
Imagerie à réinjection optique dans un microlaser continu Nd³⁺ : YAG

Olivier Jacquin, Olivier Hugon, Vadim Girardeau, Eric Lacot

Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, Université Grenoble-Alpes, CNRS
140 av. de la Physique, 38402 Saint Martin d'Hères, France

olivier.jacquin@univ-grenoble-alpes.fr

RÉSUMÉ. La méthode LOFI (Laser Optical Feedback Imaging) est une technique d'imagerie interférométrique hétérodyne extrêmement sensible qui met en jeu la dynamique des lasers. Son originalité réside dans le fait que le battement optique a lieu dans le laser, entre la lumière intra-cavité et la lumière rétrodiffusée par la cible à imager. Dans cette technique d'imagerie, le laser joue donc à la fois le rôle de source et de détecteur ce qui se traduit par une simplicité de mise en œuvre car le système optique est auto-aligné, et par des mesures limitées au bruit de photon. Cette technique permet alors de réaliser des images de réflectivité et de phase dans des conditions difficiles ou peu coopératives, comme de l'imagerie à travers un milieu diffusant ou de l'imagerie d'objets extrêmement peu réfléchissants. Les différents montages permettant d'atteindre le bruit de photon sont présentés, ainsi que des applications qui sont principalement l'imagerie à travers des milieux diffusants, la vibrométrie et la synthèse d'ouverture.

ABSTRACT. The LOFI setup (Laser Optical Feedback Imaging) is a very sensitive heterodyne interferometer which involves the dynamics of lasers. In this imaging system, the optical beat occurs inside the laser cavity, between the intracavity light and the light backscattered by the target. By this way, the laser is the source and also the detector, which implies that it is very easy to use (this optical system is self-aligned) and the measures are only limited by "shot-noise". This technique allows doing images of reflectivity and images of phase in difficult conditions, as imaging through diffusive media or imaging of very weakly reflective targets. In this manuscript, several setups are described in order to reach the "shot-noise" limit, and we show many results of applications like the imaging through diffusive media, the vibrometry and the synthetic aperture.

MOTS-CLÉS : interférométrie hétérodyne, imagerie laser, rétro-injection optique, vibrométrie, contrôle non destructif, milieux diffusants, dynamique des lasers, synthèse d'ouverture.

KEYWORDS: heterodyne interferometry, laser imaging, optical feedback, vibrometry, non-contact testing, scattering media, laser dynamics, synthetic aperture.

DOI:10.3166/I2M.15.1-2.9-36 © 2016 Lavoisier

1. Technique LOFI

1.1. Principe et caractéristiques

La technique d'imagerie LOFI est une méthode d'imagerie interférométrique hétérodyne extrêmement sensible qui met en jeu la dynamique des lasers de classe B (microlasers, diodes laser, etc.) et plus précisément la forte sensibilité de ces lasers au phénomène de réinjection (Otsuka, 1979). Dans cette méthode, l'interférence a lieu dans le laser, entre la lumière intra-cavité et la lumière retro-diffusée par la cible à imager. Le laser joue alors le rôle du bras de référence de l'interféromètre. La lumière rétro-diffusée par la cible est décalée en fréquence et est réinjectée dans le laser. Cette onde décalée en fréquence interfère alors avec l'onde intra-cavité, ce qui se traduit par un battement optique à la fréquence de décalage. La puissance de sortie du laser présente alors une modulation à la fréquence de décalage. La mesure de l'amplitude et de la phase de cette modulation permet de réaliser respectivement des images de réflectivité de la cible et des images de temps de vol laser-cible dans des conditions difficiles (Otsuka, 2011). En effet, si la fréquence de décalage F_0 (la fréquence du battement) est proche ou égale à la fréquence de relaxation du laser F_R on a alors une amplification G_{LOFI} de ce battement optique de l'ordre de 10^6 avec un micro-laser Nd-YAG. On peut ainsi mesurer des réflectivités de l'ordre de 10^{-13} avec un laser de quelques milliwatts, dans une bande passante du kHz. (Lacot *et al.*, 1999, 2001). Dans cette technique d'imagerie, le laser joue donc le rôle de source mais aussi de détecteur. Grâce à cette particularité, le montage est auto-aligné par principe puisque le laser et la cible à imager sont optiquement conjugués via les optiques du système. Les mesures sont limitées au bruit de photon car le laser joue le rôle de détecteur (Jacquin *et al.*, 2011). Il est important de noter que la détection est ponctuelle et que par conséquent, les images sont réalisées point par point en déplaçant le faisceau laser sur la cible. Le montage optique permettant de réaliser des images LOFI est représenté sur la figure 1.

La méthode LOFI présente donc les caractéristiques suivantes :

- *Simplicité.* Le laser joue à la fois le rôle d'émetteur et de récepteur de photons. Le montage est donc auto-aligné par principe, ce qui lui confère à la fois robustesse et facilité de mise en œuvre. Ceci est très intéressant pour coupler le système LOFI avec des instruments d'optique complexes, comme un microscope ou un endoscope, pour réaliser par exemple des images d'échantillons biologiques.

- *Sensibilité.* Ce double rôle du laser permet aussi de s'affranchir du bruit de la photodiode grâce à un phénomène d'amplification résonante du signal. Le rapport signal sur bruit des mesures est alors limité par le bruit quantique du laser. Ceci permet d'obtenir avec une source laser de faible puissance des images en conditions difficiles, par exemple dans des milieux épais et diffusants comme du brouillard. L'utilisation d'une source laser de faible puissance permet de rester dans des conditions de sécurité oculaire.

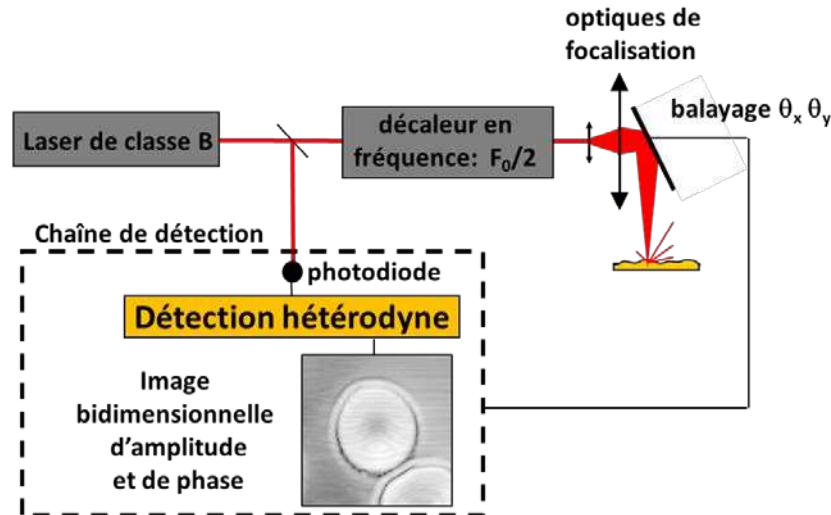


Figure 1. Montage de la technique LOFI

– *Détection cohérente.* Cette caractéristique permet de détecter essentiellement les photons balistiques et donc d'accéder à «l'information utile» pour réaliser des images à haute résolution spatiale. Cette détection permet d'accéder à l'amplitude et à la phase du signal hétérodyne qui sont respectivement liées à la réflectivité de la cible et aux temps de vol laser-cible.

– *Profondeur de champ.* Le couplage de la lumière rétro-diffusée avec le mode de la cavité laser réalise un filtrage spatial comparable à celui d'un système optique confocal. Ceci se traduit par une faible profondeur de champ, permettant ainsi de réaliser un sectionnement optique de la cible.

– *Temps d'acquisition.* La détection étant ponctuelle, elle nécessite de faire autant de mesures que de pixels dans l'image. Chaque mesure doit respecter le temps de réponse du laser (quelques dizaines de microsecondes). Typiquement, une image de 100x100 pixels nécessite un temps d'acquisition de l'ordre de la seconde, ce qui n'est pas compatible avec des cadences vidéo.

La méthode d'imagerie LOFI présente donc un ensemble de caractéristiques intéressantes pour pouvoir réaliser avec une haute résolution spatiale :

– des images à travers des milieux diffusants. Une application possible est par exemple l'imagerie biomédicale tridimensionnelle de tissus périphériques externes (comme la peau, la rétine, les muqueuses, etc.) et de tissus d'organes creux (comme les poumons, le colon, la vessie, etc.) pour la détection précoce de cellules cancéreuses.

– la mesure de phase d’objets peu réfléchissants ou situés « loin » du laser (quelques mètres ou dizaines de mètres). Les applications possibles sont par exemple la profilométrie ou la mesure de déformations.

– la mesure de la vibration d’objets peu réfléchissants ou situés « loin » du laser (quelques mètres ou dizaines de mètres). Les applications possibles sont par exemple le contrôle non destructif ou la détection d’ondes acoustiques.

Quelques-uns de ces exemples seront détaillés dans le paragraphe « Applications ».

1.2. Dispositif LOFI

1.2.1. Le laser

La technique LOFI met à profit la dynamique des lasers de classe B (dont l’intensité présente des oscillations de relaxation) pour amplifier le battement hétérodyne. Dans cette catégorie de laser, les microlasers ont en plus une cavité optique courte, ce qui permet d’avoir de très bons facteurs d’amplification comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. Le laser généralement utilisé est un microlaser continu Nd³⁺:YAG pompé optiquement qui émet à la longueur d’onde de 1064 nm un faisceau quasi gaussien (mode TEM₀₀) avec une puissance d’environ 10 milliwatts ($\langle P_{out} \rangle \approx 2 \cdot 10^{17}$ photon/s). La demi-largeur W_0 du faisceau gaussien (waist) est d’environ 50 micromètres. La figure 2a montre un exemple typique de l’intensité de sortie d’un microlaser Nd³⁺: YAG non réinjecté mesurée avec une photodiode au cours du temps. Un microlaser est donc une source laser qui présente des fluctuations importantes d’intensité. Elles peuvent atteindre quelques pourcents. La fenêtre insérée sur la figure 2a montre que l’intensité fluctue de manière quasi sinusoïdale à la fréquence de relaxation F_R du laser. La figure 2b présente en dB le spectre de bruit du laser (module au carré de la transformée de Fourier du signal de la figure 2a). On remarque que pour ce type de laser, la fréquence de relaxation F_R est aux alentours du mégahertz. La pulsation Ω_R associée à la fréquence F_R ($\Omega_R = 2\pi F_R$) est donnée par (Siegman, 1986) :

$$\Omega_R^2 = \gamma_1 \gamma_c (\eta - 1) \quad (1)$$

γ_c et γ_1 sont respectivement le taux d’amortissement de la cavité et le taux d’amortissement de l’inversion de population. η est le paramètre de pompe normalisé. La largeur de cette courbe de résonance est donnée par (Siegman 1986) : $\Delta\Omega_R = \eta\gamma_1$.

