



HAL
open science

Interférométrie par réinjection optique dans une diode laser - Applications pour le vivant et le développement durable

Julien Perchoux

► **To cite this version:**

Julien Perchoux. Interférométrie par réinjection optique dans une diode laser - Applications pour le vivant et le développement durable. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Institut national polytechnique de Toulouse, 2020. tel-02995424

HAL Id: tel-02995424

<https://laas.hal.science/tel-02995424v1>

Submitted on 9 Nov 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention de L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Délivrée par l'Institut National Polytechnique de Toulouse

Présentée et soutenue par

Julien PERCHOUX

Le 10 mars 2020

**Interférométrie par réinjection optique
dans une diode laser**

—
**Applications pour le vivant
et le développement durable**

Spécialité : **Photonique et Systèmes Optiques**

Unité de Recherche :
LAAS-CNRS : Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes

Jury :

M. Claude AMRA, Rapporteur

M. Éric LACOT, Rapporteur

M. Pascal PICART, Rapporteur

Mme. Anne HUMEAU-HEURTIER, Examinatrice

M. Daniel ROBERT, Examineur

M. Thierry BOSCH, Tuteur



TABLE DES MATIÈRES

1 Généralités sur les capteurs interférométriques par réinjection optique	9
1.1 Principe du capteur à réinjection optique	9
1.2 Applications « classiques » de la réinjection optique	12
2 Modélisation avancée du phénomène de réinjection optique	15
2.1 Modélisation par les équations d'évolution	15
2.1.1 Comportement dynamique du laser	15
2.1.2 Évolution des signaux interférométriques en fonction de la température et du régime d'injection	18
2.2 Réinjection par un flux de particules en mouvement	22
2.2.1 Modèle du capteur soumis à une réinjection par de multiples cibles	22
2.2.2 Modélisation multiphysique du capteurs pour des écoulements à micro-échelle	23
3 Les capteurs par réinjection optique dans les fluides	27
3.1 Anémométrie	27
3.1.1 Contexte	27
3.1.2 Rapport signal sur bruit de l'anémomètre optique	30
3.1.3 Méthode de détection d'un aérosol	32
3.1.4 Fiabilité de la mesure	34
3.1.5 Mesure dans le plan et détermination de la direction principale	35
3.2 Mesure du débit d'écoulements	38
3.2.1 Contexte	38
3.2.2 Évaluation de la vitesse moyenne d'un écoulement	39
3.2.3 Écoulement dynamique	41
3.2.4 Mesure de profils de vitesse dans un écoulement à micro-échelle	42
3.3 Visualisation de la propagation du son	45
3.3.1 Contexte	45
3.3.2 Principe de mesure	46
3.3.3 Mise en œuvre	47

TABLE DES MATIÈRES

4	Prospective	51
4.1	Physique du laser sous réinjection	51
4.2	Applications biomédicales	53
4.2.1	Cancer de la peau	53
4.2.2	Cytométrie en flux	57
4.3	Opto-acoustique	60
4.3.1	Métamatériaux	60
4.3.2	Détonique	63
4.3.3	Systèmes auditifs des insectes et des plantes	64

Paramètres utilisés

Symb.	Unités	Paramètre
P_f	W	Puissance émise par le laser sous réinjection
P_0	W	Puissance émise par le laser sans réinjection
m	*	Profondeur de modulation
ν_f	Hz	Fréquence optique du laser sous réinjection
τ_{ext}	m/s	Temps de propagation dans la cavité externe (aller-retour)
ν_0	Hz	Fréquence optique du laser sans réinjection
C	*	Coefficient de couplage
α	*	Facteur d'élargissement spectral
r_{ext}	*	Rapport d'amplitude du champ émis/rétro-diffusé
r_2	*	Réflexivité (amplitude) de la face avant du laser
τ_c	s	Temps de propagation dans la cavité laser (aller-retour)
ζ	*	coefficient de réinjection optique
λ	m	longueur d'onde du laser
V_T	m/s	Vitesse de la cible projetée sur l'axe optique
f_D, ϕ_D	Hz, *	fréquence, phase Doppler
c	m/s	Célérité de la vitesse dans le vide
$N, N_{\text{th}}, N_{\text{tr}}$	m^{-3}	Densité de porteurs, idem au seuil, idem à la transparence
I	A	Courant d'injection du laser
V	m^3	Volume de la zone active du laser
τ_e	s	Durée de vie des porteurs
g, g_{th}	m^{-1}	Gain du laser, idem au seuil
v_g	m/s	Vitesse de groupe dans la cavité laser
S	m^{-3}	Densité de porteurs dans la zone active
τ_S	s	Durée de vie des photons
r_3	*	Réflexivité (amplitude) de la cible
k	J/K	Constante de Boltzmann
T	K	Température
\hbar	J.s	Constante de Planck réduite
η	W/A	Efficacité externe du laser

TABLE 1 – Liste des paramètres, unités et signification

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

Le présent manuscrit avec l'ambition de synthétiser les travaux de recherche que j'ai effectués depuis que j'ai rejoint en 2005 mon équipe de recherche actuelle OASIS (pour Optical Sensors and Smart Integrated Systems) du LAAS-CNRS¹ à une époque où, sous un autre nom, elle était une composante du LEN7². D'abord ATER³, puis maître de conférences, j'ai pendant cette période mené mes recherches dans un domaine unique, celui de la métrologie par un capteur optique dit à interférométrie par réinjection optique, que pour des raisons de simplicité je nommerai par la suite capteur à réinjection optique. L'autre objectif de ce manuscrit est de présenter les principales pistes de réflexion prospective sur mes activités de recherche tant sur l'aspect applicatif que sur l'approche méthodologique.

Le manuscrit est construit en quatre chapitres. Dans le premier, je présente rapidement le principe du capteur à réinjection optique et surtout les applications que j'ai considérées comme classiques de ce type de capteur. Ce point de départ me permet ensuite de mettre en avant ma contribution spécifique que je développe dans les deux chapitres suivants.

Le second chapitre est dédié aux développements de la modélisation physique du capteur que j'ai accomplis ces dernières années. En effet, ma culture scientifique personnelle étant orienté vers la physique du laser – j'ai produit une thèse sur le bruit électrique et optique dans les diodes laser de type VCSEL⁴ – la problématique de la modélisation physique est un fil rouge tout au long de ces années. La première partie de ce chapitre traite donc du modèle du laser sous réinjection au travers des équations d'évolution de la diode laser. Ces modèles ont permis de faire avancer la compréhension sur le comportement dynamique du laser, et de déterminer l'impact du courant d'injection dans la diode et sur la température de celle-ci. La deuxième partie de ce chapitre, traite elle de l'impact sur le capteur laser d'une réinjection générée par de multiples sources et m'a conduit au-delà des équations propres du laser à intégrer dans le modèle des simulations issues d'autres outils : l'optique pure au travers de logiciels calculant des tracés de rayon et la mécanique des fluides puisque l'objectif était de comprendre l'interaction du capteur avec des particules en suspension dans un fluide.

En effet, le déploiement du capteur par réinjection dans le domaine des fluides aura été

-
1. Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du Centre National de la Recherche Scientifique
 2. Laboratoire d'électronique de l'ENSEEIH
 3. Assistant Temporaire d'Enseignement et de Recherche
 4. VCSEL : Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

TABLE DES MATIÈRES

l'objet principal de mes travaux de recherche. Il est décrit dans le troisième chapitre qui lui aussi se divise en trois parties : une première dédiée à l'anémométrie, une seconde aux problématiques de mesures d'écoulement à micro-échelle et une troisième qui décrit la mesure de la propagation du son. Très peu a été publié sur l'aspect anémométrie qui a pourtant consommé une part importante de mon travail pendant plusieurs années dans le cadre de la création de la start-up Epsiline à laquelle j'ai pris une part importante dans le cadre du contrat de collaboration d'abord puis en tant que consultant auprès de l'entreprise. Je me suis donc permis de m'étendre un peu sur cette partie. À contrario, la mesure en contexte microfluidique a par contre donné lieu à bon nombre de publications et la tâche a consisté ici à synthétiser les principaux résultats. Plus récente, mais très prometteuse, l'application mesure d'onde de pression acoustique conclue ce chapitre.

Enfin dans un dernier chapitre de prospective, j'ai décidé de me limiter à trois axes prospectifs. Le premier concerne ce qui restera sans doute le fil rouge de mes travaux de recherche : la modélisation physique du phénomène de réinjection, que ce soit dans de nouvelles conditions optiques, avec de nouveaux types de laser ou pour mettre en exergue l'impact de certains paramètres (fréquence des franges, coefficient de couplage,...). Le second concerne les applications biomédicales telles qu'elles peuvent être imaginées aujourd'hui à partir des travaux que j'ai porté autour des mesures d'écoulement microfluidique. Le troisième développe les espoirs que je porte aujourd'hui pour la problématique de détection acoustique dans une grande variété de domaines : métamatériaux acoustiques, détonique ou l'étude des systèmes de communications acoustique des être vivants.

CHAPITRE 1

GÉNÉRALITÉS SUR LES CAPTEURS INTERFÉROMÉTRIQUES PAR RÉINJECTION OPTIQUE

1.1 Principe du capteur à réinjection optique

Le phénomène de rétro-injection (ou réinjection) optique dans un laser est généralement schématisé par un assemblage de deux cavités optiques : la cavité propre du laser et la cavité externe réalisée par un objet diffusant (ou dans certains cas réfléchissant).

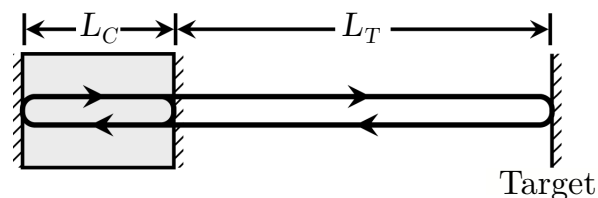


FIGURE 1.1 – Description schématique de l'association de cavités

L'analyse de cette cavité complexe peut se faire de deux façons distinctes amenant toutefois à un résultat identique :

- en décrivant une cavité unique équivalente dont les principaux paramètres (longueur de la cavité, réflectivité des miroirs) sont calculés à partir des paramètres des deux cavités réelles puis en réécrivant les équations du laser dans cette nouvelle cavité,
- au travers des équations d'évolution, en considérant que le régime laser est établi pour le laser seul et que la lumière réinjectée depuis la cible est une faible perturbation du régime établi.

La deuxième méthode, amenant à un résultat plus directement à partir d'équations bien établies [1] est plus répandue dans la communauté scientifique. Toutefois, elle peut s'avérer insuffisante pour la description de phénomènes complexes (laser multimode, étude de la dynamique du laser, etc...), on lui préférera alors la première méthode [2].

Ainsi toute perturbation du système de cavité composée modifie le comportement du laser et principalement la puissance optique qu'il émet et la fréquence du champ électrique

(ou fréquence optique) du flux laser.

Les deux principales applications de ce phénomène sont la mesure de vibrations (la longueur de la cavité externe est modulée) et la mesure de vitesse par effet Doppler (la fréquence optique du flux réinjecté est modifiée).

Dans le cas de la modulation de la longueur de la cavité externe, les variations de la puissance ΔP et de la fréquence $\Delta\nu$ peuvent être exprimées comme suit :

$$\Delta P = P_f - P_0 = mP_0 \cos(2\pi\nu_f\tau_{\text{ext}}) \quad (1.1)$$

$$\Delta\nu = \nu_f - \nu_0 = \frac{C}{2\pi\tau_{\text{ext}}} \sin \left[2\pi\nu_f\tau_{\text{ext}} + \tan^{-1}(\alpha) \right] \quad (1.2)$$

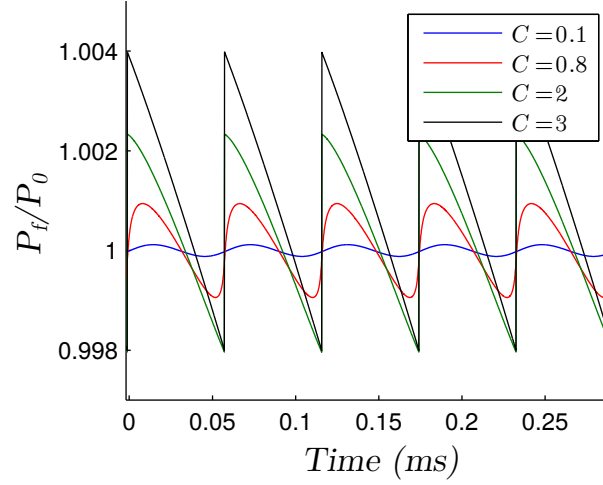
Dans ces équations, P_0 représente la puissance émise par le laser non perturbé, m est l'indice de modulation qui, comme nous le verrons plus loin, est fortement dépendant de la puissance optique réinjectée, ν_f est la fréquence du champ électromagnétique émis par le laser sous réinjection optique, τ_{ext} est le temps de propagation de l'onde optique sur un aller-retour de la cavité externe et α est le facteur d'élargissement spectral. Enfin le facteur C , baptisé coefficient de couplage, permet de quantifier l'impact de l'onde réinjectée dans le laser sur le comportement de celui-ci :

$$C = \frac{r_{\text{ext}}}{r_2} \left(1 - r_2^2 \right) \frac{\tau_{\text{ext}}}{\tau_c} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (1.3)$$

Le facteur C peut être décomposé en deux parties : une partie « bilan de puissance » représenté par le coefficient $\zeta = \frac{r_{\text{ext}}}{r_2} (1 - r_2^2)$ où r_{ext} est le rapport entre l'amplitude du champ rétro-injecté, r_2 est le coefficient de réflexion (en amplitude) du miroir du laser ; et une partie « bilan de phase » où intervient directement le quotient du temps de vol de la cavité externe sur le temps de vol de la cavité laser τ_c .

