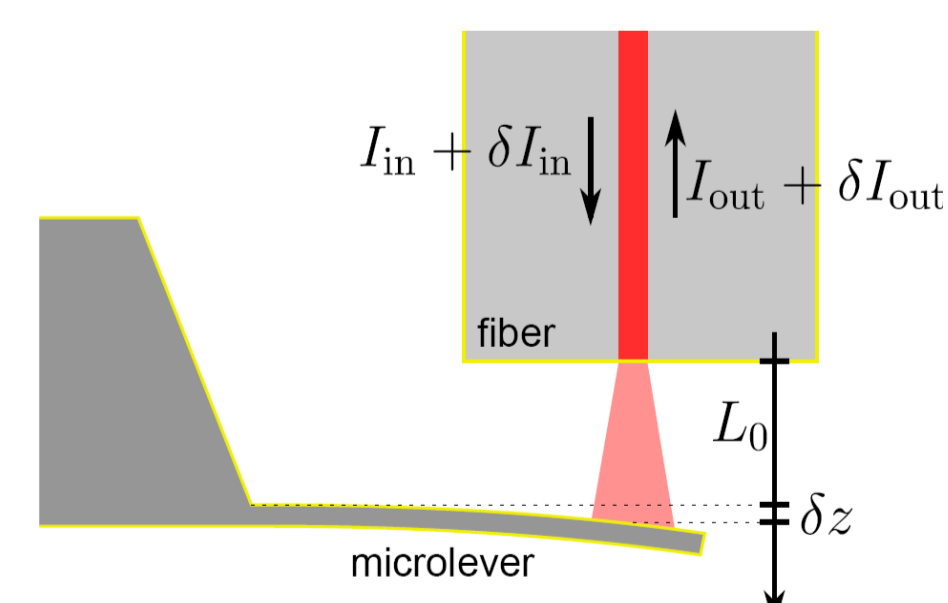
Nature de la force optique :

- pression de radiation : transfert d'impulsion des photons au levier lors de la réflexion du faisceau lumineux.
- force photo-thermique : la lumière absorbée par le levier induit une variation de température et un effet bilame.

Réponse en position $\delta z(\omega)$ à une excitation lumineuse périodique $\delta I_{in}(\omega)$:

$$\delta z(\omega) = \frac{\omega_0^2/K}{\omega_1^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_1} \frac{2\beta/c}{1 + i\omega\tau} \delta I_{in}(\omega)$$

- K = constante de raideur du levier
- ω_0 = pulsation propre intrinsèque du levier
- Γ_0 = taux d'amortissement intrinsèque du levier
- $\omega_1 = \omega_0 + \omega_{opt}$ = pulsation propre modifiée par la raideur optique retardée
- $\Gamma_1 = \Gamma_0 + \Gamma_{opt}$ = taux d'amortissement modifié par la raideur optique retardée
- c = vitesse de la lumière dans le vide
- τ = retard entre l'intensité lumineuse et la force induite
- β = coefficient d'amplification de la cavité ou amplitude de la force photo-thermique par rapport à la pression de radiation



Force optique de raideur K_{opt} et de retard τ_{opt} (rq : le signe de K_{opt} dépend du detuning) [2] :

$$\omega_{opt} = \frac{K_{opt}}{K} \frac{\omega_0/2}{1 + \omega_0^2 \tau_{opt}^2}$$

$$\Gamma_{opt} = -\frac{K_{opt}}{K} \frac{\omega_0^2 \tau_{opt}}{1 + \omega_0^2 \tau_{opt}^2}$$

Réponse en intensité $\delta I_{out}(\omega)$ à une excitation lumineuse $\delta I_{in}(\omega)$:

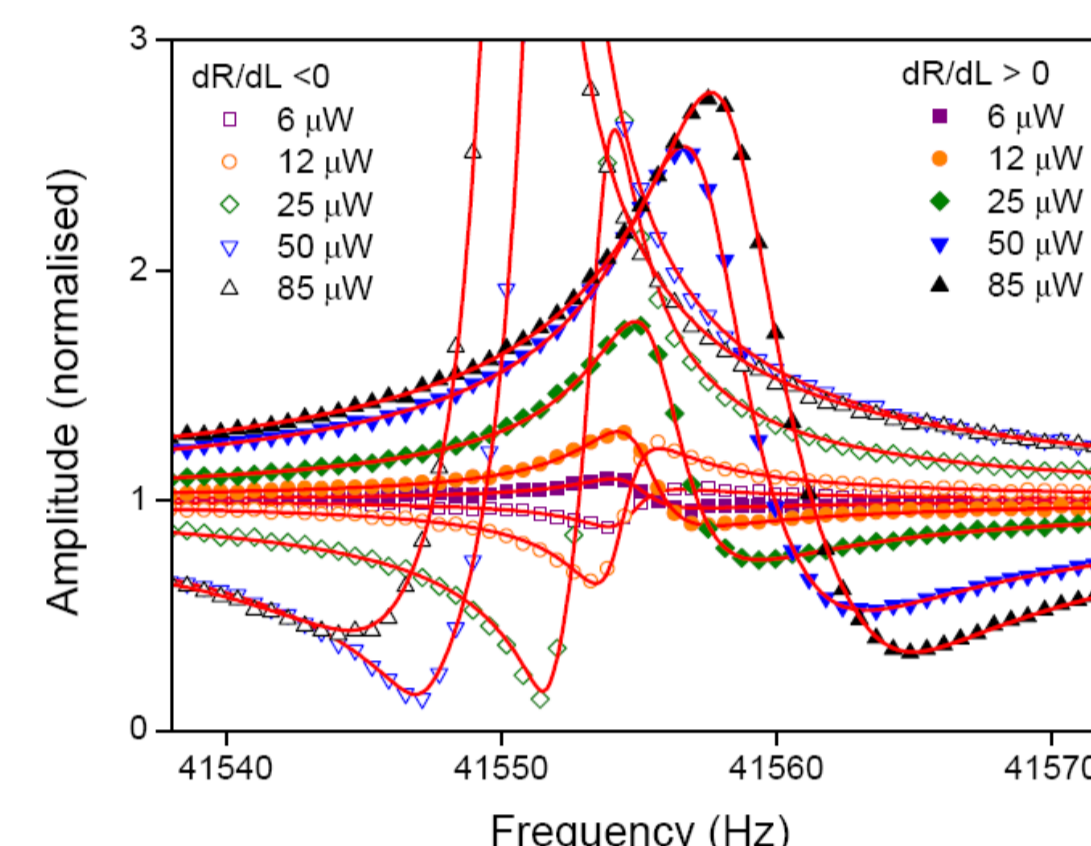
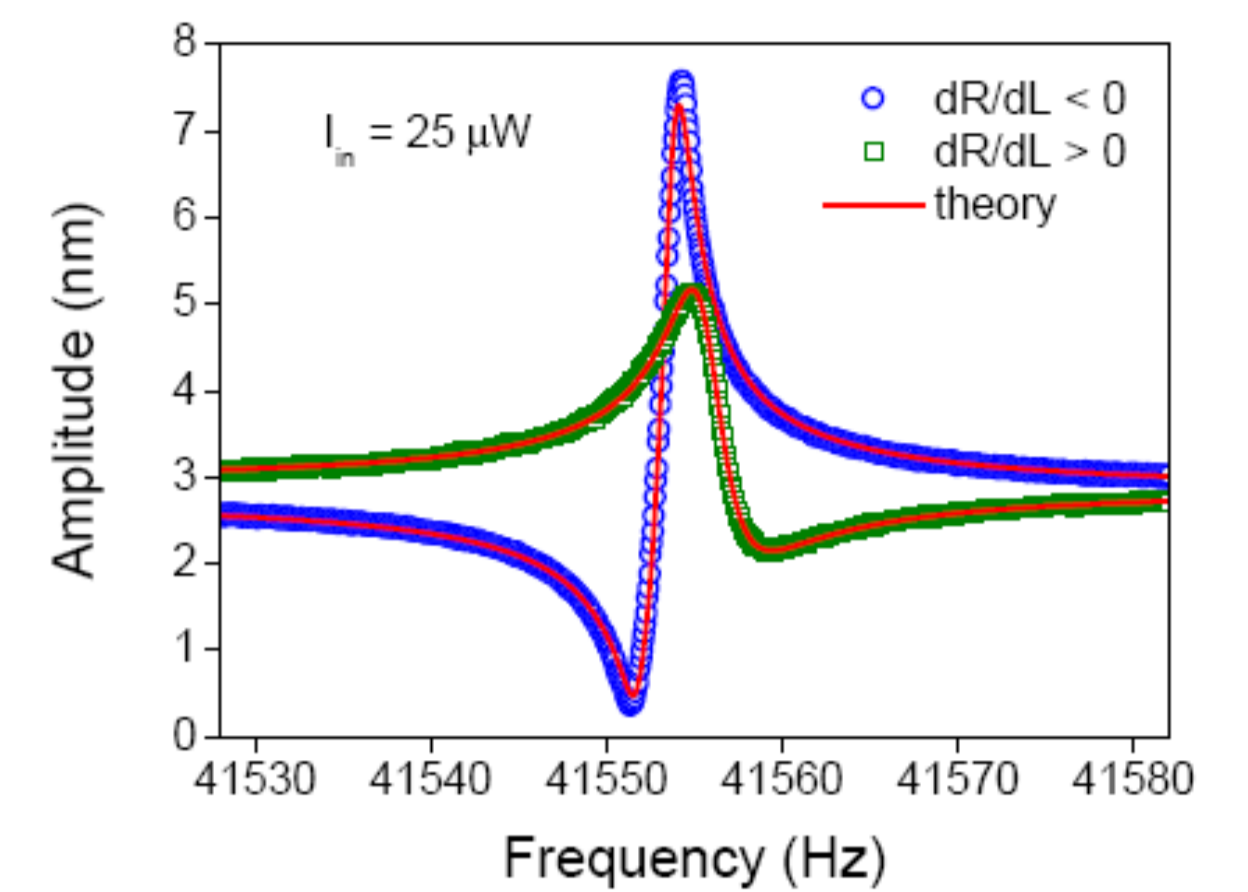
$$\delta I_{out}(\omega) = R \delta I_{in}(\omega) + I_{in} \frac{dR}{dL} \delta z(\omega) = R \eta(\omega) \delta I_{in}(\omega)$$