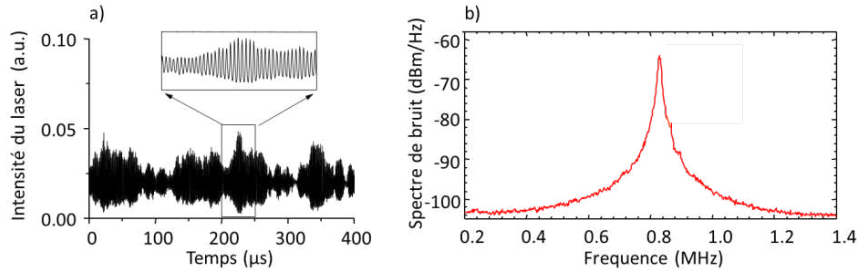


Figure 2. (a) L'intensité laser en fonction de temps ; (b) Spectre de bruit du laser

1.2.2. Le décalage en fréquence

Pour être résonnant avec la dynamique du laser, le battement hétérodyne doit avoir une fréquence F_0 proche de la fréquence de relaxation F_R , c'est-à-dire de l'ordre du mégahertz. Le décalage en fréquence est obtenu à l'aide de deux déflecteurs acousto-optiques (AOD) fonctionnant respectivement sur l'ordre +1 et l'ordre -1. En effet, les AOD sont conçus pour fonctionner à des fréquences de plusieurs dizaines de megahertz (généralement 40MHz ou 80MHz). On obtient alors un décalage de l'ordre du mégahertz par soustraction (figure 3).

Le premier AOD fonctionne à une fréquence f_{RF} et diffracte le faisceau laser dans l'ordre -1. La fréquence du faisceau laser est décalée d'une fréquence : $-f_{RF}$. Ce faisceau est envoyé sur un second AOD qui fonctionne à la fréquence $f_{RF} + F_0/2$ et qui diffracte le faisceau sur l'ordre +1. La fréquence du faisceau laser est alors décalée d'une fréquence : $f_{RF} + F_0/2$, ce qui fait un décalage en fréquence après les deux AOD de $F_0/2$. Après être passé dans les deux AOD à l'aller et au retour, le faisceau laser subit un décalage en fréquence de F_0 .

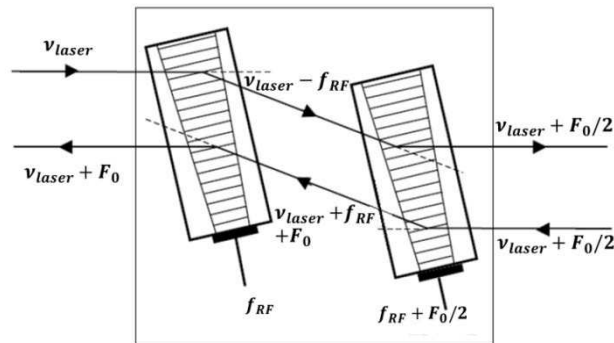


Figure 3. Décalage en fréquence constitué de deux modulateurs acousto-optiques (AOD). ν_{laser} est la fréquence du laser avant décalage. Sur un aller-retour, la lumière est décalée d'une fréquence F_0

1.2.3. Imagerie et balayage de la cible

Pour réaliser une mesure, le faisceau laser doit être focalisé sur la cible à imager. L'optique de focalisation est choisie en fonction de la résolution spatiale, de la distance de travail et du champ angulaire souhaités. La technique LOFI réalise des mesures ponctuelles, pour réaliser une image bidimensionnelle le faisceau laser doit être déplacé sur la cible à imager. Cette opération peut être obtenue en déplaçant la cible dans le faisceau laser au moyen de platines de translation, ou bien en déplaçant le faisceau sur la cible l'aide d'un ou deux miroirs mobiles. L'utilisation de deux miroirs galvanométriques permet des acquisitions plus rapides et génère moins de vibrations dans le montage qu'avec des platines de translation.

1.2.4. Chaîne de détection

Une partie du faisceau de sortie du laser est prélevée au moyen d'une lame séparatrice de très faible réflectivité afin d'avoir le meilleur rapport signal sur bruit (RSB) (Jacquin *et al.*, 2011) et est envoyée vers une photodiode. Cette mesure de l'intensité de sortie du laser permet d'accéder au battement hétérodyne de fréquence F_0 . Le signal issu de la photodiode est envoyé vers une détection synchrone ou bien vers une carte d'acquisition afin qu'il soit traité pour accéder à l'amplitude et à la phase de la modulation hétérodyne, respectivement liées à la réflectivité de la cible et au temps de vol laser-cible comme on va le voir dans le paragraphe suivant.

1.3. Signal LOFI

Le système LOFI peut être étudié à partir des équations du laser réinjecté avec une réinjection optique décalée fréquence (Lacot *et al.*, 1999, 2001 ; Siegman, 1986). On note Ω_0 la pulsation associée au décalage en fréquence F_0 sur un aller-retour. Dans le cas de faible réinjection ($R_{eff} \ll 1$), les équations du laser réinjecté décalé en fréquence peuvent s'écrire (Lacot *et al.*, 1999, 2001) :

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_1(N_0 - N) - BNI \quad (2)$$

$$\frac{dI}{dt} = \left[B.N - \gamma_c + 2.\gamma_c.\kappa_{opt}.\sqrt{R_{eff}}.\cos(-\omega_c t - \omega_c \tau) \right] I \quad (3)$$

N est l'inversion de population. $\gamma_1 N_0$ est le taux de pompage. B est le coefficient d'Einstein. I est le nombre de photon dans la cavité du laser. R_{eff} est le coefficient de réflexion effectif (en puissance) de la cible qui tient compte de la diffusivité de la cible ainsi que du recouvrement entre l'onde émise par le laser et l'onde réinjectée dans le laser. κ_{opt} est le rapport entre la puissance optique en sortie de laser et la puissance optique qui arrive sur la cible à imager (rendement photométrique entre le laser et la cible). ω_c est la pulsation de résonance de la cavité laser. τ est le temps de vol aller-retour entre le laser et la cible avec $\tau \Omega_0 \ll 1$.

La résolution du système d'équations (2) et (3) permet de déterminer la modulation hétérodyne qui apparaît en sortie du laser, c'est-à-dire le signal LOFI. En effet, après une analyse des petites perturbations et en ne considérant que les fluctuations $\Delta N, \Delta I$, on peut montrer (Lacot *et al.*, 2001) que l'on a en sortie de laser une variation relative $\frac{\Delta P_{out}}{\langle P_{out} \rangle}$ de la puissance du laser de la forme (signal LOFI) :

$$\frac{\Delta P_{out}}{\langle P_{out} \rangle} = S_{LOFI} = 2G_{LOFI}(\Omega_0) \kappa_{opt} \sqrt{R_{eff}} \cos(\omega_c \tau + \phi(\Omega_0)) \quad (4)$$

Avec $\langle P_{out} \rangle = \gamma_c I$ et correspond au nombre moyen de photon émis par seconde par le laser. $G_{LOFI}(\Omega_0)$ et $\phi(\Omega_0)$ ont pour expression :

$$G_{LOFI}(\Omega_0) = \frac{\gamma_c \sqrt{(\eta\gamma_1)^2 + \Omega_0^2}}{\sqrt{(\Omega_R^2 - \Omega_0^2)^2 + (\eta\gamma_1)^2 \Omega_0^2}} \quad (5)$$

$$\phi(\Omega_0) = a \tan \left[\Omega_0 \frac{(\Omega_R^2 - \Omega_0^2) + (\eta\gamma_1)^2}{\eta\gamma_1 \Omega_R^2} \right] \quad (6)$$

Le battement hétérodyne à la pulsation Ω_0 est donc amplifié par le facteur G_{LOFI} . On peut observer sur la figure 2b la forme de ce facteur d'amplification car les fluctuations d'intensité de la figure 2a proviennent de l'amplification résonante (G_{LOFI}) du bruit quantique du laser.

L'équation (4) montre que le signal LOFI est le battement hétérodyne amplifié par le facteur G_{LOFI} . L'amplitude du signal LOFI est donc proportionnelle à la réflectivité effective en amplitude de la cible et sa phase est proportionnelle à τ le temps de vol laser-cible, c'est-à-dire à la distance d laser-cible. En effet, dans un milieu d'indice de réfraction n constant, on a $\tau = 2nd/c$. Cette amplification G_{LOFI} peut être ajustée en fonction de Ω_0 . A la résonance ($\Omega_0 = \Omega_R$) et pour $\Omega_R \gg \gamma_1$ (laser de classe B) l'équation (4) devient :

$$\frac{\Delta P_{out}}{\langle P_{out} \rangle} = \frac{2\gamma_c}{\eta\gamma_1} \kappa_{opt} \sqrt{R_{eff}} \cos(\omega_c \tau + \phi(\Omega_0)) \quad (7)$$

Le facteur d'amplification est alors proportionnel au rapport entre le taux d'amortissement de la cavité γ_c et celui de l'inversion de population γ_1 . Ce rapport est donné dans le tableau 1 pour différents types de lasers de classe B. On remarque que pour les microlasers il peut atteindre 1 million, c'est pourquoi il est intéressant d'utiliser ce type de laser. Dans ces conditions, des réflectivités de 10^{-12} ont été mesurées avec un contraste de 100 % (Lacot *et al.*, 2001). Le temps de réponse du capteur LOFI est directement lié au taux d'amortissement de l'inversion de population γ_1 . Le tableau 1 montre alors qu'un gain G_{LOFI} grand se traduit par un temps de réponse grand et que le microlaser est le meilleur compromis entre ces deux paramètres.