Le coefficient de couplage C est très important dans le cadre de l'interférométrie par réinjection optique dans la mesure où il joue un rôle essentiel dans la résolution de l'équation de phase (1.2) qui permet de déterminer la fréquence optique ν_f qui elle-même intervient dans l'équation de la puissance optique émise (1.1). Ainsi, en fonction de la valeur du coefficient C , plusieurs domaines de fonctionnement peuvent être discriminés :

- $C \ll 1$: Dans ce cas, on peut considérer $\nu_f \sim \nu_0$ et la variation de la puissance est sinusoïdale lorsque τ_{ext} varie. Le signal obtenu par l'interféromètre à réinjection optique est alors semblable à celui d'un interféromètre classique avec des franges sinusoïdales dont la période correspond à un déplacement de $\lambda/2$.
- $C < 1$: Dans ce cas, l'équation (1.2) ne possède qu'une seule solution, par contre la fréquence optique n'est pas constante lorsque τ_{ext} varie et la forme du signal d'interférence n'est plus sinusoïdale, elle prend une forme de « dents de scie ».
- $C > 1$: Dans ce cas l'équation (1.2) accepte plusieurs solutions, et lors du changement de la longueur de cavité externe, la fréquence optique va « sauter » d'une valeur à une autre ce qui entraîne un comportement plus complexe avec une forme des signaux en dents de scie plus marquée, avec possible disparition de certaines franges [3], une dissymétrie de forme des signaux selon que la cible se rapproche ou lorsqu'elle s'éloigne (un hystérésis), et pour des valeurs de C très élevées un comportement chaotique du laser (ou « coherence collapse »).

FIGURE 1.2 – Simulation des signaux d'interférence pour différentes valeurs de C [4]

Cette forme des franges d'interférence est une caractéristique importante et remarquable de l'interférométrie par réinjection optique. On peut dans une certaine mesure considérer que par comparaison avec les interféromètres classiques, la complexité est transférée du système optique vers le traitement du signal. Il n'est donc pas surprenant qu'une partie importante de la littérature sur les capteurs à réinjection optique soit dédiée au traitement du signal permettant de restituer le déplacement de la cible [5]-[11], tendance à laquelle l'auteur de ces lignes a également participé [12].

La forme en dent de scie des signaux d'interférométrie par réinjection optique joue un rôle primordial dans la reconstitution d'un déplacement de la cible par rapport à la source laser. Cet aspect peut toutefois être mis de côté lorsqu'on s'intéresse à la mesure de vitesse d'une cible en translation (fig. 1.3). Deux approches sont alors possibles :

- l'approche classique où la projection V_T du vecteur vitesse de la cible sur l'axe de propagation du laser entraîne un changement de la longueur de la cavité externe $L'_T = L_T + V_T t$,
- une approche basée sur l'effet Doppler et que nous avons démontrée dans le cadre de la thèse de L. Campagnolo [4].

La méthode classique permet de déterminer la nature du signal interférométrique directement à partir de (1.1) :

$$\Delta P = m P_0 \cos \left[2\pi \nu_f \left(\frac{2n(L_T + V_T t)}{c} \right) \right] \quad (1.4)$$

Dans l'équation (1.4), n est l'indice de réfraction de la cavité externe et la fréquence des franges d'interférences est $f'_D = \nu_f \frac{2nV_T}{c}$.

La méthode Doppler nécessite de redescendre au niveau de la cavité composée (ou des équations de Lang et Kobayashi) afin d'introduire un décalage fréquentiel f_D sur la fréquence

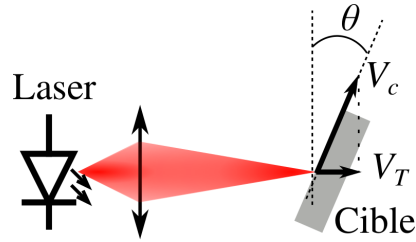


FIGURE 1.3 – Capteur de vitesse par réinjection optique pour une cible en translation

du champ rétro-injecté.

$$f_D = \nu_f \frac{2nV_T}{c + V_T} \quad (1.5)$$

Il faut noter que le décalage Doppler est double puisque la cible joue simultanément le rôle de récepteur en mouvement (lorsque le laser l'illumine) et le rôle de source en mouvement (lorsqu'elle rétro-diffuse vers celui-ci).

La résolution du système d'équations d'évolution permet alors d'exprimer la variation de la puissance laser sous une forme similaire :

$$\Delta P = mP_0 \cos(2\pi f_D t + \Phi_D) \quad (1.6)$$

Si la méthode classique présente l'avantage d'une grande simplicité, elle souffre de ne pas respecter le fait que dans la plupart des applications la cible est en translation dans une direction qui n'est pas celle de la propagation et qu'en conséquence, la cavité externe reste de longueur constante durant toute la période d'observation du signal. On notera enfin que si les deux méthodes ne donnent pas tout à fait le même résultat, l'écart est extrêmement faible $\frac{f'_D}{f_D} \sim \frac{c+V_T}{c}$.

1.2 Applications « classiques » de la réinjection optique

Depuis les travaux de Silvano Donati (travaux dont une large synthèse a été rédigée par lui-même [13]) enrichis par ceux de Thierry Bosch [14]-[18], trois applications se sont particulièrement démarquées :

- La mesure de vibrations dans les systèmes de mécaniques [7, 13, 19, 20] ;
- la mesure de vitesse de translation par effet Doppler, pour l'automobile [15] ou pour la domotique [21] entre autres exemples ;
- enfin, la mesure de distance absolue [22, 23].

Il faut noter que la dernière application nécessite la modulation de la fréquence du laser qui permet que l'onde réinjectée dans la cavité laser soit décalée en fréquence avec un écart directement lié à la pente de la modulation en fréquence et surtout au temps de vol dans la cavité externe. La fréquence des franges d'interférences observées sur la puissance du laser permet alors d'estimer la longueur de la cavité externe.

Cette technique de mesure de distance souffre de la difficulté de moduler la fréquence du laser de manière simple et robuste (en général, le courant injecté dans la diode est modulé par une rampe, mais la réponse de la fréquence du laser n'est pas linéaire). Compte-tenu de

l'existence de nombreuses autres techniques de mesures de distance sans contact (mesure directe du temps de vol, triangulation, etc...), elle semble, à ce stade, d'un moindre intérêt pour un développement industriel.

Dans les applications citées plus haut, la cible est toujours un élément solide qui dans une large mesure peut être considéré comme coopératif car diffusant tout ou partie de la lumière incidente et dont une portion non-négligeable est réinjectée dans le laser. Par ailleurs, dans ces diverses applications le signal obtenu par le capteur à réinjection optique présente des franges, qui bien que protéiformes en raison des variations du coefficient de couplage C , sont bien visibles et dont l'interprétation dans le domaine temporel ou fréquentiel permet une lecture assez directe de la grandeur recherchée.

Ainsi, je défini comme « applications avancées » des capteurs par réinjection optiques les applications qui ont émergées récemment et qui ne permettent pas d'utiliser le capteur dans les conditions de confort relatif décrite plus haut. L'objet des paragraphes ci-dessous est donc de présenter les applications « avancées » que j'ai moi-même portées ou que j'envisage de développer dans les années à venir.

CHAPITRE 2

MODÉLISATION AVANCÉE DU PHÉNOMÈNE DE RÉINJECTION OPTIQUE

2.1 Modélisation par les équations d'évolution

2.1.1 Comportement dynamique du laser

Une des contraintes majeure induite par l'utilisation d'une diode laser comme un interféromètre est l'imbication entre le phénomène interférométrique et le fonctionnement du laser. Comme je l'ai décrit dans le chapitre introductif, celle-ci a un effet très visible sur la forme des signaux, mais elle impacte également le comportement dynamique de l'interféromètre et en particulier sa bande passante. Dans le cadre de la thèse de Raphaël Teyseyrre en collaboration avec la société Epsiline – dont l'objectif était de mesurer des vitesses supérieures à 100 m/s générant des fréquences Doppler supérieures à 50 MHz – nous avons souhaité déterminer la limite haute de fonctionnement d'un interféromètre par réinjection optique. La méthode choisie a consisté à développer, puis à résoudre, les équations d'évolution du laser sous réinjection optique en gardant toutes les composantes dynamiques qui sont éliminées lors d'une étude du modèle quasi-statique, lequel est suffisant pour la plupart des applications capteur. Le développement en question étant relativement fastidieux je ne présente ici que le point de départ et les principaux résultats recensés dans notre publication [24]. Le point de départ est donc les équations d'évolution du laser sous réinjection en mode dynamique, équations de la densité de porteurs N , de la densité de photons S et de la phase ϕ du champ électrique des photons émis par le laser :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N(t)}{\tau_e} - gv_g S(t) \quad (2.1)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{S(t)}{\tau_S} \left(\frac{g}{g_{th}} - 1 \right) + \frac{2\zeta}{\tau_c} \sqrt{S(t)S(t - \tau_{ext})} \cos [2\pi\nu_{th}\tau_{ext} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{ext})] \quad (2.2)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha v_g}{2} \frac{\partial g}{\partial N} [N(t) - N_{th}] + \frac{\zeta}{\tau_c} \sqrt{\frac{S(t)S(t - \tau_{ext})}{S(t)}} \sin [2\pi\nu_{th}\tau_{ext} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{ext})] \quad (2.3)$$

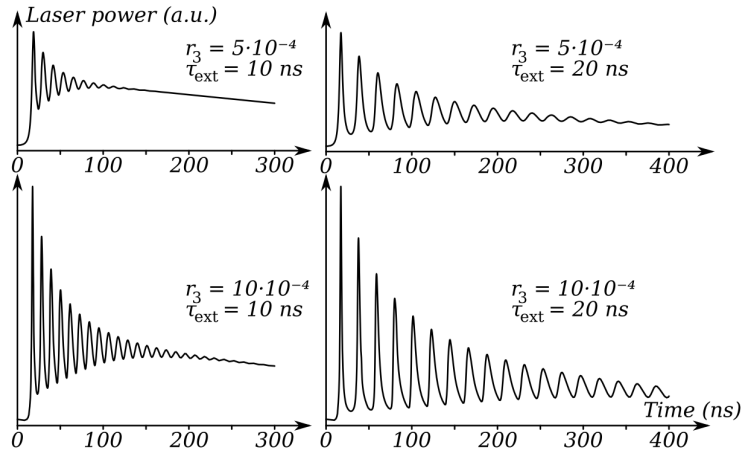


FIGURE 2.1 – Simulations des équations d'évolution en régime dynamique pour une excitation de type Doppler pour différentes valeurs de τ_{ext} et de coefficient de réflexion de la cible r_3

Les autres termes du système d'équations sont définis au tableau 1 de ce document. Ce système d'équation a été implémenté dans un solveur Runge-Kutta dans le cas d'une modulation du laser par effet Doppler sur le faisceau réinjecté qui avec le modèle quasi-statique aurait généré des franges d'interférences de type « dent de scie » à la fréquence Doppler. Le résultat de la résolution des équations est présenté à la figure 2.1 pour différentes valeurs de temps de propagation τ_{ext} et de coefficient de réflexion de la cible r_3 . Sur ces figures, où une seule frange est visible, de fortes oscillations sont observées dont l'amortissement et la fréquence sont dépendants de ces deux coefficients.

Cette relation a été démontrée analytiquement et nous avons pu produire une abaque permettant de relier les paramètres de la cible (réflectivité et distance au travers de τ_{ext}) aux paramètres d'oscillation (figure 2.2).

Par la suite cette prédiction du modèle a été validée expérimentalement grâce à une série d'acquisitions du signal du capteur pour une cible en rotation. Dans ce montage expérimental, la réflectivité de la cible est préalablement mesurée dans une première phase de calibration et un atténuateur variable permet de faire varier le coefficient r_3 . Par ailleurs, la distance au laser est contrôlée à l'aide d'un prisme placé sur un rail, l'ensemble permettant de faire varier τ_{ext} jusqu'à 20 ns avec une résolution de 20 ps (figure 2.3). Il faut noter que cette mesure a nécessité un amplificateur de bande-passante 100 MHz et une cavité externe de 3 m.

La figure 2.4 présente le résultat d'une acquisition pour $\tau_{\text{ext}} = 14,9$ ns et une atténuation moyenne qui sera recalculée à l'aide de l'abaque à $15,3 \cdot 10^{-3}$ dans l'ordre de grandeur des mesures effectuées à l'aide d'un puissance-mètre optique. Sur cette courbe, la ligne en trait plein représente l'acquisition réalisée et la ligne en pointillée représente le même signal filtré par un passe-bas et qui est similaire à ce qui aurait été observé par un amplificateur de bande-passante plus faible et est proche de ce que le modèle quasi-statique décrit pour les franges d'interférence dans ces conditions de réinjection.