$$\eta(\omega) = \frac{(\omega_1 + \omega_c - \omega) + i(\Gamma_1 + \Gamma_c)/2}{(\omega_1 - \omega) + i(\Gamma_1/2)}$$

avec $\omega_c = C\omega_1/2$ et $\Gamma_c = -C\omega_1^2\tau$ et $C = \frac{I_{in} dR}{R dL cK} \frac{1}{1 + \omega_1^2 \tau^2}$

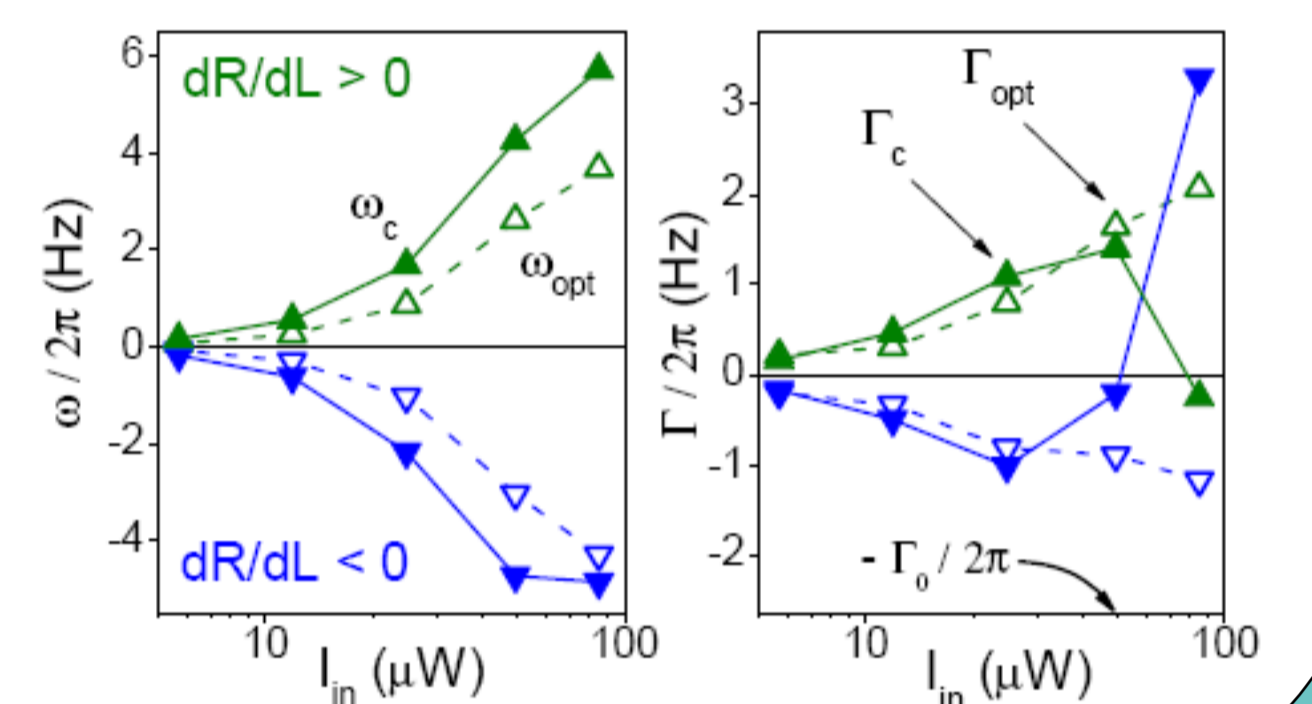
4. Réponse en excitation optique

Réponse de la détection interférométrique à une excitation en intensité autour de la résonance du levier, obtenue par une modulation relative de 4×10^{-4} du courant de pompe du laser. La réponse contient la modulation d'intensité réfléchie et la vibration