Laser	λ	γ_1	γ_c	γ_c/γ_1
Titane saphir	0.7 – 1,1 μm	$3,1 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$1,9 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	6
Semiconducteur	0.8 – 4 μm	$1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$	$1 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$	$1 \cdot 10^3$
Nd ³⁺ :YAG	1,064 μm	$4,3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	$6,3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	$1,5 \cdot 10^4$
Rubis	694.3 nm	333 s^{-1}	$1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	$3 \cdot 10^5$
Microlaser	1,064 μm	$4,3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	$5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$	$1,2 \cdot 10^6$

Tableau 1. Amplification LOFI pour différents lasers de type B

On en déduit que la technique LOFI est une méthode d'imagerie extrêmement sensible qui permet de faire des images de phase et de réflectivité dans des conditions peu coopératives (Otsuka, 2011) comme par exemple à travers des milieux diffusants.

1.4. Rapport signal sur bruit (RSB)

Le gain LOFI permet sous certaines conditions de s'affranchir du bruit de détection et de réaliser ainsi des mesures limitées par le bruit de photon. Dans le signal LOFI le bruit a principalement deux origines :

- Le bruit de la chaîne de détection (Glastre, 2013b) : c'est essentiellement le bruit de la résistance de charge de la photodiode et de quantification de la détection synchrone ou de la carte d'acquisition qui sont en cause. Ce bruit est un bruit blanc et est donc indépendant de la fréquence (courbe en pointillés rouge sur la figure 4).
- Le bruit de photons : ce bruit n'est plus blanc en raison des effets de dynamique du laser qui modifient la forme du spectre de bruit (figure 2b ou courbe cyan en tirets sur la figure 4).

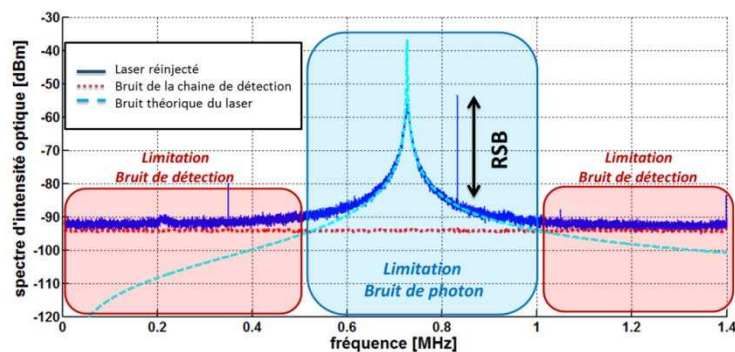


Figure 4. Spectre de l'intensité mesurée d'un laser réinjecté (laser réinjecté et chaîne de détection) et ajustement du bruit théorique du laser. Illustration du RSB en dB

La figure 4 montre le spectre d'intensité d'un laser réinjecté, pour un décalage en fréquence $F_0 = 0,82\text{MHz}$. Le pic situé à la fréquence de 0,82 MHz correspond donc au signal LOFI. Le RSB est égal à la hauteur de ce pic sur la courbe bleu en trait plein de la figure 4. La technique LOFI est limitée par le bruit de photon uniquement lorsque le bruit quantique du laser est supérieur au bruit de détection (courbe rouge en pointillés), ce qui correspond à une plage bien spécifique de décalage en fréquence F_0 . Sur la figure 4 cela correspond environ à la plage de fréquence [0,5-1] MHz.

Cette plage de fréquence correspond aux fréquences pour lesquelles le spectre de bruit théorique (courbe cyan en tirets) est supérieur au bruit de détection (courbe rouge en pointillés) sur la figure 4. Ailleurs, la technique LOFI sera quand même limitée par le bruit de la chaîne de détection (Jacquin *et al.*, 2011). Dans la plage de fréquences limitée par le bruit de photon, le RBS est indépendant de la fréquence de décalage F_0 et est limité uniquement par le nombre de photons réinjectés dans le laser. Dans ce cas, l'expression du RSB en linéaire est (Jacquin *et al.*, 2011) :

$$RSB = \sqrt{T_{\text{int}} \cdot R_{\text{eff}} \langle P_{\text{out}} \rangle} \cdot \kappa_{\text{opt}} \quad (8)$$

T_{int} est le temps de d'intégration de la mesure. κ_{opt} est le rapport entre la puissance optique en sortie de laser et la puissance optique qui arrive sur la cible à imager (rendement photométrique entre le laser et la cible). RBS=1 correspond à un photon réinjecté pendant le temps de mesure T_{int} .

1.5. Réflexions « parasites » et limitation du rapport signal bruit

La technique LOFI est extrêmement sensible à toute réinjection optique et donc aux réflexions « parasites », c'est-à-dire celles ne provenant pas de la cible. Or ces dernières sont inhérentes à tout montage optique et sont plus ou moins importantes selon la qualité des optiques utilisées (Storm, 1992 ; Megret, 1997). Ces réflexions « parasites » peuvent fortement limiter la sensibilité de la technique LOFI.

Soit un objet diffusant « parasite » de réflectivité effective r_p (en amplitude) et une cible de réflectivité effective r_c (en amplitude), situés respectivement à des distances d_p (phase associée φ_p) et d_c (phase associée φ_c) de la source laser. Les expressions de la phase Φ et de l'amplitude R du signal LOFI sont alors données par les expressions suivantes (Jacquin *et al.*, 2009) :

$$\Phi = a \tan \left[\frac{r_c \sin(\varphi_c) + r_p \sin(\varphi_p)}{r_c \cos(\varphi_c) + r_p \cos(\varphi_p)} \right] \quad (9)$$

$$\text{Avec : } \varphi_c = \frac{2\pi}{\lambda} 2d_c \quad \text{et} \quad \varphi_p = \frac{2\pi}{\lambda} 2d_p$$

$$R = G_{LOFI} \cdot \sqrt{r_C^2 + r_P^2 + 2r_C r_P \cos(\varphi_C - \varphi_P)} \cdot \kappa_{opt} \cdot \langle P_{out} \rangle \quad (10)$$

Les équations (9) et (10) montrent clairement que la présence d'une réflexion parasite significative ($r_P \approx r_C$) détériore fortement les informations de phase Φ et d'amplitude R du signal LOFI. Pour illustrer cet effet, une lame de microscope a été placée entre la cible et le système de décalage en fréquence afin de générer une réflexion « parasite » significative ($r_P \approx r_C$). La figure 5 montre en coordonnées polaires la réflectivité R et la phase Φ mesurées en un point d'une cible en mouvement. Ce mouvement est réalisé selon l'axe optique du dispositif avec une translation piézoélectrique pour des valeurs de d_C comprises entre zéro et quelques longueurs d'onde.

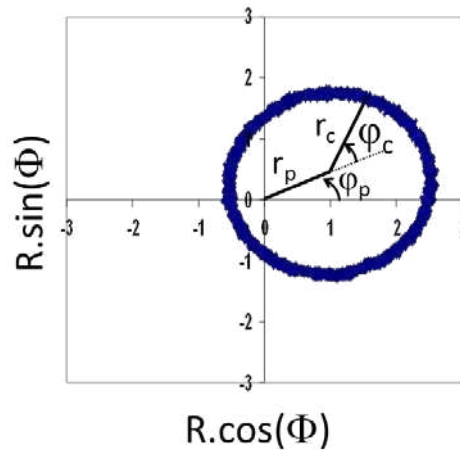


Figure 5. $R(d_C)$ et $\Phi(d_C)$ en coordonnées polaires pour différentes valeurs de d_C , en présence d'une réflexion parasite

On observe un cercle de rayon r_C qui correspond à une réflectivité constante de la cible et à des déplacements longitudinaux supérieurs à longueur d'onde. Cependant, ce cercle est décentré à cause des contributions r_P et φ_P de la réflexion « parasite ». L'amplitude R mesurée dépend alors de φ_C et la phase Φ mesurée n'est plus proportionnelle à d_C . Cela montre bien que les informations de phase et d'amplitude sont fortement biaisées en présence d'une réflexion parasite significative ($r_P \approx r_C$). Le cercle devrait être parfaitement centré avec une amplitude R constante et une phase ϕ proportionnelle à d_C . Cette perte d'information se traduit par une dégradation du RSB, qui devient (Jacquin *et al.*, 2009) :

$$RSB = \frac{\sqrt{r_c^2 + r_p^2 + 2r_c r_p \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2(d_p - d_c)\right)} \cdot \kappa_{opt} \cdot \langle P_{out} \rangle}{\sqrt{\frac{\langle P_{out} \rangle}{T_{int}} + r_p \kappa_{opt} \cdot \langle P_{out} \rangle}} \quad (\text{en linéaire}) \quad (11)$$

La technique LOFI n'est alors plus limitée par le bruit quantique du laser. Une des solutions pour s'affranchir de ces réflexions parasites est bien sûr d'utiliser des optiques traitées antireflets (AR) à la longueur d'onde de travail, cependant cette solution n'est pas forcément suffisante lorsqu'on mesure des réflectivités de l'ordre de 10^{-13} , ou pas toujours possible (il n'existe par exemple pas de lame de microscope traitée AR à la longueur d'onde de 1 064 nm). Il est donc nécessaire de trouver une solution pour s'affranchir de l'effet de ces réflexions parasites dans le signal LOFI. Pour cela, il faut pouvoir distinguer les photons issus de la cible (photons « utiles ») des autres photons réinjectés dans le laser. Une solution est que les photons « utiles » subissent un décalage en fréquence différent des autres photons susceptibles d'être réinjectés dans le laser par des réflexions « parasites ». Trois dispositifs permettant de faire ce filtrage en fréquence sont proposés (Jacquin *et al.*, 2009, 2012, 2015).