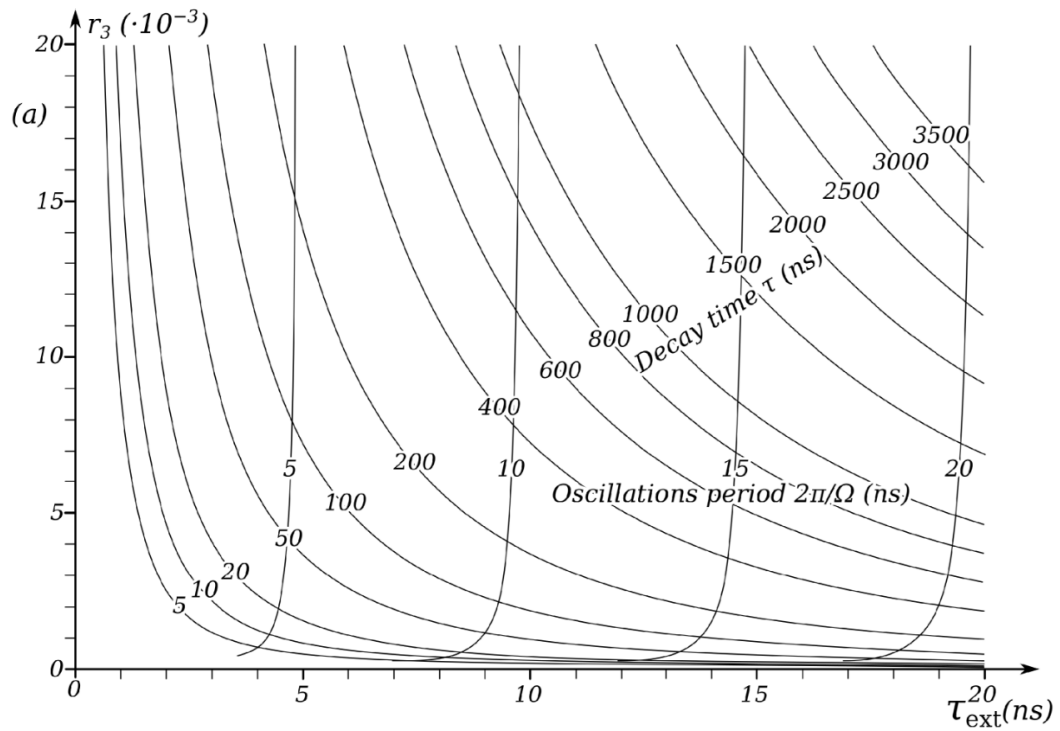


FIGURE 2.2 – Abaque permettant de relier le coefficient de réflexion r_3 , le temps de propagation τ_{ext} à la fréquence et à l'amortissement des oscillations

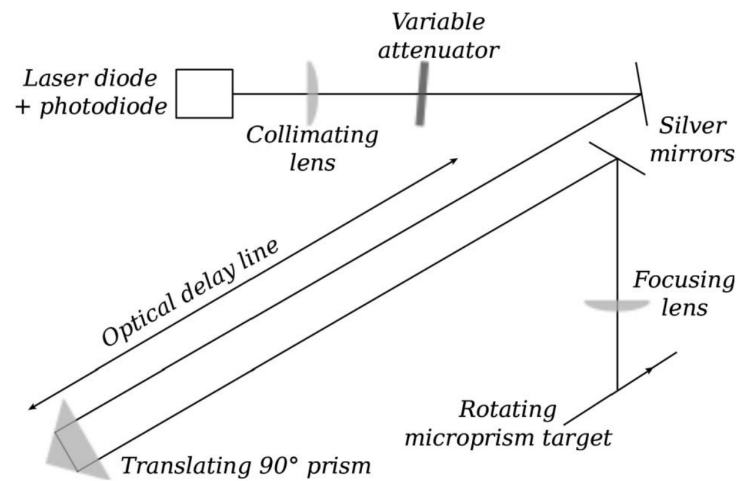


FIGURE 2.3 – Montage expérimental permettant de valider la relation entre le coefficient de réflexion r_3 , le temps de vol τ_{ext} et la fréquence et l'amortissement des oscillations

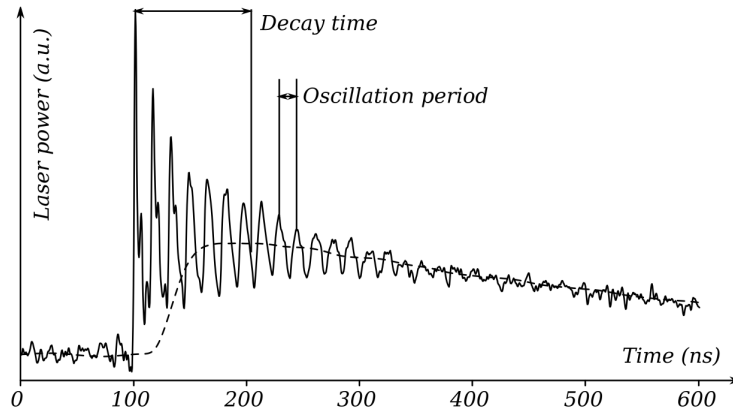


FIGURE 2.4 – Observation des oscillations sur une frange d'interférence liées à la réponse dynamique du laser sous réinjection à la discontinuité induite par le phénomène interférométrique pour $\tau_{\text{ext}}=14,9$ ns. La courbe en trait plein représente le signal acquis, la courbe en pointillés le même signal filtré

Ainsi, le modèle que nous avons développé et les résultats expérimentaux qui sont venus le confirmer démontrent que la fréquence maximale des franges d'interférences observable par le capteur à réinjection optique n'est pas limitée par le comportement dynamique du laser seul. En général sa fréquence de coupure est supérieure à quelques GHz. C'est bien par un phénomène purement interférométrique, puisque dépendant de la longueur de la cavité externe et de la réflectivité de la cible, que la limite en fréquence sera atteinte. Comme le montre l'abaque de la figure 2.2, la contrainte de fréquence maximale est faible lorsque la cible est relativement proche du laser (<1 m) puisque dans ces conditions, les oscillations sont observées à des fréquences supérieures à 100 MHz. Par contre, lorsque la distance laser-cible augmente, cette limitation devient plus forte et va limiter les champs d'application du capteur.

Enfin, nous avons démontré que la mesure des oscillations, ou plus exactement de leur fréquence et de leur amortissement donnaient des informations sur la cible, sa distance et sa réflectivité. Cette approche présente donc une autre forme d'utilisation du capteur interférométrique par réinjection optique.

2.1.2 Évolution des signaux interférométriques en fonction de la température et du régime d'injection

Une de mes contributions majeure dans la conception de capteurs par réinjection optique est l'utilisation de nouvelles sources laser et en particulier de laser à cavité verticale de type VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) sur lesquels mes travaux de thèse avaient portés [25]-[28]. Je m'y suis attelé dès mes premiers mois en tant qu'ATER au LEN7 [29]. Une des conséquences fortes est qu'il a fallu trouver une parade à l'absence de photodiode sur la face arrière de ces composants qui par construction repose sur le wafer semi-conducteur et n'émettent pas sur les deux faces comme les lasers à émission par la tranche. S'il existe des

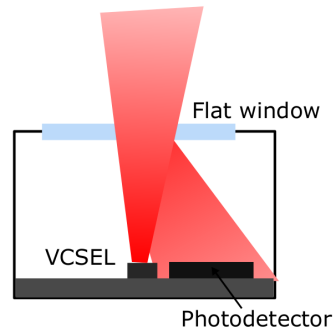


FIGURE 2.5 – Principe de la disposition d’une photodiode de monitoring dans un boîtier de diode VCSEL

solutions où le laser est collé sur une photodiode placée en fond de boîtier et qui récupère la lumière réfléchiée par le verre de la fenêtre d’émission (cf. figure 2.5), la plupart des diodes VCSEL vendues n’en sont pas équipées.

La solution permettant l’acquisition du signal sans photodiode m’a été suggérée par mes collègues de l’Université du Queensland, avec lesquels nous avons démontré que l’amplification de la tension aux bornes de la diode laser était modulée de manière semblable à celle de la puissance émise par celui-ci et qu’il suffisait de l’amplifier pour obtenir un signal exploitable. Nous nous sommes attachés, toujours en collaborations avec les chercheurs de l’Université du Queensland, à caractériser les performances des différents modes de récupération du signal à savoir :

- via la tension du laser,
- via le courant d’une photodiode collectant le flux émis par la face arrière de la cavité laser,
- via le courant d’une photodiode collectant le flux émis par la face avant de la cavité laser.

Dans le cadre de la thèse de Ranveer Matharu [30], nous avons observé la dépendance significative du rapport signal-sur-bruit (SNR) du capteur par réinjection optique à la température. Dans une publication de 2011 [31], nous avons établi une cartographie de l’évolution du SNR en fonction de ce paramètre et du courant injecté dans une diode laser de type VCSEL lorsque le signal est prélevé sur la tension du laser. Comme on peut le constater sur la figure 2.6, le maximum du SNR (ligne noire) se situe dans ce mode d’acquisition juste après le courant de seuil du laser (représenté par la courbe rouge) et en fonction de la température, il suit une courbe de type hyperbolique tout à fait semblable à celle – typique pour un VCSEL – du courant de seuil.

Quelques années plus tard, dans le cadre de la thèse de Jalal Al Roumy [32], nous avons modélisé la dépendance du SNR envers le courant d’injection et la température, dans le cadre en particulier de l’acquisition par la tension (dont l’amplitude est notée Δv) et par le monitoring de la puissance émise par la face arrière (dont l’amplitude est notée ΔP). Nous avons ainsi établi les équations (2.4),(2.5) dans lesquelles n_{tr} est la densité de porteurs à la transparence, k est la constante de Boltzmann, T la température et \hbar la constante de

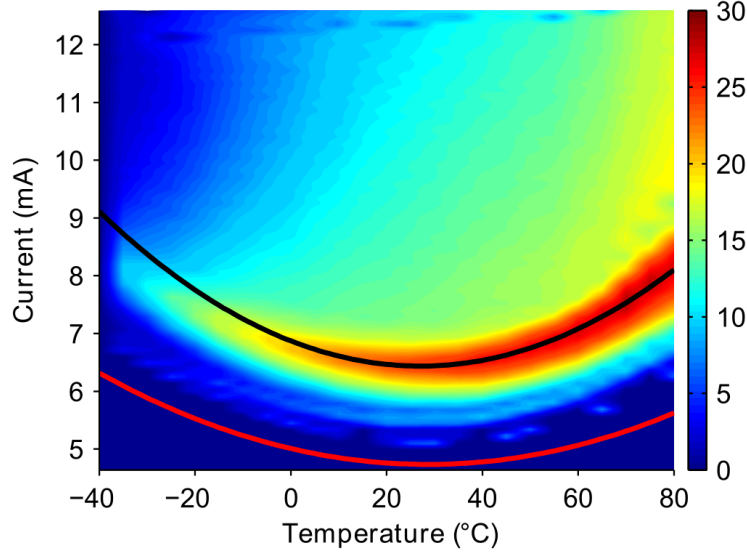


FIGURE 2.6 – Évolution du rapport signal-sur-bruit du signal acquis sur la tension d'un VCSEL en fonction du courant d'injection et de la température

Planck réduite.

$$\Delta P = 2\zeta\tau_S\eta \left(I - I_{th} \frac{n_{tr}}{n_{th}} \right) \quad (2.4)$$

$$\Delta v = 4\zeta\tau_S\eta \frac{kT}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{n_{tr}}{n_{th}} \right) \quad (2.5)$$

Un aspect remarquable de ces résultats est la dépendance des deux amplitudes à l'efficacité externe du laser η qui est elle-même fonction du courant d'injection et surtout de la température, les deux ayant un effet négatif (plus ils augmentent, plus l'efficacité du laser diminue). De même, le signal issu de la puissance en face arrière dépend du courant de seuil du laser qui est fortement dépendant à la température.

Nous avons validé ce modèle expérimentalement sur une diode laser de type DFB (Distributed Feedback) émettant à $\lambda=1310$ nm un faisceau parfaitement monomode (longitudinal et transverse) pour lequel – contrairement au VCSEL – le courant de seuil augmente avec la température sur toute la plage testée [-40 – 80°C]. Les résultats de la simulation sont présentés à la figure 2.7 où l'on peut constater un très bon accord sur toute la plage de température et de courant.

Un des résultats majeur de cette étude est que selon le mode d'acquisition du signal qui sera choisi, il faut adapter le courant d'injection (ou point de polarisation de la diode laser) ce qui est aisé, et la température de fonctionnement du laser (si celle-ci est contrôlée). Pour une diode laser DFB, il faudra donc pour l'acquisition par la courant de la photodiode de monitoring, utiliser un courant d'injection élevé et une température faible, à l'inverse, pour une acquisition par la tension de la diode laser, il faudra polariser celle-ci juste au-dessus du seuil, la température devant également être aussi faible que possible.