du levier induite par le couplage opto-mécanique. L'addition cohérente de ces deux effets produit une anti-résonance de type Fano lorsque la phase de la vibration du levier est opposée à celle de l'intensité réfléchie. La phase de la vibration bascule de π à la résonance, ce qui produit successivement un pic et un creux.



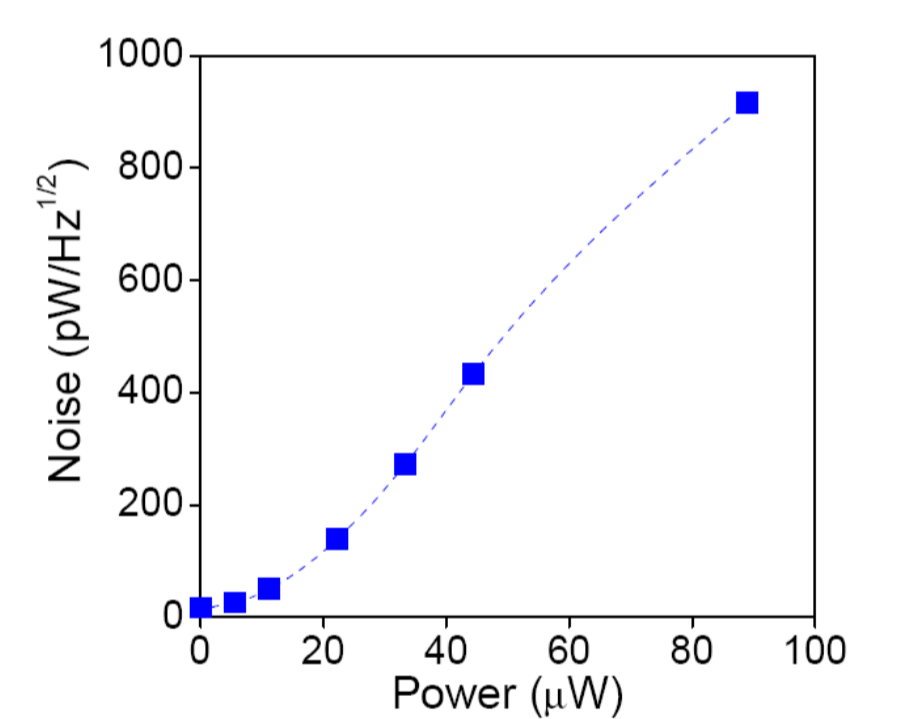
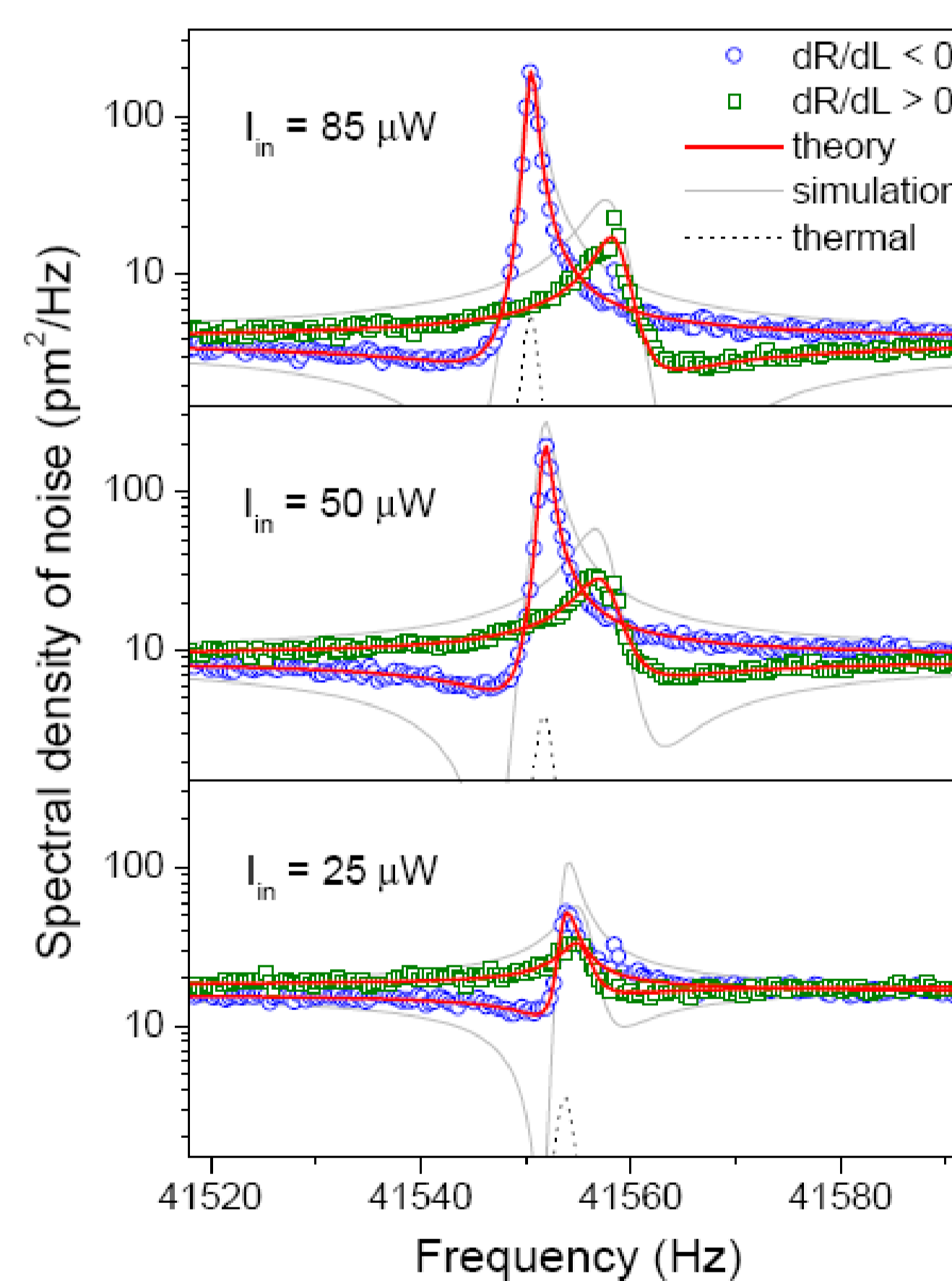
Réponses obtenues pour différentes puissances sur chacune des pentes de la figure d'interférence. Les lignes rouges sont les ajustements avec la fonction $|\eta(\omega)|$.