1.5.1. Montage optique bistatique

Dans ce dispositif (figure 6a) les chemins optiques aller et retour entre la cible et le laser sont différents, et le décalage en fréquence n'est pas le même sur chacun de ces chemins. Les photons non issus de la cible subissent alors un décalage en fréquence différent de ceux issus de la cible (photons « utiles »). L'identification des photons « utiles » est alors réalisée lors de la détection hétérodyne en ajustant la fréquence de référence à $F_0/2$, de façon à ne détecter que les photons qui sont passés par la cible. La figure 6b montre en coordonnées polaires la réflectivité R et la phase Φ mesurées en un point d'une cible en mouvement, en présence d'une réflexion « parasite ». La réflexion « parasite » et le mouvement de la cible sont obtenus la même façon que pour la figure 5.

La figure 6b montre clairement l'efficacité du filtrage, on a en effet un cercle parfaitement centré ce qui signifie que l'effet de la réflexion « parasite » est complètement supprimé. Le montage de la figure 6a permet donc d'accéder aux informations de réflectivité et d'amplitude d'une cible sans biais, malgré la présence d'une réflexion « parasite » significative ($r_p \approx r_c$) dans le montage.

L'inconvénient de ce dispositif est de perdre le caractère auto aligné de la technique LOFI, il est cependant bien adapté aux applications avec de très courtes distances ce travail (millimétriques), comme lors du couplage de la technique LOFI avec un microscope (Hugon *et al.*, 2011). Les détails du montage optique et l'ensemble des résultats sont présentés dans la référence : Jacquin *et al.* (2009).

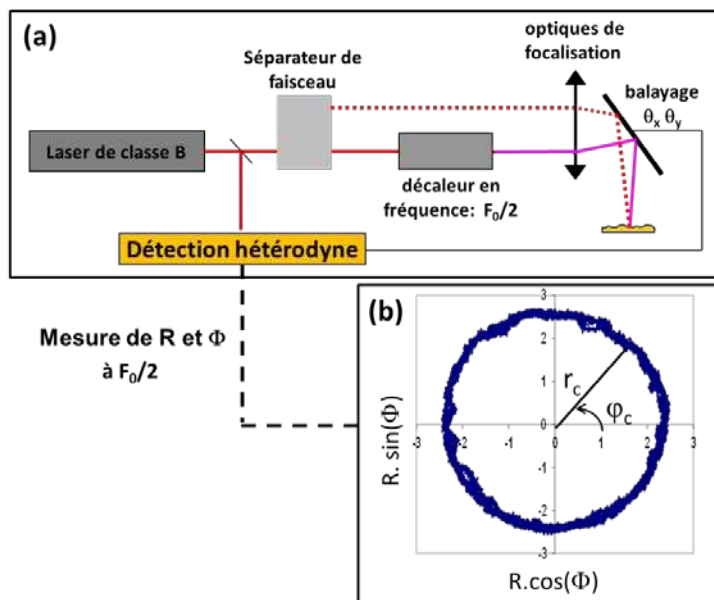


Figure 6. (a) dispositif LOFI bistatique ; (b) $R(d_c)$ et $\Phi(d_c)$ en coordonnées polaires mesurées avec le montage optique bistatique, pour différentes valeurs de d_c , en présence d'une réflexion « parasite »

1.5.2. Marquage acoustique

Dans ce dispositif, les photons « utiles » sont marqués en fréquence directement au niveau de l'objet à imager et non plus au niveau du montage optique. L'avantage de cette méthode est que seuls les photons rétrodiffusés par la cible sont marqués, ce qui assure un filtrage optimum des réflexions parasites. Le marquage est obtenu par effet acousto-optique, c'est-à-dire en décalant en fréquence la lumière par la diffusion inélastique des photons sur une onde acoustique (diffusion Brillouin). L'identification des photons décalés en fréquence est alors réalisée lors de la détection hétérodyne en ajustant la fréquence de référence de façon à ne détecter que les photons qui ont été marqués. L'inconvénient de ce dispositif est que la cible doit être immergée dans un liquide car le marquage acoustique doit être réalisé dans un milieu peu compressible pour être efficace. La figure 7 présente un montage LOFI avec marquage acoustique au niveau de la cible à imager.

On retrouve donc un montage LOFI classique dans lequel la cible est immergée dans une cuve en verre remplie d'eau. L'entrée de la cuve est source de réflexion « parasite » (en l'occurrence comme les autres optiques du montage optique). Le marquage acoustique est réalisé avec un transducteur ultrasonore à immersion, qui émet une onde acoustique focalisée à la fréquence $F_S/2 = 2,25$ Mhz. La distance de focalisation est de 5 cm et la largeur du faisceau acoustique au point de focalisation

est millimétrique. Le montage optique est réglé de façon à ce que le faisceau laser passe par ce volume de focalisation acoustique lors du balayage de la cible. Le marquage acoustique se traduit par un décalage en fréquence supplémentaire de deux fois la fréquence du transducteur. En ajustant la fréquence de référence F_{ref} de la détection hétérodyne à la valeur : $F_0 + F_s$, alors seuls les photons rétrodiffusés par la cible sont détectés. En effet tous les autres photons réinjectés dans le laser ont forcément subi un décalage en fréquence différent. La figure 8 montre le comportement du RSB en échelle linéaire en fonction de la quantité de photons envoyés sur la cible, cela correspond à une variation du paramètre κ_{opt} dans les équations (8) et (11) du RSB.

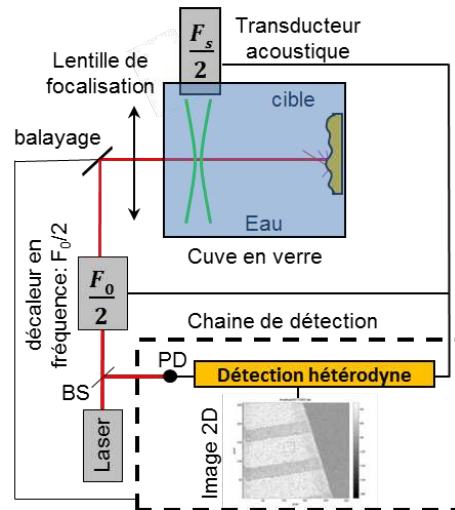


Figure 7. Montage LOFI avec marquage acoustique. PD : photodiode, BS : séparatrice

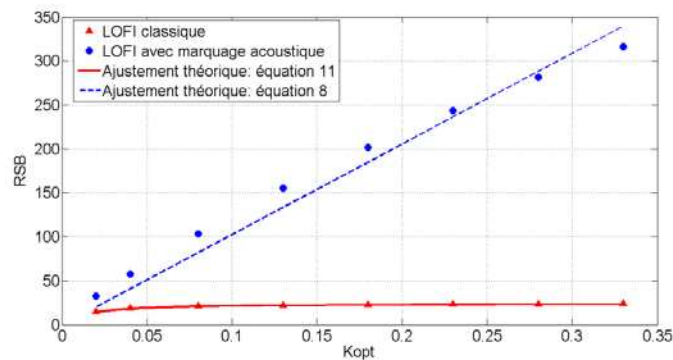


Figure 8. RSB (échelle linéaire) en fonction du paramètre κ_{opt} dans un montage LOFI avec et sans marquage acoustique

On constate que ces mesures vérifient bien la théorie et que le marquage acoustique permet d'augmenter de façon significative le RSB. Le marquage acoustique permet d'atteindre la sensibilité ultime de la technique LOFI, c'est-à-dire d'être limité par le bruit de photon. Ce dispositif est bien adapté aux applications avec des distances de travail centimétriques. L'ensemble des résultats obtenus avec ce montage est présenté dans les références Glastre *et al.* (2012) ; Jacquin *et al.* (2012).

1.5.3. Marquage Doppler

Dans ce dispositif, on met à profit un effet à priori « indésirable » induit lors du balayage la cible, pour marquer les photons « utiles ». En effet, lorsque le faisceau laser ne passe pas parfaitement par l'axe de rotation du ou des miroirs de balayage, il apparaît alors un décalage en fréquence Doppler induit par le mouvement du miroir. Si le système de balayage est situé après toutes les optiques du montage, on peut alors utiliser ce décalage en fréquence pour filtrer la contribution des réflexions « parasites » dans le signal LOFI et atteindre ainsi la limitation au bruit de photon. La figure 9 montre le montage utilisé pour valider l'efficacité du « filtrage Doppler ». L'inconvénient de ce dispositif est que le balayage doit se faire après les optiques de focalisation ce qui le limite à des distances de travail grandes (> 20 cm), il est donc plutôt adapté à des mesures longues distances (métrique).

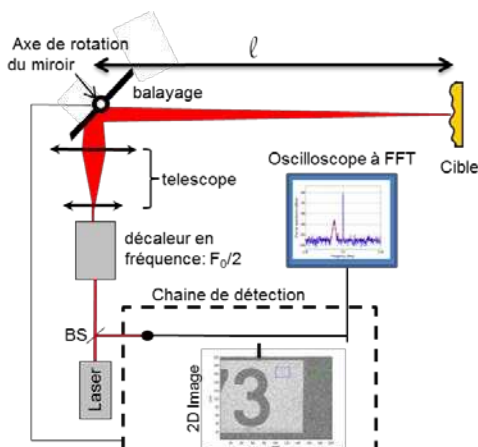


Figure 9. Montage LOFI pour le filtrage des réflexions « parasites » par effet Doppler. PD : photodiode, BS : séparatrice

Dans ce montage le balayage de la cible par le faisceau laser est réalisé par un seul miroir galvanométrique associé à une platine de rotation pas à pas. Le miroir galvanométrique a une vitesse de rotation continue $\dot{\alpha}$ de l'ordre 1 rad.s^{-1} . La direction de propagation du faisceau laser est désaxée d'une distance Δ avec l'axe de rotation du miroir galvanométrique.

Il apparaît dans ce cas, un décalage Doppler F_{dop} de largeur ΔF_{dop} dont les expressions sont respectivement données par les équations (12) et (13) (Jacquin *et al.*, 2015).

$$F_{dop} = 4 \frac{\Delta}{\lambda} \dot{\alpha} \quad (12)$$

$$\Delta F_{dop} = \frac{2\ell}{\pi W_0} \dot{\alpha} \quad (13)$$

λ est la longueur d'onde et W_0 la demi-largeur (waist) du faisceau laser sur la cible.