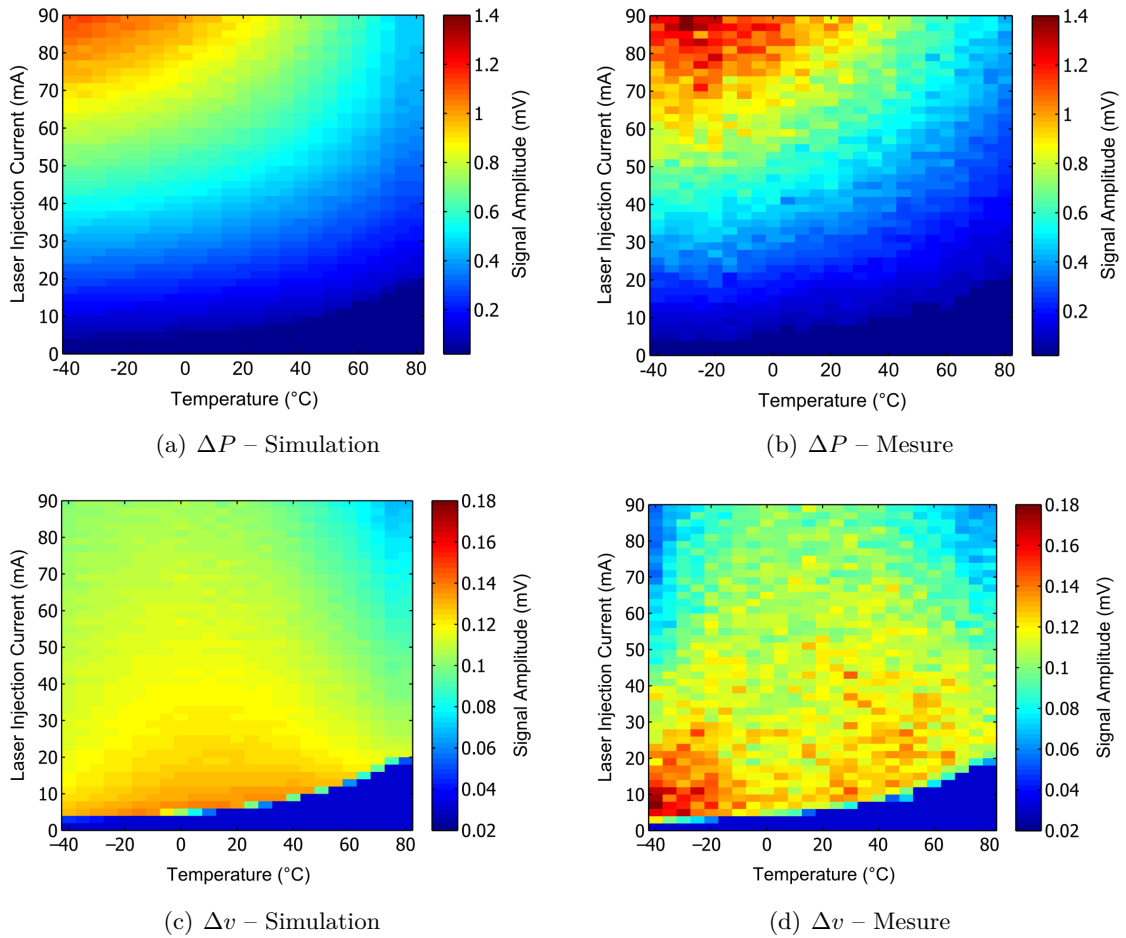


FIGURE 2.7 – Simulation et mesure de l'évolution des signaux ΔP et Δv en fonction de la température et du courant d'injection

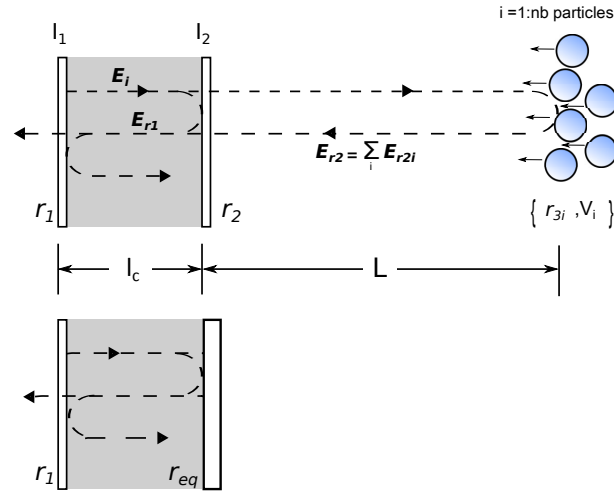


FIGURE 2.8 – Modèle de la cavité équivalente dans le cas de cibles multiples

2.2 Réinjection par un flux de particules en mouvement

Dans la plupart des applications pratiques en biologie comme en chimie, la densité de particules en écoulement est très élevée (globules rouges et blanc dans le sang, protéines et graisses dans le lait, traceurs dans les écoulement chimiques par exemple). Dans ce cas, le nombre de particules présentes dans le volume d'illumination du laser est supérieur à 1 et l'extraction de l'information vitesse est alors plus compliquée que pour une cible dure ou pour un particule unique. En effet, dans ces deux cas, le spectre du signal du capteur présente une raie Doppler qui représente la vitesse unique de la cible. Lorsque plusieurs cibles sont présentes, chacune ayant une vitesse propre, le spectre du signal est beaucoup plus riche et l'extraction de l'information vitesse n'est pas aussi triviale. Deux approches ont été développées : une méthode analytique basée sur les équations d'évolution du laser sous réinjection et une méthode empirique basée sur l'observation de l'évolution des signaux du capteur.

2.2.1 Modèle du capteur soumis à une réinjection par de multiples cibles

L'objectif du modèle initialement développé dans le cadre de la thèse de L. Campagnolo est de comprendre la nature du signal issu du capteur par réinjection lorsque celle-ci est le fruit de plusieurs contributions. Le principe de l'approche que nous avons développée est décrit à la figure 2.8 et peut se résumer ainsi : la somme des champs électriques issus de la rétro-diffusion sur chacune des particules produit un champs électrique total qui vient lui même s'ajouter au champ pré-existant dans la cavité et le modèle de la cavité équivalente déterminée par le coefficient de réflexion équivalent r_{eq} est toujours efficient si l'on considère que

$$r_{eq} = r_2 \left[1 + (1 - r_2^2) \sum_i \frac{r_{ext,i}}{r_2} \exp j(\omega_i t + \Phi_i) \right], \quad (2.6)$$

avec $r_{\text{ext},i}$ le coefficient de la particule indexée i , ω_i la pulsation Doppler associé au décalage en fréquence induit par la vitesse V_i et Φ_i un terme de phase fonction de la distance entre la particule et la source laser.

En prenant en compte ce coefficient de réflexion équivalent, les équations du laser peuvent être re-écrite afin de déterminer l'impact de la réinjection sur le fonctionnement du laser. On obtient ainsi une équation pour la fréquence ν_f du champ électrique associé au rayonnement laser et une équation pour la puissance optique émise P_f

$$\nu_f = \nu_0 - \sum_i \frac{C_i}{2\pi\tau_{\text{ext}}} \sin(\omega_i t + \Phi_i + \arctan \alpha) \quad (2.7)$$

$$P_f = P_0 \left[1 + \sum_i m_i \cos(\omega_i t + \Phi_i) \right] \quad (2.8)$$

Cette paire d'équation est à rapprocher de celle considérée pour une cible unique (1.2), (1.1) puis (1.6) pour la prise en compte de l'effet Doppler. Il faut noter que le développement de ce modèle de la réinjection à contributions multiples, initialement produit pour la mesure d'écoulement de particules dans un fluide est aujourd'hui mis en œuvre pour l'étude de l'impact de la taille du spot laser sur une cible dure, pour la modélisation de l'effet Speckle, etc...

2.2.2 Modélisation multiphysique du capteurs pour des écoulements à micro-échelle

S'il est un domaine où la modélisation par contributions multiples à la réinjection a permis de développer des outils performants, c'est le cas de la mesure de flux où de vitesse locale dans les écoulements à micro-échelle et la faible taille des canaux d'écoulement devant les dimensions propres du faisceau laser ont une très forte implication sur la nature du signal du capteur. Dans les meilleurs des cas, en utilisant des doublets de lentilles et des laser peu divergents (VCSEL), la taille minimale du waist est de l'ordre de 5 μm ce qui entraîne une longueur de Rayleigh entre 10 et 30 μm environ aux longueurs d'onde du rouge au proche infra-rouge et qui génère une profondeur de mesure similaire aux dimensions du canal. Comme on le comprend en regardant la figure 2.9, dans un petit canal, le faisceau va « voir » une grande distribution de vitesse, pouvant aller de la vitesse maximale au centre du canal à une vitesse nulle au voisinage de ses murs. Par ailleurs le faisceau laser traversant différentes interfaces optiques va être fortement modifié par la structure du canal.

Afin de prendre en compte de manière exhaustive les différentes altérations qui affectent le faisceau laser dans son aller retour entre le canal et le laser, nous avons réalisé dans le cadre de la thèse de Yu Zhao une simulation multiphysique impliquant une partie optique pure (simulation via le logiciel Zemax), une partie fluide (simulation par le logiciel Fluent) et une partie optoélectronique (simulation par le logiciel Matlab). La modélisation de l'écoulement permet de définir pour chaque position dans le canal d'écoulement la vitesse locale. La modélisation par l'optique permet de calculer pour chaque position l'amplitude de la puissance réinjectée dans le laser. Cette simulation se fait au travers d'un algorithme de Monte Carlo basé sur le tracé aléatoire d'une très grande quantité de rayons (de 1 à 20 millions) issus de la diode laser. Ainsi pour chaque position dans le canal, définie par ses

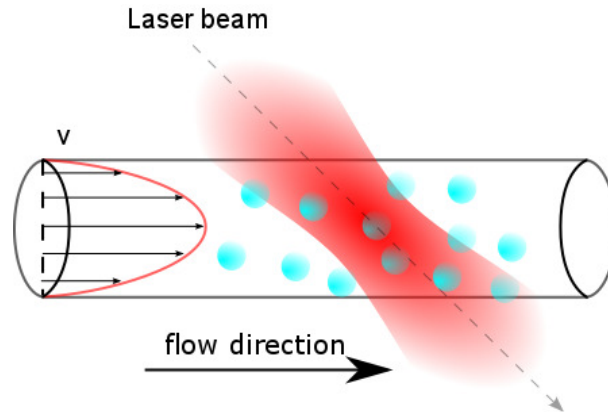


FIGURE 2.9 – Focalisation d’un faisceau laser Gaussien dans un micro-canal d’écoulement

coordonnées cartésiennes (x,y,z) , ces deux premières simulations définissent tous les paramètres qui interviennent dans l’équation (2.6). La figure 2.10(a) présente la répartition de l’illumination par le laser dans le canal lorsque la focalisation est idéalement centrée. La figure 2.10(b) représente la puissance optique réinjectée dans la cavité laser en fonction de la position de l’objet diffusant dans le canal. Il est remarquable que celle-ci ne correspond pas à l’image précédente et ceci en raison de l’effet réfléchissant pourtant mineur ($\sim 1\%$) à l’interface entre le liquide porteur ($n_{\text{eau}}=1,33$) et le mur du canal qui est en résine SU-8 ($n_{\text{SU8}}=1,56$). En remplaçant le mur SU-8 par un mur virtuel d’indice égal à celui de l’eau, on obtient le résultat de la figure 2.10(c) qui lui est beaucoup plus ressemblant à la figure de l’illumination.

Ainsi le modèle prévoit que la distribution de la puissance réinjectée est beaucoup plus forte à proximité du mur arrière. En injectant ces informations dans le modèle que décrivent les équations (2.7) et (2.8), on observe évidemment l’impact de ce phénomène par l’apparition d’un pic Doppler basse fréquence que nous avons par la suite été capable d’identifier par la mesure comme on peut le constater sur la figure 2.11 où sont comparés le spectre du signal simulé et celui du signal mesuré pour un écoulement de $10 \mu\text{L}/\text{min}$ dans un canal SU-8 de section carrée $100 \mu\text{m}$.

Nous avons démontré que le pic Doppler basse fréquence associé à la lumière réinjectée après diffusion puis réflexion sur le mur suivait comme le pic de fréquence Doppler maximale une évolution linéaire avec le débit dans le canal (figure 2.12) ce qui permet d’imaginer que ce pic pourrait être utilisé pour améliorer la mesure d’écoulement, soit à la place du pic de fréquence maximal, soit en complément de celui-ci. En effet, la présence de deux pics Doppler, pourra permettre d’augmenter la robustesse.

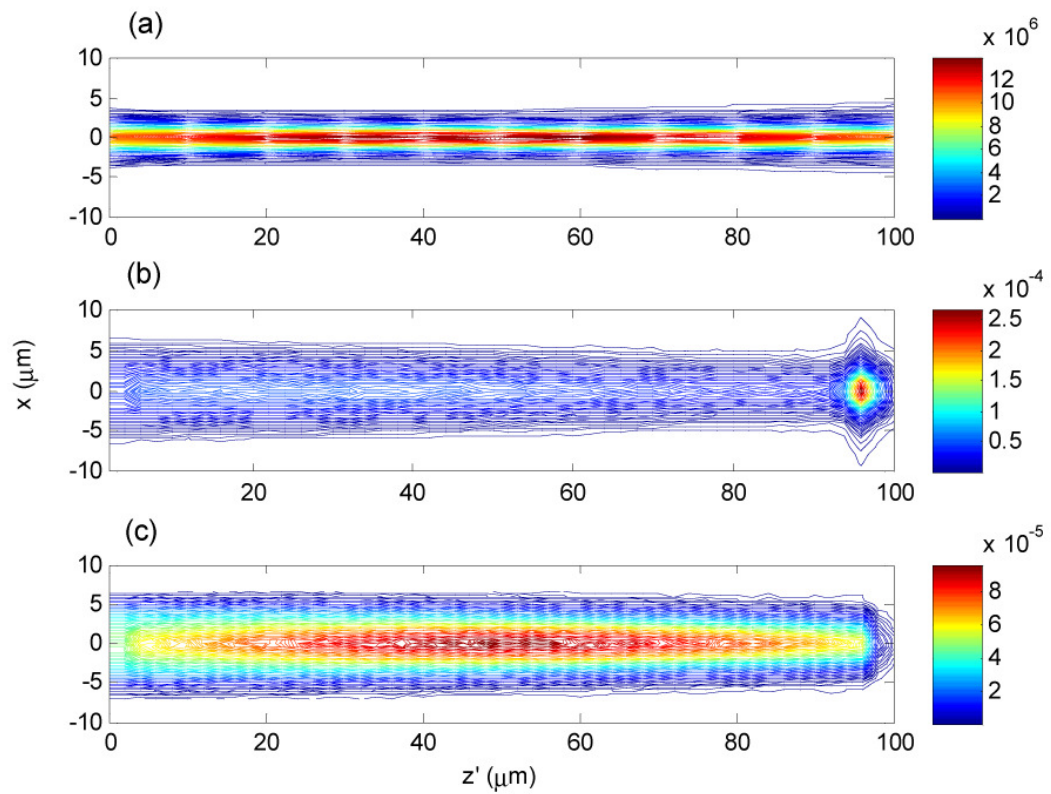


FIGURE 2.10 – Simulation de la propagation du faisceau laser dans un canal microfluidique rectangulaire de hauteur $100 \mu\text{m}$ (a) Illumination par le laser dans le canal (b) Puissance optique réinjectée dans la diode laser en fonction de la position dans le canal dont les murs sont partiellement réfléchissants (c) Puissance optique réinjectée dans la diode laser en fonction de la position dans le canal dont les murs sont totalement absorbants