Paramètres issus des ajustements par la fonction $|\eta(\omega)|$. Ils augmentent essentiellement avec la puissance injectée, mais le signe des Γ n'est pas opposé à celui des ω comme le prévoit le modèle. Une explication serait la présence de deux forces optiques (photo-thermique) de signes opposés, dues à plusieurs gradients thermiques à l'intérieur du levier métallisé différemment sur les deux faces. Un autre phénomène se produit également à forte puissance sur les Γ dont le signe change brusquement.

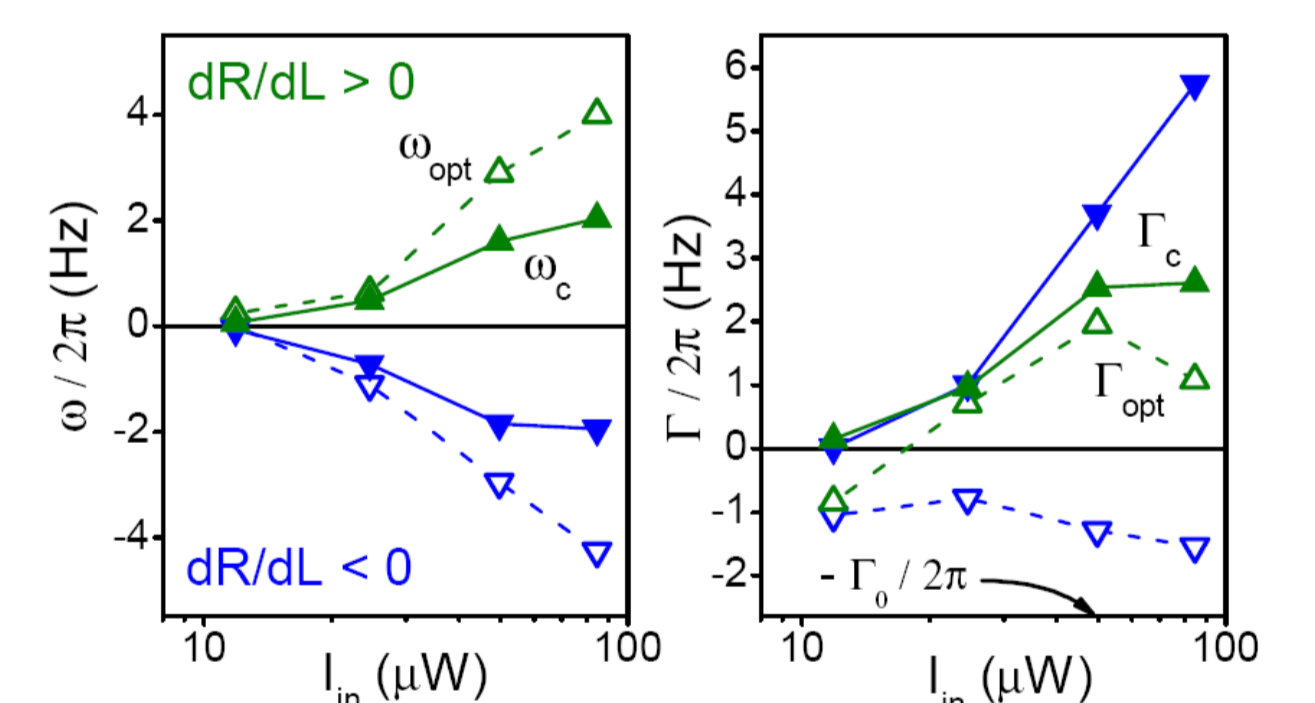


5. Spectre de bruit optique

À la température de l'hélium liquide (4,2 K), le bruit thermo-mécanique du levier est fortement atténué et disparaît sous le bruit optique dû aux fluctuations d'intensité du laser. Le bruit de détection de la photodiode et de son ampli de courant est également plus faible. Les spectres de bruit sont mesurés en faisant la FFT d'une acquisition temporelle de 2,6 s à 100 kHz moyennée 500 fois.



Bruit d'intensité du laser en fonction de la puissance moyenne injectée dans la cavité (bruit blanc mesuré dans la gamme 0 à 50 kHz)



Le bruit optique de la détection mesuré hors résonance est autour de $10 \text{ pm}^2/\text{Hz}$. Le bruit mécanique du levier excité par le bruit optique (« back-action noise ») monte à plus de $100 \text{ pm}^2/\text{Hz}$. Le couplage cohérent entre ces deux bruits de même origine produit une région de fréquence avec un bruit réduit. Ces spectres sont ajustés par le modèle théorique (lignes rouges) et les paramètres obtenus sont tracés en fonction de la puissance. Certains diffèrent sensiblement de ceux obtenus dans l'expérience d'excitation optique. Le spectre de bruit optique est donné par la relation :

$$S_{out}(\omega) = R^2 |\eta(\omega)|^2 S_{in}(\omega)$$

Quelques exemples de spectres sont tracés sur la figure ci-contre. Pour certains jeux de paramètres, il est possible d'annuler le bruit optique à la fréquence de résonance ou à proximité (il reste alors les autres sources de bruit : photodiode, température, etc...). La fréquence optimum pour une mesure de force sera donné par le maximum du rapport signal sur bruit proportionnel à :

$$|\chi(\omega)|/|\eta(\omega)|$$

REFERENCES

- [1] D. Rugar, H.J. Mamin, and P. Guethner, Appl. Phys. Lett. **55**, 2588 (1989) : Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy.
- [2] I. Favero and K. Karrai, Nat. Photon. **3**, 201 (2009) : Optomechanics of deformable optical cavities.
- [3] T. Caniard, P. Verlot, T. Briant, P.-F. Cohadon, and A. Heidmann, Phys. Rev. Lett. **99**, 110801 (2007) : Observation of Back-Action Noise Cancellation in Interferometric and Weak Force Measurements.