La figure 10 montre le spectre du signal mesuré avec le montage de la figure 9 lorsque le faisceau laser balaye la cible. Afin de bien valider le principe de ce filtrage Doppler, une réflexion parasite significative a été introduite en plaçant une lame de microscope entre la cible et le système de décalage en fréquence dans le montage. Le pic à la fréquence $F_0 = 2,4$ Mhz correspond à la réflexion parasite et le pic plus large situé aux alentours de 2,387 Mhz correspond la lumière rétrodiffusée par la cible. Il apparaît clairement qu'en ajustant la référence de la détection hétérodyne à la fréquence $F_0 - F_{dop}$ (2,387 Mhz) avec une bande passante égale à ΔF_{dop} on peut s'affranchir de la contribution de la réflexion parasite dans le signal LOFI.

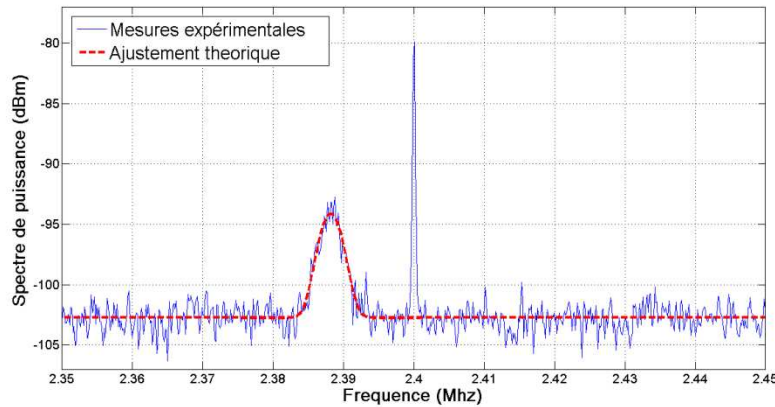


Figure 10. Spectre expérimental et théorique du signal LOFI avec un décalage Doppler dû au balayage, en présence d'une réflexion parasite significative dans le montage optique

Le décalage Doppler de la figure 10 a été obtenu pour une vitesse de rotation du miroir de balayage $\dot{\alpha} = 0,36 \text{ rad.s}^{-1}$, une distance $\ell = 3\text{m}$ entre la cible et le miroir de balayage, pour une distance $\Delta = 10\text{mm}$ et un waist $W_0 = 230\mu\text{m}$ sur la cible.

2. Applications de la technique LOFI

Le signal LOFI (equation (7)) porte une information d'amplitude proportionnelle à la réflectivité effective R_{eff} de la cible mais également une information de phase Φ proportionnelle au temps de vol laser-cible. En balayant le faisceau laser sur la cible, il est alors possible de faire une cartographie de ces deux paramètres et d'obtenir $R_{\text{eff}}(x,y)$ et $\Phi(x,y)$ avec x et y les coordonnées du plan transverse à la direction du faisceau laser. Le gain G_{LOFI} permet de réaliser ces cartographies dans des conditions peu coopératives comme l'imagerie à travers un milieu diffusant.

2.1. Imagerie à travers des milieux diffusants

Le développement de techniques d'imagerie optique à travers des milieux diffusants est une problématique qui connaît un engouement important depuis plusieurs dizaines d'années. En effet, ces techniques trouvent beaucoup d'applications comme l'imagerie à travers des tissus biologiques qui est un outil intéressant pour diagnostiquer des maladies et pour comprendre leurs évolutions. Il existe déjà de nombreuses techniques qui sont utilisées dans les hôpitaux, comme par exemple la microscopie confocale. La limitation principale de ces méthodes optiques est la dégradation très rapide de la résolution des images et du rapport signal sur bruit avec la profondeur de pénétration dans les tissus biologiques, principalement à cause du phénomène de diffusion. En effet, les tissus biologiques sont constitués d'un grand nombre de structures de formes et de tailles diverses (cellules, membranes, vaisseaux) qui empêchent la lumière de se propager en ligne droite. Comme le montre la figure 11, la majorité des photons suivent alors des chemins totalement aléatoires et « perdent la mémoire » de leur trajet, ce sont les photons multidiffusés. Ils sortent du milieu à des instants et des endroits aléatoires. Il est alors quasi impossible d'en tirer une information permettant de faire une image.



Figure 11. Propagation de la lumière à travers un milieu diffusant

Quelques photons dits balistiques se propagent sans être diffusés. Ils contiennent alors toute l'information nécessaire pour faire une image à haute résolution. En revanche, leur nombre décroît exponentiellement avec l'épaisseur du milieu diffusant traversé. De plus, ils sont noyés dans le signal des photons multidiffusés. Une méthode d'imagerie à haute résolution au travers de tissus biologiques nécessite

alors une détection cohérente permettant de sélectionner les photons balistiques et une extrême sensibilité permettant de détecter leur tout petit nombre. La méthode LOFI présente ces deux caractéristiques et est donc bien adaptée à l'imagerie à travers des milieux diffusants. Une autre application possible de l'imagerie à travers un milieu diffusant est par exemple l'imagerie à travers le brouillard ou la fumée.

2.1.1. LOFI en milieu diffusant avec marquage acoustique

La figure 12 montre les images d'un bout de réglet métallique plongé dans un milieu diffusant réalisées avec le montage de la figure 7. Le milieu diffusant est du lait dilué à 2 % et a une épaisseur de 5 cm. Les pertes par diffusion sur un aller-retour sont de l'ordre de 50 dB, ce qui correspond à environ 12 libres parcours moyens. Le marquage acoustique est réalisé avec un transducteur ultrasonore à immersion focalisé qui émet à la fréquence $F_s/2=2,25$ Mhz. La pression dans le volume focal acoustique est de l'ordre de 1 MPa. La puissance du laser est de quelques milliwatts à la longueur d'onde de 1064 nm. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'une détection synchrone avec un temps d'intégration de 100 μ s par pixel. Pour les deux images la fréquence de référence hétérodyne F_{ref} est la même (même amplification G_{LOFI}). Les images font 250x250 pixels, pour un champ d'environ 2 mm.

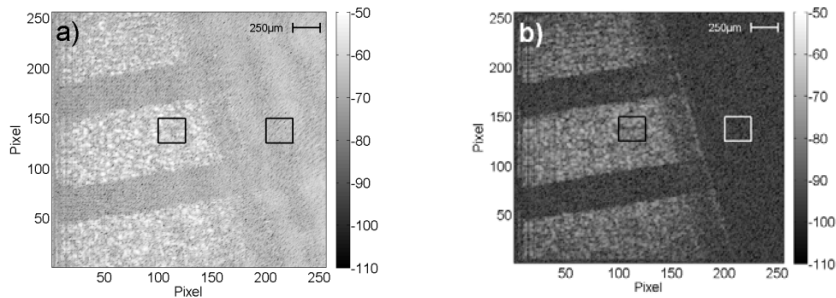


Figure 12. Images d'un réglet métallique immergé dans un milieu diffusant. a) Mesure à la fréquence $F_{ref} = F_{0a} = 3$ MHz, sans marquage acoustique ; b) Mesure à la fréquence $F_{ref} = F_{0b} - F_s = 7,5$ MHz - 4,5 MHz = 3 MHz, avec marquage acoustique

Afin de montrer l'intérêt et l'efficacité du marquage acoustique, les images des figures 12a et 12b sont réalisées respectivement sans et avec marquage acoustique. Dans les deux cas les graduations de la règle sont observables malgré les 50dB de pertes et la faible puissance du laser. Cependant l'image sans le marquage acoustique est clairement moins contrastée, cela est dû aux réflexions parasites dans le montage optique. On peut distinguer deux parties sur les images. La partie de gauche avec le réglet métallique qui permet d'évaluer le signal LOFI. La partie de droite sans réglet (pas de cible) qui permet d'estimer le bruit. A partir de ces deux paramètres le RSB moyenné sur 625 pixels (carré noir sur les images) a été

déterminé dans les deux images. Le RSB en échelle linéaire est de 1,6 sans marquage acoustique et de 5 avec le marquage acoustique malgré une efficacité de marquage acoustique de 13 %. Cette efficacité a été déterminée en faisant le rapport entre le signal des deux images. Ces résultats justifient l'utilisation du marquage acoustique pour faire de l'imagerie LOFI à travers un milieu diffusant.

2.1.2. LOFI en milieu diffusant avec effet Doppler

La figure 13 montre les images d'un bout de plaque d'immatriculation à travers un milieu diffusant réalisée avec le montage de la figure 9. Le milieu diffusant est du lait dilué à 1,25 % sur une épaisseur de 5 cm, contenu dans une cuve placée entre le système de balayage et la cible. Les pertes par diffusion sur un aller-retour sont de l'ordre de 30dB, ce qui correspond à environ 7 libres parcours moyens. La puissance du laser est de quelques milliwatts à la longueur d'onde de 1064 nm. Le waist du faisceau laser sur le cible est $W_0 = 230 \mu\text{m}$. La plaque d'immatriculation est située à une distance $\ell = 3\text{m}$ du miroir de balayage. Pour les deux images la fréquence F_0 est la même (même G_{LOFI}). Les images font 200x200 pixels, pour un champ d'environ 20 cm. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'une détection synchrone avec un temps d'intégration de 100 μs par pixel qui se traduit par une vitesse de rotation du miroir de balayage $\dot{\alpha} = 0,36 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$.

Afin de montrer l'intérêt et l'efficacité du filtrage des réflexions parasites par effet Doppler, les images des figures 13a et 13b sont réalisées respectivement sans et avec décalage Doppler. Dans les deux cas les numéros de la plaque d'immatriculation sont observables malgré les 30dB de pertes et la faible puissance du laser. Cependant, l'image est clairement moins contrastée sans le décalage Doppler en raison de réflexions parasites dans le montage optique.