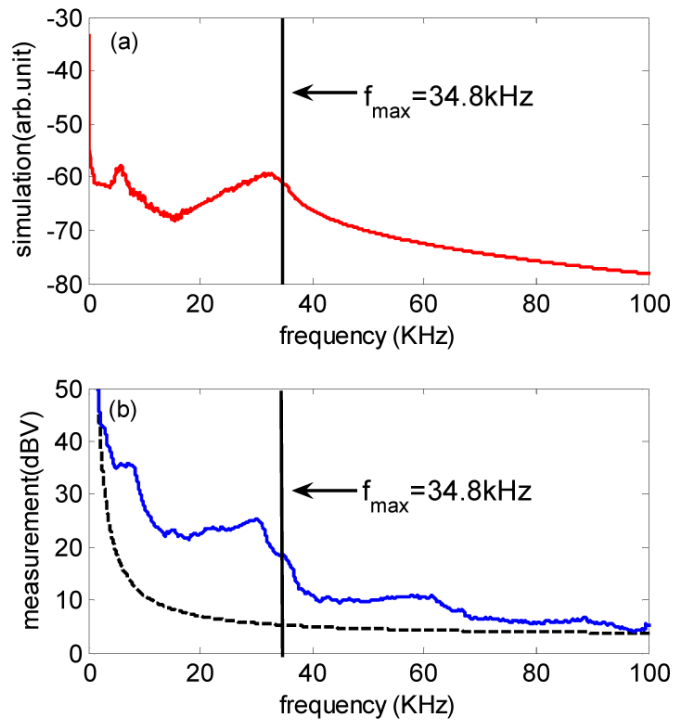


FIGURE 2.11 – Simulation (figure du haut) et mesure (figure du bas) du spectre du signal du capteur pour un canal SU-8 de section carrée $100\ \mu\text{m}$ et pour un écoulement de $10\ \mu\text{L}/\text{min}$.

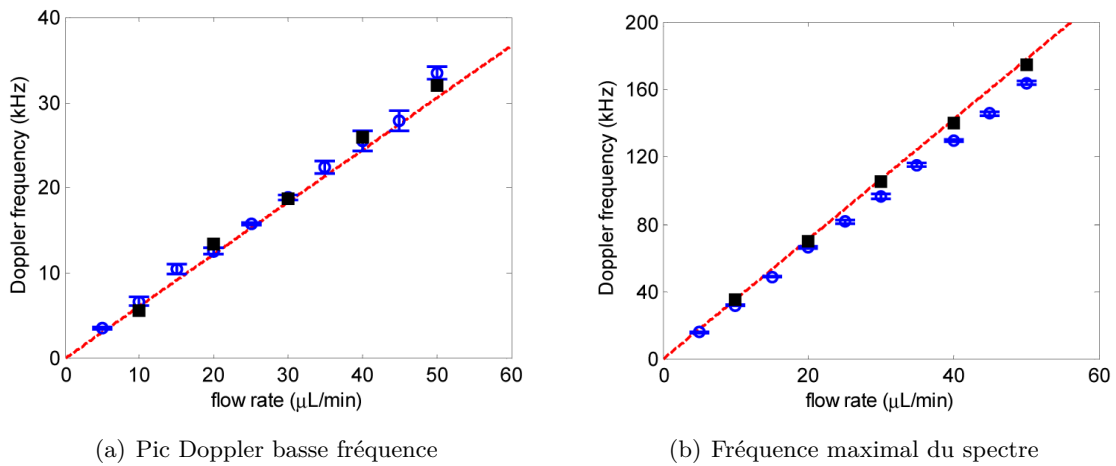


FIGURE 2.12 – Évolution du pic basse-fréquence et du maximum de fréquence Doppler en fonction du débit dans le canal SU-8 de section carrée $100\ \mu\text{m}$

CHAPITRE 3

LES CAPTEURS PAR RÉINJECTION OPTIQUE DANS LES FLUIDES

Le corpus théorique décrit dans le chapitre précédent a permis la mise en œuvre du capteur dans un nombre important de cas pratiques dont les plus importants sont décrits dans ce chapitre.

3.1 Anémométrie

Les travaux autour de la mesure de la vitesse du vent ont été initiés au sein de l'équipe OASIS (à l'époque OSE) du LAAS-CNRS dans le cadre d'un transfert technologique ayant donné lieu à la création de l'entreprise Epsiline. Cette collaboration, qui a fortement impliqué l'équipe de recherche (trois enseignants chercheurs et un ingénieur d'étude ont été largement mis à contribution), a vu la mise en place d'un contrat de thèse CIFRE (Raphael Teyseyre) et a été prolongée après la soutenance de la thèse par une implication personnelle de deux enseignants-chercheurs - dont l'auteur du présent document - dans le cadre d'une activité de conseil auprès de la société Epsiline.

3.1.1 Contexte

Les solutions les plus courantes pour la mesure de la vitesse du vent sont des solutions mécaniques (voir fig. 3.1) et notamment :

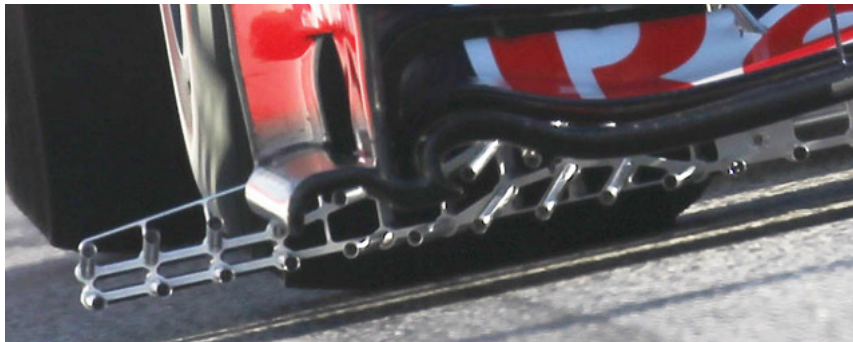
- l'anémomètre à coupelle dont la vitesse de rotation donne la vitesse du vent ;
- les sondes de Pitot qui mesurent la différence entre la pression totale d'un fluide en mouvement et la pression du même fluide à l'arrêt et qui sont constituées de deux tubes concentriques. Le tube central est ouvert face au flux d'air et le tube extérieur est ouvert perpendiculairement à celui-ci. La mesure de la différence de pression entre les deux tubes permet de connaître la vitesse de l'air ;
- les anémomètres à ultra-sons qui mesurent la vitesse de propagation d'impulsions sonores émises dans l'air selon plusieurs directions, vitesse qui dépend de la vitesse de l'air portant l'onde sonore.



(a) Anémomètre à coupelles



(b) Anémomètre à ultra-sons



(c) Anémomètre à sonde de Pitot placées sur une formule 1

FIGURE 3.1 – Anémomètres mécaniques courants

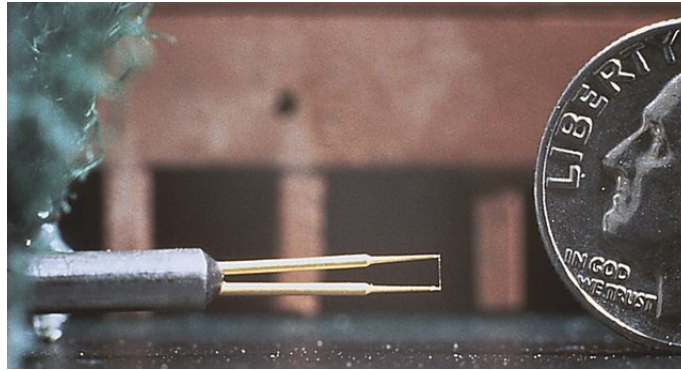


FIGURE 3.2 – Anémomètre à fil chaud

Une autre solution d’anémométrie met en oeuvre un capteur par fil chaud dont le principe repose sur la capacité de l’air circulant autour d’un fil chauffé – avec une puissance constante – à refroidir le fil en question (fig. 3.2).

Ces anémomètres présentent des qualités et des défauts propres à chaque technologie (coté qualités : le coût pour les coupelles et le fil chaud, la précision aux hautes vitesses pour la sonde de Pitot, la possibilité de mesure de la vitesse dans les trois dimensions pour les ultra-sons, la mesure en espaces confinés pour le fil chaud). Mais ils ont surtout un inconvénient majeur, ils ne sont pas capables de faire une mesure déportée de la vitesse du vent. En conséquence toute mesure de vitesse du vent est affectée par la perturbation de l’écoulement engendrée par le capteur lui-même ou souvent bien pire par le support sur lequel le capteur est placé.

Il existe deux méthodes connues permettant la mesure déportée de la vitesse du vent : une méthode acoustique basée sur le principe du SODAR et une méthode optique basée sur le principe du LIDAR. Dans les deux cas, une onde (acoustique ou optique) est envoyée par train d’impulsions et les ondes rétro-diffusées sont mesurées permettant une évaluation locale de la vitesse du vent dans le plan horizontal. Ces deux dispositifs nécessitent une source de forte puissance émettant verticalement. Ils sont très coûteux et volumineux ce qui limite leur utilisation à une grande échelle.

L’objectif de la thèse CIFRE de R. Teysseyre et donc de la société Epsiline était de développer un anémomètre à mesure déporté basé sur le principe de la réinjection optique capable de mesurer la vitesse du vent par effet Doppler. L’anémomètre a un coût de revient permettant l’installation sur chaque turbine d’éolienne afin d’optimiser le rendement de l’éolienne en améliorant son orientation par rapport à la direction principale du vent. Le capteur a dû répondre au cahier des charge relativement vaste intégrant à la fois les performances pures au niveau de la mesure et des performances liées au comportement en température, à la puissance consommée, etc...

Dans le cadre de l’encadrement de la thèse de R. Teysseyre, du contrat de collaboration entre l’équipe OSE et Epsiline, puis de mon rôle de consultant auprès d’Epsiline, j’ai été amené à traiter les différentes contraintes du cahier des charges liées à la performance du capteur. À savoir que l’anémomètre par réinjection optique doit :

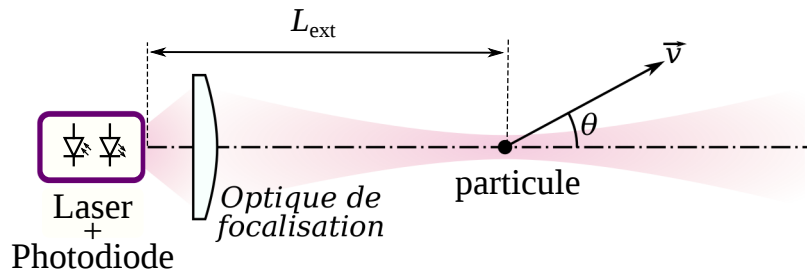


FIGURE 3.3 – Principe de la mesure de la vitesse du vent par réinjection optique

- réaliser une mesure déportée à 10 mètres de la vitesse du vent ;
- faire la mesure de la vitesse du vent dans le plan horizontal ;
- permettre la détermination de la direction principale du vent ;
- faire l'actualisation de la mesure au minimum 1 fois par seconde ;
- faire la mesure pour une plage de vitesses de 3 à 30 m/s engendrant des fréquences Doppler de 8 à 80 MHz.
- réaliser une mesure dont la fiabilité est évaluée par comparaison avec un capteur de référence. Le critère retenu étant un coefficient de corrélation supérieur à 95%.

Chacune de ces contraintes est en réalité fortement liée aux autres et la clef de voûte du système de mesure est le rapport signal sur bruit (RSB) du capteur par réinjection optique.

3.1.2 Rapport signal sur bruit de l'anémomètre optique

La proposition de base de l'anémomètre par réinjection optique est que la diode laser projette un faisceau focalisé à une distance L_{ext} (ici 10 m) et que lorsqu'une particule de taille suffisamment importante ($\tilde{1} \mu\text{m}$) passe à proximité du point focal elle rétro-diffuse une partie de la lumière incidente à l'intérieur de la cavité laser (cf. fig. 3.3).

Comme dans le cas d'une cible solide, la vitesse de la particule engendre un décalage en fréquence par effet Doppler et on retrouve donc pour le temps où la particule passe dans le faisceau laser une variation de la puissance optique du laser décrite par l'équation (1.6).

Il faut noter que contrairement à ce qui pourrait être observé avec une cible dure, le coefficient de modulation m est de très faible amplitude car l'énergie rétro-diffusée est elle-même extrêmement ténue compte-tenu de la taille de la particule (de 1 à 10 μm) dont la diffusion se fait selon le régime de Mie [33] et à une très grande distance du laser. Par ailleurs, la puissance optique réinjectée et, par conséquent, le coefficient de modulation ne sont pas constants car la particule est mobile dans le faisceau laser et l'énergie qu'elle reçoit (et donc celle qu'elle rétro-diffuse) est d'autant plus importante que la particule est proche de l'axe central du faisceau. Pour un laser émettant un faisceau Gaussien, on pourra considérer avec une très bonne approximation que le signal de réinjection est une sinusoïde – car le coefficient de couplage C est très faible – modulée par une fonction Gaussienne comme sur la figure 3.4. La fréquence de cette sinusoïde est la fréquence Doppler et la largeur de la Gaussienne est une fonction de la vitesse de la particule, de la taille du faisceau et, dans une moindre mesure, de la taille de la particule.