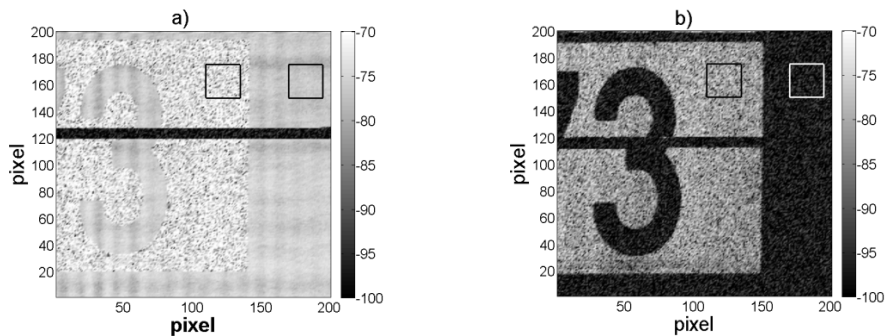


Figure 13. Image d'une plaque d'immatriculation à travers un milieu diffusant. a) image sans décalage Doppler, $\Delta=0$ dans l'équation (12). b) image avec décalage Doppler $F_{\text{dop}}=13\text{kHz}$ pour $\Delta=10\text{mm}$ dans l'équation (12)

Comme précédemment on peut distinguer deux parties sur les images. Celle de gauche avec la cible et celle de droite sans la cible, ce qui permet de calculer le RSB

moyenné sur 625 pixels (carré noir sur les images) dans les deux images. Le RSB en échelle linéaire est respectivement de 45 et de 3 avec et sans le décalage Doppler. La bande noire dans les images correspond au bruit quantique du laser. Pour l'obtenir le faisceau laser est masqué temporairement entre la séparatrice et le décaleur en fréquence, le signal mesuré est alors le bruit du laser à la fréquence F_0 car il n'y a pas de lumière décalée à cette fréquence réinjectée dans le laser. Dans l'image 13b il n'y a pas de différence entre cette bande et la partie de l'image sans cible, ce qui veut dire que le bruit dans cette image est le bruit quantique du laser. Cette image est donc limitée par le bruit de photon, ce qui n'est pas le cas de l'image 13a. L'ensemble de ces résultats justifie l'utilisation du décalage Doppler pour faire de l'imagerie LOFI à travers un milieu diffusant.

2.2. Imagerie de phase et profilométrie

2.2.1. Phase

Une variation de distance entre la cible et le laser de $\lambda/2$ se traduit par une variation de phase de 2π . Une variation de distance supérieure à $\lambda/2$ se traduit par une phase mesurée repliée comprise dans l'intervalle $[-\pi, +\pi]$. Dans ce cas, il est nécessaire de débiller la phase. Nous utilisons pour cela l'algorithme de débillage MLBT (Russell *et al.*, 1998), mais il en existe beaucoup d'autres (Ghiglia et Pritt, 1998). L'avantage de la technique LOFI est que l'on peut mesurer le profil de phase d'objets très peu réfléchissants. La figure 14 montre la carte de phase d'un globule rouge obtenue avec la technique LOFI couplée à un microscope (Hugon *et al.*, 2011). La résolution est de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$, le temps d'intégration par pixel est de $50 \mu\text{s}$, soit un temps d'acquisition de 3 à 4 secondes pour une image de 256×256 pixels.

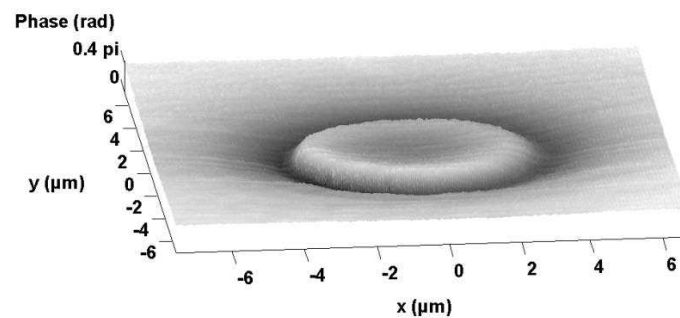


Figure 14. Profil de phase d'un globule rouge sur lame de microscope

2.2.2. Profilométrie

Dans l'exemple du globule rouge, le profil axial ne peut pas être déterminé car les milieux traversés après le système de balayage sont d'indice de réfraction et d'épaisseur inconnus au profil. Quand ce n'est pas le cas, la mesure de la phase

$\Phi(x,y)$ et la relation : $z(x,y) = \frac{\lambda}{2} \frac{\Phi(x,y)}{2\pi}$ permettent de faire de la profilométrie. La résolution axiale dépend de la stabilité mécanique et est de l'ordre de 10 nm. La figure 15 montre le profil d'une mire de résolution, il s'agit de plots de silicium d'une hauteur d'environ 200 nm et d'une largeur d'environ 6 μ m.

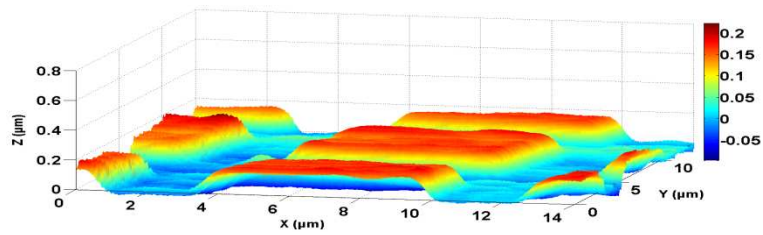


Figure 15. Mire de résolution en silice/silicium

2.2.3. Détection de défaut

La différence de deux images de phase permet de faire des mesures de déformation. La figure 16 présente la déformation d'une plaque de fonte de 1cm soumise à une force ponctuelle. On observe bien le bombement de la surface, qui est ici d'une amplitude de 2,2 μ m. La précision évaluée à partir de l'écart type du bruit de phase est de 55 nm. Comme pour la profilométrie, la précision est liée à la stabilité mécanique du montage.

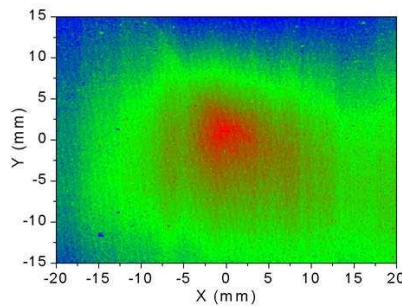


Figure 16. Déformation d'une plaque de fonte soumise à une force ponctuelle

2.3. Vibrométrie

La mesure de $\Phi(x,y)$ en dynamique permet de déterminer la position d'une cible au cours du temps et de faire ainsi de la vibrométrie. La connaissance de $\Phi(x,y,t)$ permet donc de déterminer l'amplitude et le spectre d'une vibration mécanique. La gamme de fréquences mesurables va dépendre de la bande passante de la chaîne de détection. L'utilisation d'une détection synchrone est plutôt adaptée à la mesure de

vibrations de fréquences inférieures à 10 kHz. La mesure de vibrations plus rapides nécessite l'utilisation d'une carte d'acquisition rapide associée à un traitement dans l'espace de Fourier pour extraire l'information de phase $\Phi(x,y,t)$ du signal LOFI.

2.3.1. Application basse fréquence : détection de défauts

Dans cette application la technique LOFI est utilisée pour détecter la présence de défauts dans des structures très peu réfléchissantes, il s'agit ici d'une dalle en béton fissurée. Le principe repose sur l'imagerie de l'amplitude d'une vibration imposée au voisinage présumé de la fissure. Un pot vibrant excite la structure à une fréquence adaptée à la nature et au volume de cette structure, mais aussi à la bande passante de la chaîne de détection. Cette vibration se propage dans la structure créant une vibration à la surface de la dalle. La présence d'une fissure se traduit par une discontinuité de l'amplitude de cette vibration à la fréquence d'excitation. Le système de détection est insensible à la vibration naturelle de la structure car la mesure se fait à la fréquence d'excitation. La figure 17c montre une image d'amplitude de vibration obtenue sur une dalle de béton parcourue par une fissure sur la face arrière (figure 17a) mais qui ne débouche pas sur la face avant (figure 17b). La fissure apparaît clairement sur l'image de vibration (figure 17c) réalisée sur la face avant de la dalle, c'est-à-dire sur la face où la fissure est non débouchante. Dans cet exemple, les vibrations sont réalisées avec un haut-parleur à la fréquence de 150 Hz et ont une amplitude de l'ordre du micromètre.

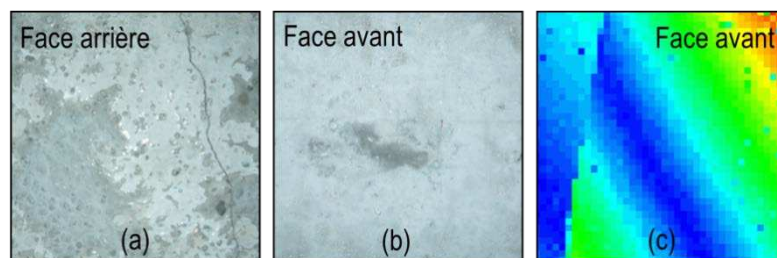


Figure 17. Application de la technique LOFI à la détection de défauts par vibrométrie sur une dalle en béton fissurée. a) Photographie de la face arrière de la dalle. b) Photographie de la face avant de la dalle. c) Image LOFI de vibration à la fréquence de 150Hz

2.3.2. Application vibrométrie haute fréquence : détection d'onde ultrasonore

Dans cette application la technique LOFI est utilisée pour réaliser une cartographie 2D dynamique d'une vibration ultrasonore de fréquences allant de quelques dizaines de kilohertz à quelques mégahertz. Dans le cas d'une cible animée d'un mouvement de fréquence supérieure à la dizaine de kHz l'utilisation d'une détection synchrone n'est plus appropriée en raison de sa bande passante limitée. On peut alors déterminer la phase $\Phi(x,y,t)$ en faisant l'acquisition de la trace temporelle

du signal LOFI (S_{LOFI}) et en calculant sa transformée de Hilbert (Otsuka *et al.*, 2002). On a alors :

$$\phi(x, y, t) = \arctan\left(\frac{H(S_{LOFI}(x, y, t))}{S_{LOFI}(x, y, t)}\right) - 2\pi F_0 t \quad (14)$$

avec $H(S_{LOFI}(x, y, t))$ la transformée de Hilbert du signal LOFI.

Ce traitement permet d'obtenir la fonction de vibration de la cible, à savoir son amplitude et sa phase au cours du temps. La figure 18 montre la vibration mesurée en un point à la surface d'un transducteur piézo-électrique vibrant en régime de salve à la fréquence de 40 kHz. Les salves ont une durée de 100 périodes à 40 kHz. La courbe en rouge est l'enveloppe du signal envoyé au transducteur (durée d'une salve) et la courbe en bleu est la vibration mesurée en fonction du temps. On peut observer le temps de réponse de ce dernier. Sur cette mesure, le bruit est de l'ordre de 3 Angströms. Ce bruit correspond à l'écart type mesuré en l'absence de salves (temps inférieur à 4 ms sur la figure 18).

À l'aide de miroirs galvanométriques, le transducteur piézo-électrique est balayé par le faisceau laser (focalisé sur notre cible) afin d'obtenir la vibration en différents points (pixels). Avec un déclenchement adapté des acquisitions, une cartographie dynamique (vidéo) de vibration de la surface peut être ainsi réalisée. Chaque trace temporelle constitue l'un des pixels d'une vidéo de la vibration. La figure 19 présente deux arrêts sur image d'une vidéo de la surface d'une sonde piézo-électrique vibrant en régime de salves à 40 kHz avec une amplitude de 30 nm. Ces images ont été réalisées en dehors du régime transitoire de la sonde (entre 5 et 6 ms sur figure 18). Nous pouvons observer que cette dernière n'a pas un mouvement de piston (une surface plane qui se translate).

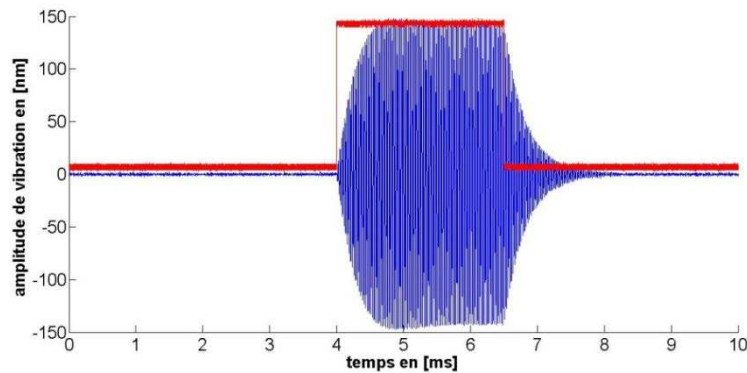


Figure 18. Résultat d'une salve de 100 périodes à 40 kHz réalisée par un transducteur piézo-électrique

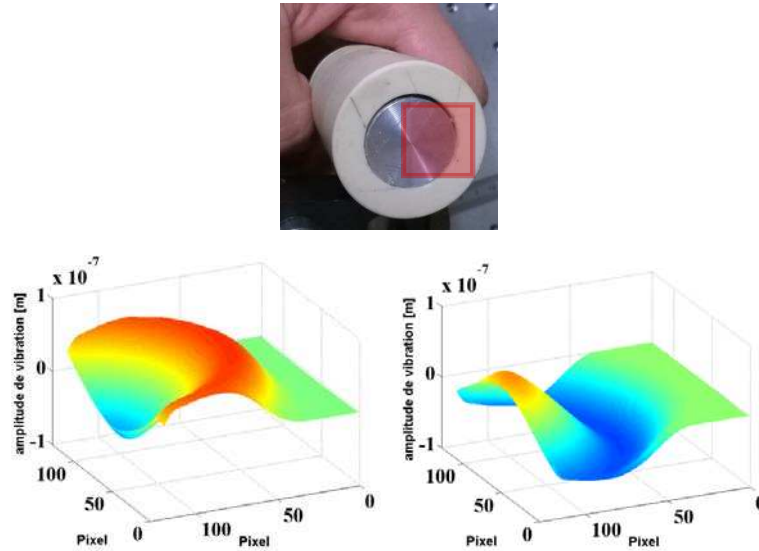


Figure 19. Extrait du film de la surface vibrante d'une sonde piézo-électrique (30 nm de vibration à 40 kHz) la surface ciblée étant le carré rouge sur l'image du haut

Cette information « 2D+temps » peut être très intéressante pour le contrôle non destructif, mais également pour détecter et déterminer l'origine de signaux photoacoustiques (PA). L'imagerie photoacoustique (Beard, 2011) connaît un grand engouement en imagerie de milieux biologiques (diffusants) depuis une dizaine d'années. En effet, elle permet de coupler les propriétés de contraste des techniques d'imagerie optique et les propriétés de pénétration/profondeur des techniques d'imagerie ultrasonore. Son principe repose sur la génération d'une onde acoustique par effet thermoélastique suite à une variation thermique engendrée par absorption optique de l'objet à imager. Cette onde acoustique est actuellement détectée à l'aide d'un transducteur piézoélectrique qui est encombrant et nécessite un contact avec l'objet à imager. C'est pourquoi une détection optique des signaux photoacoustiques est intéressante, tout particulièrement dans des configurations en réflexion. Pour un signal optique d'excitation photoacoustique $I_{laser}(t)$, le signal photoacoustique S_{PA} généré s'écrit :

$$S_{PA}(t) \propto \frac{dI_{laser}(t)}{dt} \quad (15)$$

Classiquement, on génère le signal PA à l'aide d'un laser impulsionnel, ce qui se traduit par un choc thermique et donc un signal acoustique spectralement large. Les signaux photoacoustiques peuvent être également générés avec un laser continu modulé à une fréquence f_v (LeBoulluec *et al.*, 2013). Pour une intensité laser d'expression : $I_{laser}(t) = I_0(1 + \cos(2\pi f_v t))$, on a un signal photoacoustique :

$$S_{PA} \propto 2\pi f_v I_0 \sin(2\pi f_v t) \quad (16)$$

Cette technique, appelée « photo-acoustique fréquentielle », présente l'avantage de pouvoir réaliser une mesure en continu et de générer un signal PA à une seule fréquence dont on peut détecter facilement l'amplitude et la phase avec la technique LOFI. La mesure se fait sur la surface mise en vibration par l'onde ultrasonore PA. Dans ce cas, d'après l'équation (7) le signal LOFI S_{LOFI} est égale à :

$$S_{LOFI} \propto \sqrt{R_{eff}} G_{LOFI} \cdot \cos\left(2\pi F_0 t + 2 \frac{2\pi}{\lambda} a_v(x, y, t) \sin(2\pi f_v t)\right) \quad (17)$$

a_v est l'amplitude de vibration de l'onde ultrasonore sur la surface de mesure.

Dans ce cas, le signal LOFI S_{LOFI} peut être décomposé avec des séries de fonctions de Bessel d'ordre n :

$$S_{LOFI} \propto \sqrt{R_{eff}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{LOFI}(F_0 + n f_v) J_n\left(\frac{4\pi}{\lambda} a_v\right) \cos(2\pi(F_0 + n f_v)t) \quad (18)$$

La figure 20 montre la mesure avec la technique LOFI d'une onde ultrasonore de fréquence 2,25MHz. L'onde ultrasonore est générée dans une cuve de verre remplie d'eau et se propage vers la surface de l'eau. La mesure de la vibration avec la technique LOFI est réalisée à la surface de l'eau (le faisceau laser LOFI est focalisé sur cette surface). Pour cette mesure le décalage en fréquence F_0 est de 3,2 MHz (porteuse sur la figure 20).

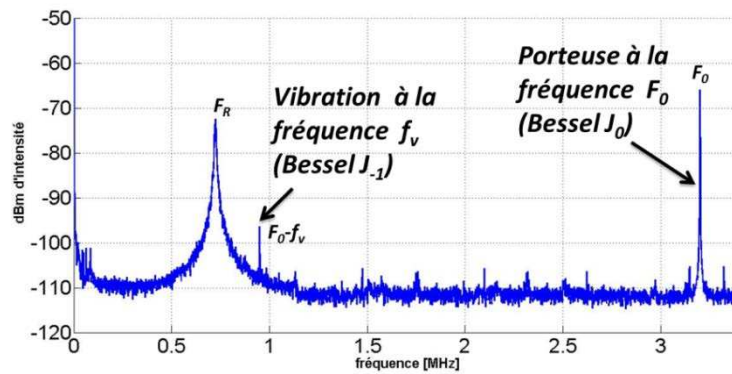


Figure 20. Spectre de bruit du dispositif LOFI appliqué à la vibrométrie « haute fréquence », détection à la surface de l'eau d'une onde ultrasonore de fréquence 2.25 MHz

Nous pouvons observer sur la figure 20, le spectre du signal LOFI en présence d'une onde ultrasonore dans la cuve. La vibration de la surface se traduit par l'apparition de raies latérales de part et d'autre de la porteuse, de fréquences $F_0 \pm n.f_v$.

Seule la raie d'ordre -1 (J_{-1}) dans l'équation (18) à la fréquence 0,95 MHz est visible sur la figure. Les autres raies sont hors du spectre mesuré et très certainement en dessous du bruit de détecteur car elles ont une amplitude plus faible. En effet, elles sont loin de la fréquence de résonance F_R du laser et ne bénéficient donc pas de l'amplification G_{LOFI} . Après correction de gain, le rapport d'amplitude de ces pics nous renseigne sur l'amplitude de vibration ; on a ainsi une vibration de quelques nanomètres sur la figure 20.

2.4. Couplage des informations de phase et d'amplitude : LOFI à synthèse d'ouverture

La synthèse d'ouverture optique permet de conserver la résolution optique en profondeur, au-delà de la distance de travail de l'optique de focalisation utilisée. Nous rappelons que cette méthode consiste à balayer la cible avec un faisceau défocalisé. Grâce à la double information amplitude-phase, il est possible de refocaliser numériquement l'image obtenue, afin d'obtenir une résolution finale régie par l'ouverture sous laquelle est balayée la cible. La technique LOFI est bien adaptée à la synthèse d'ouverture car elle donne accès à l'information de phase et d'amplitude, et sa sensibilité permet de compenser les pertes photométriques liées à la défocalisation.