L'amplitude du signal est dictée par la sensibilité de la diode laser et par le bilan optique du chemin laser-particule-laser. Le bilan optique ayant été fait intégralement par les

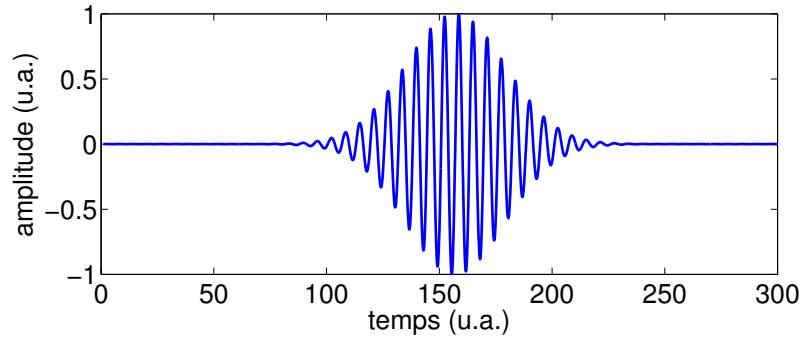


FIGURE 3.4 – Burst gaussien idéal

ingénieurs d'Epsilon et je ne l'aborderai pas ici. Comme on peut l'imaginer le rapport r_{ext} entre l'amplitude du champ réinjecté dans la diode laser par une particule unique à plusieurs mètres de distances, et l'amplitude émise est très faible (10^{-12} à 10^{-18}). Or le coefficient de modulation m est directement lié à r_{ext} [2] :

$$m = \frac{c\tau_S}{L_c} (1 - r_2^2) \frac{r_{\text{ext}}}{r_2} \quad (3.1)$$

Ainsi, le premier défi à relever est l'obtention d'un rapport signal-sur-bruit suffisant pour permettre une mesure avec un signal d'une amplitude aussi faible. J'ai donc mené une étude complète des sources de bruits associées au capteur par réinjection optique. Les principaux résultats de cette étude non-publiée (confidentielle) démontrent que :

1. les sources de bruits à prendre en compte sont : le bruit d'intensité du laser, le bruit de grenaille de la photodiode, le bruit associé à l'amplificateur et finalement le bruit d'échantillonnage du convertisseur analogique-numérique ;
2. un dimensionnement correct de l'amplificateur doit permettre de rendre négligeable le bruit de l'échantillonnage ;
3. compte tenu de la configuration spécifique du capteur par réinjection optique, l'intensité du courant photodéfecté moyen est très élevée (par comparaison avec les autres systèmes de détection) et ce courant entraîne une valeur importante de bruit du laser et de bruit de grenaille qui permet de rendre aisément négligeable le bruit ramené par l'amplification.

Les deux sources de bruit qu'il est nécessaire de prendre en compte sont le bruit de grenaille de la photodiode dont la densité spectrale de courant est fonction du courant moyen photodéfecté I_D :

$$S_g = 2qI_D \quad (3.2)$$

Par ailleurs, la densité spectrale de courant du terme de bruit liée au laser est également fonction du courant moyen I_D et du bruit relatif d'intensité du laser (RIN : Relative Intensity Noise) :

$$S_{\text{RIN}} = \text{RIN} \cdot I_D^2 \quad (3.3)$$

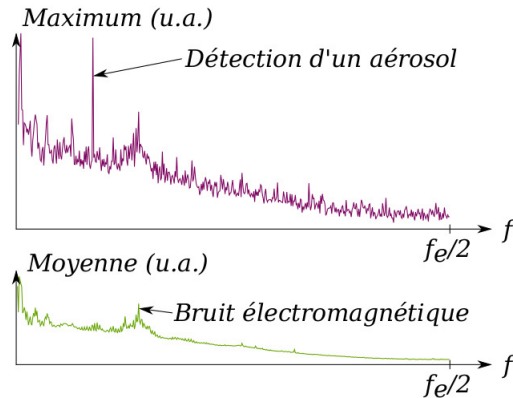


FIGURE 3.5 – DFT d'un signal Doppler issu d'un aérosol en présence de bruit électronique parasite

Ainsi, comme les deux termes de bruit résiduels peuvent être considérés comme blancs aux fréquences considérées et que la puissance du signal – considéré comme sinusoïdal car C est très faible à la limite de détection – est $\frac{1}{2}m^2I_D^2$, le rapport signal sur bruit RSB peut s'écrire :

$$\text{RSB} = \frac{mI_D^2}{2B(\text{RIN}I_D^2 + 2qI_D)} \quad (3.4)$$

Ce résultat est particulièrement intéressant car il démontre l'importance d'avoir un bon coefficient de couplage entre la diode laser et la photodiode de monitoring et une bonne sensibilité de cette dernière afin d'obtenir le rapport signal sur bruit le plus élevé.

Ce résultat montre également que le meilleur rapport signal sur bruit accessible est :

$$\text{RSB}_i = \frac{m^2}{2BR\text{IN}} \quad (3.5)$$

3.1.3 Méthode de détection d'un aérosol

La détection d'un aérosol se fait dans le domaine fréquentiel compte tenu de la plus grande sensibilité qui sera obtenue. Une DFT (Transformée de Fourier Discrète) est donc pratiquée sur le signal issu du capteur. Cette DFT est donc une courbe qui représente le bruit propre du capteur et éventuellement une raie unique représentant la fréquence Doppler de l'aérosol (Figure 3.5). La méthode de détection choisie consiste donc à fixer un seuil au niveau de l'amplitude la DFT et à considérer que tout point de la DFT supérieur à ce seuil correspond au signal Doppler renvoyé par la particule.

Pour garantir un taux de détection de particule le plus important possible, tout en limitant le nombre de fausses détections le seuil de détection doit être optimisé. Comme on le voit sur la figure 3.5, le bruit du capteur n'est pas tout à fait « blanc », il est partiellement « coloré » par la réponse en fréquence de l'électronique. Il conviendrait donc de ne pas prendre un seuil blanc, c'est à dire constant sur toute la plage de fréquence mais de l'adapter au niveau de bruit mesuré à chaque fréquence de la DFT. La solution finalement choisie consiste à pratiquer un seuil sur la DFT instantanée à laquelle a été soustraite la DFT

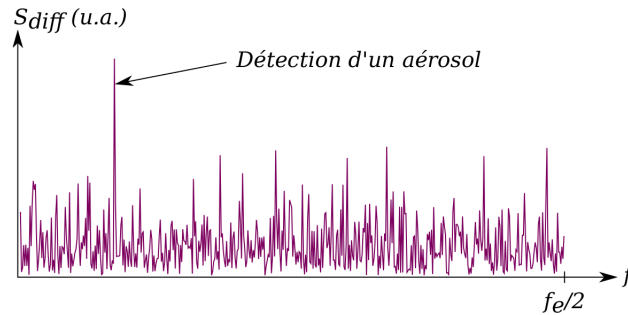


FIGURE 3.6 – DFT d'un signal Doppler issu d'un aérosol auquel a été soustraite la DFT moyennée sur 1 seconde

moyenne calculée sur la précédente seconde (courbe verte sur la figure 3.5). Le résultat de cette soustraction est présenté sur la figure 3.6.

Le niveau du seuil fixé doit être déterminé par rapport à l'écart type pour chaque point de la DFT. Si l'on garde l'hypothèse que le bruit du capteur soit assimilable à un bruit blanc gaussien (malgré les remarques du paragraphe précédent) il est possible de démontrer que l'écart-type pour chaque point de la DFT est :

$$\sigma_{\|X_k\|^2} = \frac{\sigma_{x_n}^2}{N_{\text{DFT}}} \quad (3.6)$$

où X_k est l'amplitude de l'échantillon d'indice k ($k \in [1, N_{\text{DFT}}]$) et $\sigma_{x_n}^2$ est l'écart-type du bruit blanc gaussien. Par ailleurs si on considère un signal sinusoïdal d'amplitude A , le rapport signal sur bruit est par définition

$$\text{RSB} = \frac{A^2}{2\sigma_{x_n}^2} \quad (3.7)$$

alors que l'amplitude de l'échantillon de la DFT qui correspond à la fréquence Doppler est $(A/\pi)^2$. Ainsi, le seuil S fixé pour la détection est directement lié au rapport signal sur bruit puisque

$$\left(\frac{A}{\pi}\right)^2 > S \frac{\sigma_{x_n}^2}{N_{\text{DFT}}} \Rightarrow \text{RSB} > \frac{\pi S}{2N_{\text{DFT}}} \quad (3.8)$$

Le principal mérite de l'équation (3.8) est de montrer qu'il y a tout intérêt à travailler avec un nombre d'échantillons élevé pour augmenter la sensibilité du capteur. Toutefois cette conclusion peut immédiatement être tempérée par deux aspects : tout d'abord, la puissance de calcul est exponentiellement proportionnelle au nombre d'échantillons de chacune des DFT réalisées. Deuxièmement, le précédent calcul correspond au cas où sur toute la fenêtre de calcul le signal Doppler est présent et avec une amplitude constante. Or comme le montre le burst de la figure 3.4, ceci n'est pas le cas et si la fenêtre d'acquisition est trop longue on perçoit que la puissance du burst par rapport à celle du bruit va décroître fortement. Par ailleurs la modulation par une Gaussienne va élargir la raie spectrale dont la puissance va par conséquent se retrouver étalée sur plusieurs échantillons ce qui entraînera une perte de l'amplitude sur l'échantillon principal. Les deux effets ont été simulés et les résultats sont présentés sur la figure 3.7.

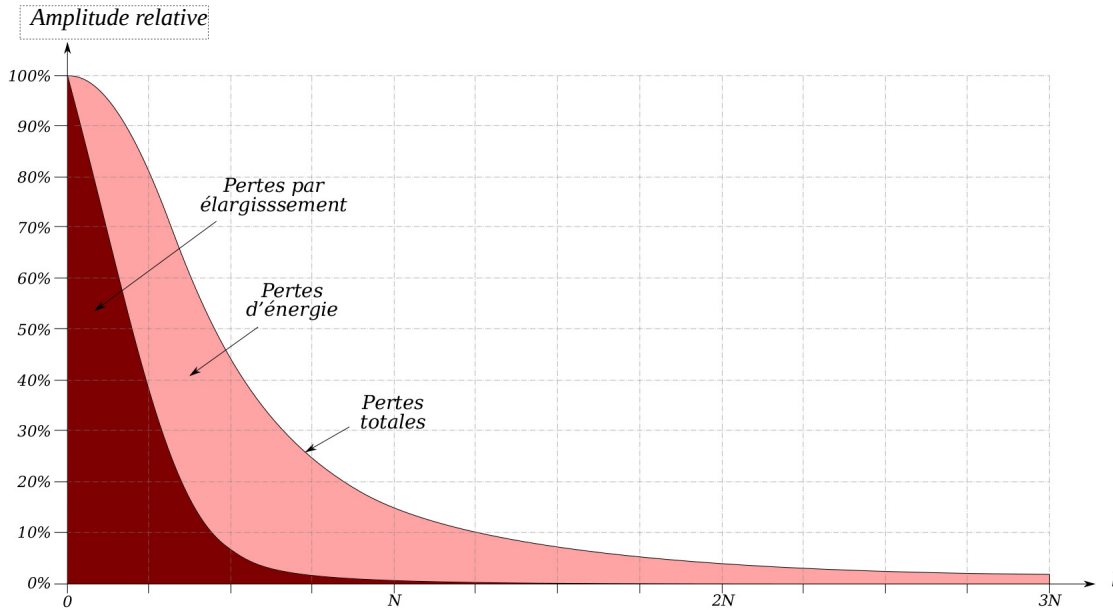


FIGURE 3.7 – Diminution de l'amplitude liée à la largeur de la fenêtre causée par la modulation du signal par un burst gaussien

3.1.4 Fiabilité de la mesure

Un effort conséquent a été porté sur la fiabilité de la mesure et des campagnes in-situ ont été menées dans le cadre de la thèse de R. Teyssyre à partir des premiers démonstrateurs réalisés. Le critère de référence permettant de définir la fiabilité est le coefficient de corrélation r . Pour rappel, le coefficient de corrélation entre deux variables x et y d'écart-type respectif σ_x et σ_y et de covariance σ_{xy} est donnée par l'équation (3.9).

$$r^2 = \left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} \right)^2 \quad (3.9)$$

Une série de mesure a été réalisée dans un champ éolien situé à Montredon des Corbières (11100) avec un capteur optique unique, mais avec une contre mesure réalisée par un anémomètre à coupelle situé à proximité et une girouette permettant de déterminer à tout moment l'angle entre la direction du vent et celle du faisceau laser. Les résultats mesurés sur une période de 7 jours sont présentés à la figure 3.8. Le coefficient de corrélation entre les deux mesures est égal à 0,72 ce qui est assez mauvais. On peut voir sur la figure (zone entourées en rouge) qu'à plusieurs reprises pendant cette semaine le capteur optique a fourni une mesure très éloignée de la contre-mesure. Plusieurs explications justifient ces dérives : tout d'abord pour les zones (a), (b), (c) le taux de détection a été inférieur à 0,5 détection par seconde ce qui signifie que le poids des fausses détections dans la valeur de vitesse calculée est énorme. Une station météo située à proximité de la zone a permis de vérifier que des précipitations étaient à l'origine de ces « zones aveugles ». Les zones (1) à (5) correspondent à des mesures effectuées de nuit et donc avec une température plus basse ce qui entraîne une dérive de la longueur d'onde du laser - le capteur n'étant alors pas asservi en température - susceptible