Dans le cas de l'imagerie LOFI à synthèse d'ouverture, la cible est donc située à une distance L du plan focal de l'objectif. L'image est donc obtenue avec un faisceau défocalisé. L'image complexe brute $h_R(x,y)$ doit être traitée numériquement pour réaliser la mise au point. L'avantage de l'imagerie LOFI à synthèse d'ouverture est de pouvoir obtenir des images au-delà de la distance de travail de la lentille. L'inconvénient majeur étant la faible valeur du RSB liée à la très faible quantité de photons réinjectés (filtrage confocal) participant à la formation de l'image brute (Glastre *et al.*, 2012, 2013a). Afin d'augmenter le RSB de l'image, il est possible de faire du marquage acoustique (Glastre *et al.*, 2012).

Quand une cible ponctuelle est balayée par le faisceau laser défocalisé, on obtient alors une fonction d'étalement floue :

$$h_R(L, x, y) \propto G_{LOFI}(\Omega_0) \left(\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{(\lambda L / \pi r)^2}\right) \exp\left(j2\pi \frac{x^2 + y^2}{2L\lambda}\right) \right)^2, \quad (19)$$

Où r est le rayon du faisceau laser dans le plan focal image de l'objectif.

En prenant la transformée de Fourier (TF) à 2D de cette expression, on obtient :

$$H_R(L, \nu, \mu) \propto \exp\left(-\frac{\nu^2 + \mu^2}{(\sqrt{2}/\pi r)^2}\right) \exp\left(-j \frac{\pi L \lambda (\nu^2 + \mu^2)}{2}\right), \quad (20)$$

où ν et μ sont les coordonnées des fréquences spatiales le long des directions x et y . Le terme de droite de (20) montre la défocalisation qui correspond au terme de phase

quadratique. Pour refocaliser numériquement l'image brute, cette phase doit être annulée en multipliant dans l'espace de Fourier le signal par le filtre de phase suivant :

$$H_{filt}(L_{filt}, \nu, \mu) = \exp\left(j \frac{\pi L_{filt} \lambda (\nu^2 + \mu^2)}{2}\right) \quad (21)$$

Ce filtre correspond à la fonction de transfert de la retro-propagation dans l'espace libre sur une distance $L_{filt}/2$ (le facteur 2 étant dû à la configuration aller-retour du système LOFI). Après un filtrage adapté ($L_{filt}=L$) et une Transformation de Fourier inverse (TF^{-1}), on obtient finalement dans le domaine spatial le signal refocalisé synthétiquement :

$$|h_{SA}(x, y)| = \left| TF^{-1}\left(H_R(L, \nu, \mu) H_{filt}(L, \nu, \mu)\right) \right| \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{(r/\sqrt{2})^2}\right) \quad (22)$$

On peut observer qu'après la refocalisation numérique, la résolution est égale à $r/\sqrt{2}$ (et pas r , à cause de la configuration aller-retour du système LOFI), et ceci quelle que soit la défocalisation initiale L (Glastre *et al.*, 2012, 2013a). La figure 21 montre un exemple de refocalisation numérique de l'image d'une cible plane composée de petites billes de silice de diamètre allant de 30 à 40 μm localisées derrière un masque avec une ouverture en forme de π , avec une dimension de l'ordre de 1 mm.

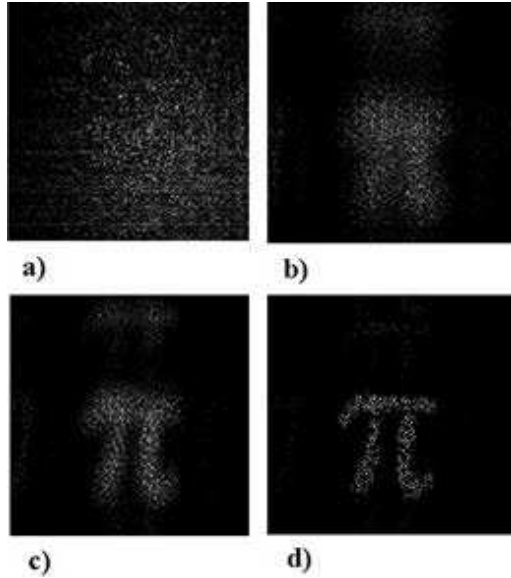


Figure 21. Refocalisation numérique. a) Image brute, b) Image refocalisée avec une erreur de filtrage ($\Delta L=L_{filt}-L= 4 \text{ cm}$), c) Erreur de filtrage ($\Delta L= 2 \text{ cm}$), d) Filtrage adapté ($\Delta L= 0 \text{ cm}$)

3. Conclusion

La méthode d'imagerie LOFI est très intéressante pour réaliser avec une haute résolution spatiale des images de réflectivité et de temps de vol dans des conditions difficiles. Le filtrage des réflexions indésirables dans le signal LOFI permet des mesures limitées par le bruit de photon. Dans ces conditions, la technique LOFI permet de réaliser des images à travers des milieux diffusants, de cibles très peu réfléchissantes ou situées « loin » du laser. L'information de phase permet de mesurer des vibrations de fréquence allant de quelque hertz jusqu'à quelques mégahertz avec des amplitudes nanométriques. La grande sensibilité de la technique LOFI associée aux informations combinées d'amplitude et de phase du signal permet de réaliser des images au-delà de la distance de travail d'un objectif de microscope sans pertes de résolution. Cependant, la vitesse d'acquisition est liée au temps de réponse du laser qui dans le cas des microlasers ne permet pas d'atteindre des cadences vidéo. En revanche, ce temps de réponse peut être fortement diminué avec l'utilisation de diodes laser mais au détriment de la sensibilité de la technique. Il faut donc faire comme souvent en imagerie un compromis entre sensibilité et vitesse d'acquisition.

Bibliographie

- Beard P. (2011). Biomedical photoacoustic imaging. *Interface focus*, vol. 1, p. 602-631
- Ghiglia D. C., Pritt M. D. (1998). Two-Dimensional Phase Unwrapping: Theory, Algorithms, and Software, edition Wiley
- Glastre W., Jacquin O., Hugon O., Guillet de Chatellus H., Lacot E. (2012). Deep and optically resolved imaging through scattering media by space-reversed propagation, *Optics Letters*, vol. 37, n° 23, p. 4823-4825.
- Glastre W., Hugon O., Jacquin O., Guillet de Chatellus H., Lacot E. (2013a). Demonstration of a plenoptic microscope based on Laser Optical Feedback Imaging, *Optics Express*, vol. 21, n° 6, p. 7294-7303.
- Glastre W. (2013b). Imagerie plénoptique à travers des milieux complexes par synthèse d'ouverture optique. Thèse en Electronique, Electrotechnique, Automatique, Traitement du Signal, Université Joseph Fourier.
- Hugon O., Joud F., Lacot E., Jacquin O., de Chatellus H. G. (2011). Coherent microscopy by laser optical feedback imaging (LOFI) technique. *Ultramicroscopy*, vol. 111, n° 11, p. 1557-1563.
- Jacquin O., Heidmann S., Lacot E., Hugon O. (2009). Self-aligned setup for laser optical feedback imaging insensitive to parasitic optical feedback, *Applied Optics*, vol. 48, n° 1, p. 64-68.
- Jacquin O., Lacot E., Glastre W., Hugon O., Guillet de Chatellus H. (2011). Experimental comparison of autodyne and heterodyne laser interferometry using an Nd:YVO 4 microchip laser, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 28, n° 8, p. 1741-1746.

- Jacquin O., Glastre W., Lacot E., Hugon O., Guillet de Chatellus H., Ramaz F. (2012). "Acousto-optic laser optical feedback imaging," *Optics Letters*, vol. 37, n° 13, p. 2514-2516.
- Jacquin O., Lacot E., Hugon O., Guillet de Chatellus H. (2015). Using Doppler shift induced by Galvanometric mirror scanning to reach shot noise limit with laser optical feedback imaging setup, *Applied Optics*, vol. 54, n° 8, p. 1978-1983.
- LeBoulluec P., Liu H., Yuan B. (2013). A cost-efficient frequency-domain photoacoustic imaging system, *American Journal of Physics*, vol. 81, n° 9, p. 712-717.
- Lacot E., Day R., Stoeckel F. (1999). Laser optical feedback tomography, *Optics Letters*, vol. 24, n° 11, p. 744-746.
- Lacot E., Day R., Stoeckel F. (2001). Coherent laser detection by frequency-shifted optical feedback, *Physical Review A*, Vol. 64, n° 4, p. 043815- 043825.
- Megret P., Wuilmart L., Froidure J. C., Blondel M. (1997). Bit-error-rate in optical fiber links with optical reflections, in *Proceedings of IEEE Conference on Lasers-and-Electro-Optics-Society*, vol. 2, p. 87-89.
- Otsuka K. (1979). Effects of external perturbations on LiNdP4O12 lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 15, n° 1, p. 655-663.
- Otsuka K., Abe K., Ko J. Y., Lim T. S. (2002). Real-time nanometer-vibration measurement with a self-mixing microchip solid-state laser. *Optics letters*, vol. 27, n° 15, p. 1339-1341.
- Otsuka K. (2011). Self-mixing thin-slice solid-state laser metrology. *Sensors*, vol. 11, n° 2, p. 2195-2245.
- Russell C. H., Younus M. I., Blackshire J. (1998). Robust phase-unwrapping algorithm with a spatial binary-tree image decomposition, *Applied Optics*, vol. 37, n° 20, p.4468-4476
- Siegman E. (1986). Laser spiking and mode competition. *Lasers*. California, University Science Books, Mill Valley, p. 955-971.
- Storm M. E. (1992). Controlled retroreflection: a technique for understanding and eliminating parasitic lasing, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, n° 8, p. 1299-1304.