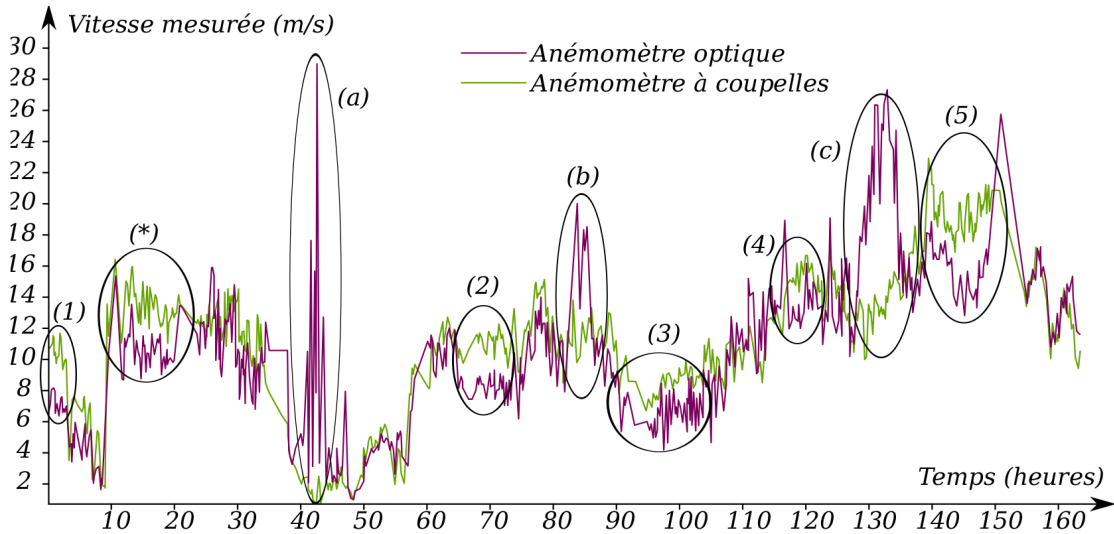


FIGURE 3.8 – Mesures de la vitesse du vent sur une période de 7 jours à Montredon des Corbières (11100). Mesures par le capteur à réinjection (courbe violette) et par anémomètre à coupelle (courbe verte). Les zones entourées correspondent à des dérives de la mesure optique.

d'impacter la mesure par effet Doppler. la zone (*) enfin correspond à une combinaison des deux effets, pluie et basse température.

Afin de corriger la dérive de la mesure liée à la température, cette dernière étant connue, une correction peut être envisagée (3.10)

$$v_{\text{corrigée}} = v_{\text{non corrigée}}[1 - 0.05(T - T_0) + 0,5E], \quad (3.10)$$

où $T_0=9^\circ\text{C}$ et E est l'ensoleillement défini comme une fonction sinusoïdale d'amplitude unitaire passant par $E = 1$ à 14h

En prenant en compte cette correction liée à la température et en excluant les zones aveugles liées à la pluie, le coefficient de corrélation entre les deux mesures passe de 0,72 à 0,9 (figure 3.9). Bien que l'amélioration soit remarquable, la correction est par trop empirique (la mesure n'est pas faite dans le boîtier du capteur, l'ensoleillement peut être fortement affecté par les nuages, etc. . .) et il a donc été décidé de rajouter une mesure de température au plus proche de la diode laser dans tous les capteurs d'Epsilon.

3.1.5 Mesure dans le plan et détermination de la direction principale

Si la mesure de la vitesse du vent est un point clé dans le cadre de la création et du développement de la start-up Epsilon, au cours de sa croissance, diverses études de marché ont démontré que la mesure de la direction de celui-ci pouvait être d'un grand intérêt pour les industriels de l'énergie éolienne, surtout si la mesure peut être faite à distance, devant les pales de l'éolienne.

Dans le cadre de la collaboration avec Epsilon, j'ai donc participé au développement d'une

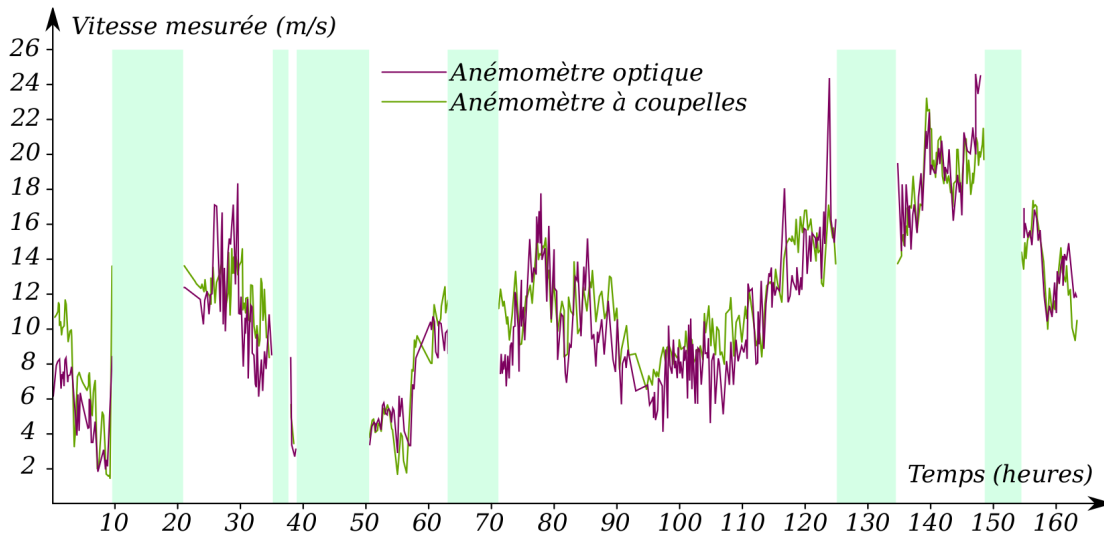


FIGURE 3.9 – Mesures issues de l’anémomètre à coupelle (courbe verte) et mesures issues du capteur par réinjection après correction (courbe violette) et en excluant les zones aveugles liées aux précipitations

méthode permettant de mesurer vitesse et direction et le sens du vent dans un plan. Ce travail a donné lieu à publication d’un brevet [34] dont les grandes lignes sont présentées ci-dessous.

La problématique est relativement simple : la mesure sur un seul axe ne permet pas d’extraire autre chose que la mesure de la vitesse projetée et pas celle de la vitesse réelle.

Par ailleurs, un seul capteur par réinjection optique n’est pas capable de mesurer la vitesse d’un objet (d’une particule) si celui-ci se déplace dans une direction perpendiculaire colinéaire à l’axe optique car le volume illuminé par la diode laser étant particulièrement oblong – il a en fait la forme d’une aiguille voir au chapitre 2 l’analyse du volume de mesure dans un contexte micro-fluidique – la surface vue par la particule est très petite et la probabilité qu’elle la traverse est très faible. En conséquence la fréquence de détection des particules devient trop faible pour garantir un rafraîchissement de la mesure de vitesse (pour rappel une mesure par seconde)..

Dans le cas d’un déplacement perpendiculaire à l’axe optique, la projection du vecteur vitesse sur l’axe optique est alors nulle entraînant une fréquence Doppler également nulle.

Il est donc nécessaire d’utiliser plusieurs sources laser ne pointant pas dans une même direction. L’objet du brevet a été de déterminer la configuration optimale permettant de définir vitesse, direction et sens sans équivoque et sans zone aveugle. Nous avons conclu que compte tenu des faibles fréquences Doppler générées lorsque la direction de propagation est proche de la perpendiculaire au déplacement de la particule, il est nécessaire d’avoir au moins quatre sources lasers disposées de telle manière que le vecteur vitesse de la particule puisse toujours être décomposé dans deux repères orthogonaux eux même décalés d’un angle supérieur à 10° .

Le dispositif breveté, présente donc 2 paires de capteurs par réinjection optique, chaque

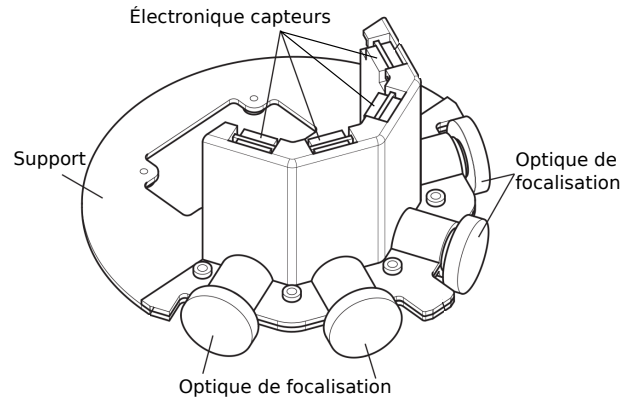


FIGURE 3.10 – Dispositif breveté de mesure de vitesse, direction et sens du vent

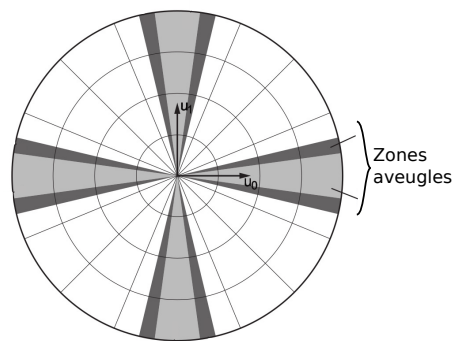


FIGURE 3.11 – Zones aveugles pour chaque paire de capteurs : en gris foncé les zones limitées par un trop faible fréquence de détection des particules, en gris clair, les zones limitées par une fréquence Doppler trop faible.

paire a deux axes optiques perpendiculaires, l'écart angulaire entre les deux paires est fixé à 45° (figure 3.10). La figure 3.11 représente les zones aveugles pour une paire de capteurs. Les zones en gris clair représente la zone aveugle liée à la trop faible fréquence Doppler qui est alors inférieure au pas d'échantillonnage $F_s/2N_s$ déterminé par la fréquence d'échantillonnage F_s et au nombre d'échantillons N_s . Les zones gris foncé représentent la zone aveugle associée à la limite en fréquence de détection $F_{\text{det}} = \rho V S \sin \theta$ déterminée par la densité volumique de particule ρ , la vitesse V et la surface illuminée vue par la particule $S \sin \theta$.

La société Epsiline, fondée en 2009 est aujourd'hui toujours active et ses produits sont vendus ou loués à différents producteurs d'électricité éolienne à travers le monde.

3.2 Mesure du débit d'écoulements

Une autre application des capteurs par réinjection optique, qui a vu fleurir les publications ces dernières années est le contrôle d'écoulement dans des tubes de petite échelle : milli-fluidique et surtout micro-fluidique. Cette thématique a été abordée dans les thèses de Lucie Campagnolo, puis de Evelio Ramirez Miquet et Yu Zhao, et dans le cadre de collaborations internationales avec l'Université du Queensland (UQ) et l'Université Polytechnique de Catalogne (UPC), et nationales avec le Laboratoire de Génie Chimique (LGC) et l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Ce domaine d'application des capteurs par réinjection optique est particulièrement porteur dans de nombreuses applications biologiques, biomédicales ou du génie chimique. Une revue des applications biomédicales réalisées au sein de l'équipe OSE du LAAS-CNRS ou en collaboration avec UPC a été publiée en 2016 [35].

3.2.1 Contexte

Le recherche la microfluidique ou des écoulements à micro-échelle est un domaine très dynamique qui intéresse à la fois l'ingénierie chimique, la biologie, la médecine et la mécanique des fluides. Il est notable que l'échelle microscopique induit des réactions chimiques et des interactions mécaniques fort différentes de ce qui peut être observé à une échelle macroscopique. L'observation du comportement du fluide est donc un point fondamental permettant de comprendre ces interactions.

À l'échelle macroscopique, deux techniques sont principalement utilisées pour observer le fluide en mouvement : la vélocimétrie Doppler utilisant un laser (LDV : Laser Doppler Velocimetry) et la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV : Particle Image Velocimetry). La première méthode qui requiert l'utilisation d'un interféromètre classique de type Michelson avec un laser de forte puissance produit un volume de mesure qui n'est pas adapté à l'échelle microscopique et il y a très peu de tentatives d'implémentation [36] et celles-ci font appel à une complexité optique supplémentaire par rapport à la configuration initiale comme on pourra le voir sur la figure 3.12.

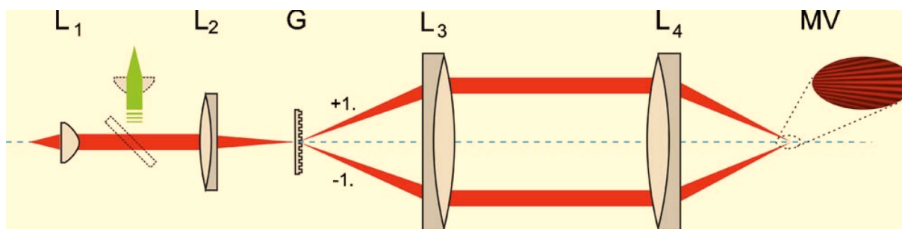


FIGURE 3.12 – Optiques supplémentaires et nécessaires à l'implémentation d'un capteur LDV en microfluidique [36] À l'exception de la lentille L_1 tous les éléments optiques (L : lentilles, G : réseau de diffraction) ne sont pas présents dans un système LDV classique. Les optiques propres au LDV ne sont pas présentées sur ce schéma

L'outil de référence à ce jour pour l'échelle microscopique est donc la PIV ou plutôt son extension pour la microfluidique appelée μ -PIV. Par son principe, la PIV requiert l'utilisation de particules émettant de la lumière puisque celle-ci imagée sur un capteur matriciel produira l'image de l'écoulement. En général ces particules sont fluorescentes et le système PIV est

donc composé d'une source excitant les particules fluorescentes, de filtre optiques, d'une caméra et d'un processeur capable de traiter les données des images et d'en déduire des champs de vitesse dans le flux d'écoulement. Pour un système μ -PIV, il faudra ajouter un microscope [37]. On comprend à la vue du schéma de principe de la figure 3.13 que ce système est, en plus d'être très onéreux, difficilement transposable à un système embarqué permettant d'adresser des problématiques d'ordre biomédical par exemple.

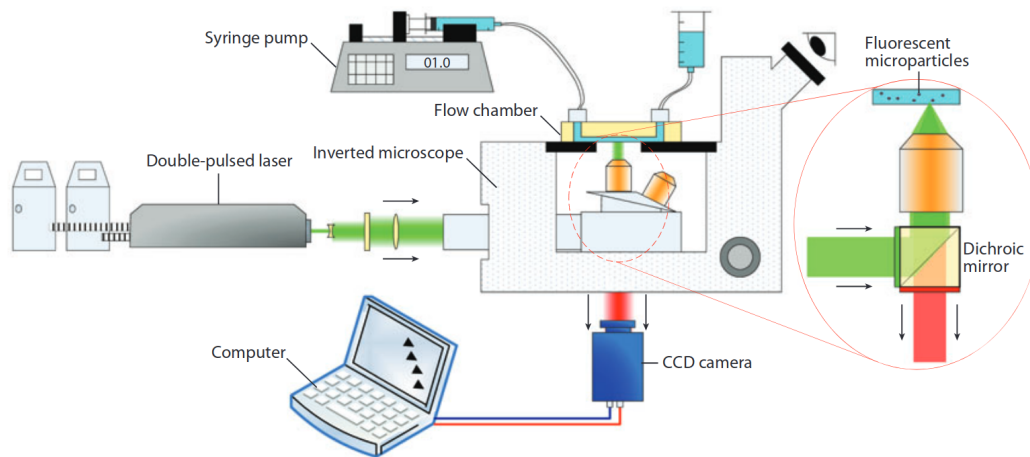


FIGURE 3.13 – Schéma de principe d'un système de μ -PIV [37]

Le capteur par réinjection optique est par nature plus proche du principe de mesure du LDV et compte tenu de sa simplicité il permet d'envisager d'adresser des problématiques de la microfluidique.

3.2.2 Évaluation de la vitesse moyenne d'un écoulement

Comme on l'a vu au chapitre 2, la présence de plusieurs diffuseurs dans le volume de mesure du capteur par réinjection produit des spectres de fréquences Doppler continus. La détermination de la fréquence maximale ou moyenne de l'écoulement n'est donc pas triviale surtout si celle-ci doit être automatisée. Le problème est par ailleurs fortement complexifié lorsque la densité de particules devient suffisamment élevée pour que l'interaction de certains photons avec les diffuseurs ne soit pas unique, c'est à dire qu'un photon puisse être rétro-diffusé vers le laser après avoir subi plusieurs décalages Doppler sur plusieurs particules ayant des vitesses différentes et avec un angle d'incidence différent pour chacune. Ce cas pratique qui est décrit comme le régime de diffusion multiple (*multiple scattering* en anglais) est en réalité le cas plus fréquent dans les applications réelles en biologie (avec les globules rouges du sang par exemple) ou en chimie.

L'impact du régime de diffusion multiple sur la nature du signal est très important comme on peut le constater sur la figure 3.14 qui représente une série d'acquisitions réalisées dans un canal PDMS de diamètre $320\ \mu\text{m}$ avec un débit de $50\ \mu\text{l}/\text{min}$ pour différentes solutions de lait dilué dans de l'eau (de 2% de lait en masse à du lait non-dilué).

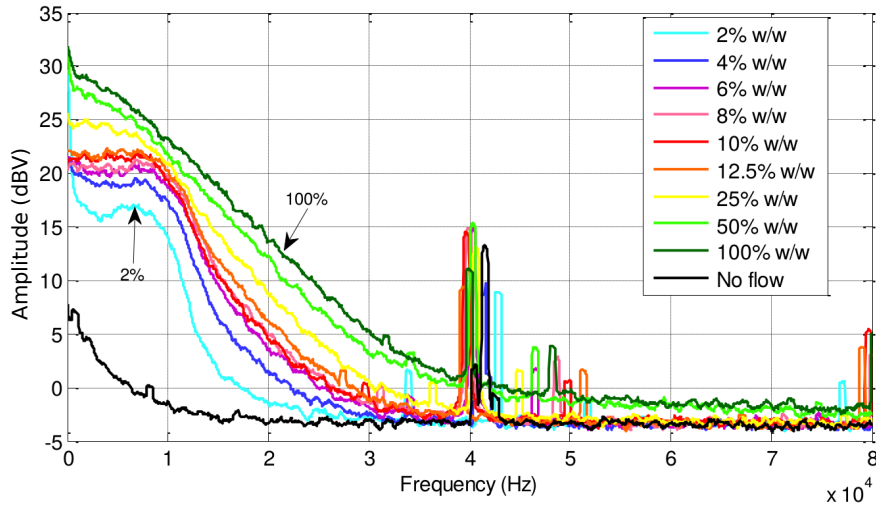


FIGURE 3.14 – Spectre de fréquence Doppler pour un débit de 50 $\mu\text{l}/\text{min}$ dans un tube PDMS de diamètre 320 μm pour différentes concentrations de lait dilué dans l'eau de 2 à 100% en masse

Comme on peut le voir sur cette figure, la nature des distributions spectrales dans ces signaux est très différente et la stratégie de détermination de la vitesse d'écoulement doit pouvoir prendre en compte cette variété.

Dans un article publié en 2018 [38], nous avons étudié deux approches permettant une détermination de la vitesse de l'écoulement dans le volume de mesure :

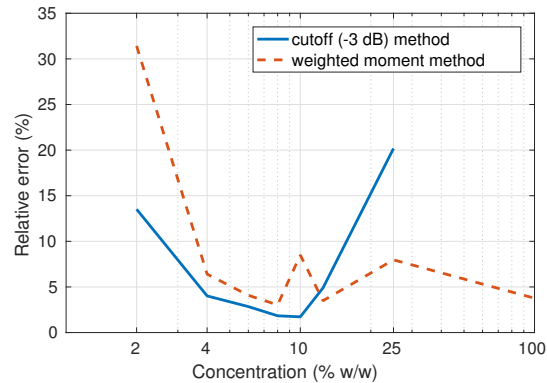
- la **méthode de la fréquence de coupure**, qui considère un plateau dans le spectre de fréquence à partir duquel un seuil à -3 dB permet de déterminer la fréquence maximale dans le volume de mesure ;
- la **méthode du moment pondéré** qui permet de calculer directement la fréquence moyenne \bar{f} dans le volume de mesure à partir du rapport du moment d'ordre 1 M^1 sur le moment d'ordre 0 M^0 (voir équation (3.11)).

$$\bar{f} = \frac{M^1}{M^0} = \frac{\int_0^\infty f \cdot p(f) df}{\int_0^\infty p(f) df} \quad (3.11)$$

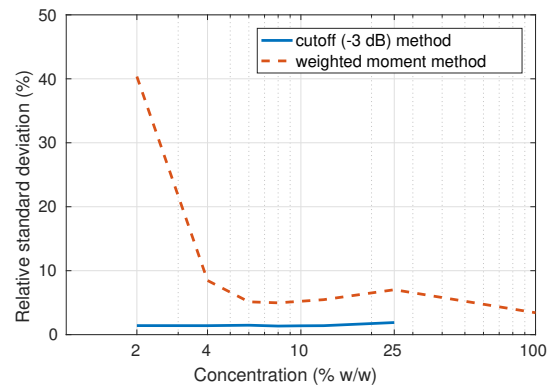
Dans l'équation (3.11), $p(f)$ représente la différence entre le spectre en présence d'écoulement et le spectre en absence d'écoulement (*No flow*) afin d'éliminer les contribution du bruit qui est particulièrement visible sur cette mesure à 40 kHz.

Comme on peut le constater à la lecture des figures 3.15(a) et 3.15(b), la méthode de la fréquence de coupure présente une bien meilleure stabilité (l'écart-type de 2 à 3% est beaucoup plus faible que la méthode du moment pondéré). De même, la valeur calculée avec la fréquence de coupure est plus proche de la valeur théorique tant que la proportion de lait n'excède pas 10%. En contre-partie, cette méthode n'a plus de sens au-delà de 25% de lait étant donné qu'il n'est plus possible de discerner le plateau.

En conclusion, la méthode du moment pondéré présente l'avantage d'être utilisable sur toute la plage de dilutions, même si les résultats qu'elle fournit doivent être considérées



(a)



(b)

FIGURE 3.15 – Évolution de la qualité de la mesure en fonction de la concentration de lait dilué dans l'eau pour les méthode de la fréquence de coupure (lignes continue bleues) et du moment pondéré (lignes pointillées vertes) (a) Erreur relative par rapport à la valeur théorique calculée (b) Écart-types sur 8 mesures consécutives.

comme peu fiables dès lors que l'aire sous la courbe du spectre est faible, c'est à dire que la puissance réinjectée par les particules et leur vitesse ne permet d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant. Il faut noter également que l'implémentation automatisée de cette méthode est beaucoup plus aisée que pour la méthode de la fréquence de coupure.

3.2.3 Écoulement dynamique

Compte-tenu de la simplicité d'implémentation pour une application temps-réel de la mesure d'écoulement par les méthodes décrites à la section précédente, nous avons cherché à réaliser cette implémentation afin de valider le monitoring d'un écoulement dynamique par cette méthode. Une variation de pression en entrée du tube d'écoulement va générer des variations du débit. C'est le cas en particulier lorsque qu'on utilise une pompe péristaltique 3.16(a) qui présente l'avantage d'avoir un fonctionnement très proche de celui du cœur. Le système que nous avons réalisé [39] permet donc de démontrer la faisabilité de la méthode pour le monitoring en temps réel d'écoulement dynamique ainsi que l'intérêt pour

les applications biomédicales comme nous l'avons ensuite mis en avant dans une publication en revue [35]. Le capteur est constitué d'une diode laser de type Fabry-Pérot émettant à $\lambda = 785$ nm associée à une lentille permettant de le focaliser au centre du tube de diamètre interne 3,5 mm. Le liquide propulsé est du lait entier connu pour avoir un comportement hydrodynamique proche de celui du sang. Le signal détecté par la photodiode interne au boîtier laser est amplifié puis acquis avec une fréquence d'échantillonnage de 500 kHz par séquences de 4096 échantillons. Le programme LabView qui pilote l'acquisition réalise également le traitement du signal qui consiste en une transformée de Fourier, puis le calcul du moment pondéré (voir équation (3.11)). Le système fonctionne en temps réel et permet d'afficher sur l'interface utilisateur l'évolution du débit dans le canal.

À titre d'illustration, l'évolution du débit, mesuré à partir du moment pondéré est présentée aux figures 3.16(b) et 3.16(c) pour les débits minimal et maximal autorisés par la pompe.

3.2.4 Mesure de profils de vitesse dans un écoulement à micro-échelle

Une des forces du capteur par réinjection optique étant sa compacité, il était naturel que la convergence avec le domaine de la microfluidique se fasse. En effet, le faible encombrement du capteur lui permet d'opérer en grande proximité avec l'objet mesuré et en conséquence, une meilleure résolution spatiale. Dans le cadre de la thèse de Lucie Campagnolo, puis celle d'Evelio Ramirez Miquet, nous nous sommes attachés à démontrer la faisabilité de la mesure en écoulement microfluidiques, puis à réaliser des mesures de profils d'écoulement dans ces conditions. Il faut noter que l'impact de la faible dimension des canaux sur la mécanique de l'écoulement et sur les interactions chimiques entre les différents fluides en écoulement, est aujourd'hui un sujet de recherche majeur. Le développement du capteur dans ce contexte nous a donc conduit à travailler en étroite collaboration avec des équipes de l'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse) et du LGC (Laboratoire de Génie Chimique).

La méthodologie que nous avons mise en place pour la mesure consiste à produire le canal microfluidique soit en PDMS, soit par moulage lithographie en résine SU8, soit encore par lamination de films secs en résine SU8. Pour les deux derniers cas, la fabrication s'est faite en salle blanche du LAAS-CNRS grâce au support des équipes techniques. L'arrangement expérimental est décrit à la figure 3.17 où le système optique a pu être constitué d'une ou deux lentilles permettant de focaliser le laser au centre du canal. la deuxième méthode permettant un meilleure résolution spatiale.

Le capteur constitué d'une diode laser (LD) associée à sa photodiode (PD) de monitoring, à un circuit de contrôle du courant d'injection (Driver) et un circuit d'amplification transimpédance (TIA), est monté sur un système de platines de translation sur 3 axes permettant de maîtriser la position du point focal en hauteur et latéralement. Le système de déplacement automatisé a permis de réaliser la mesure des profils d'écoulement avec une grande répétabilité.

Dans un papier abondamment cité [40], nous avons décrit la méthode permettant de mesurer le profil d'un fluide monophasique Newtonien en écoulement laminaire. Le profil mesuré est présenté sur la courbe bleue de la figure 3.18 où l'on peut voir que les mesures épousent parfaitement le profil théorique décrit par les équations de Hagen-Poiseuille.

Dans un deuxième temps, en augmentant la viscosité du fluide en écoulement, nous avons

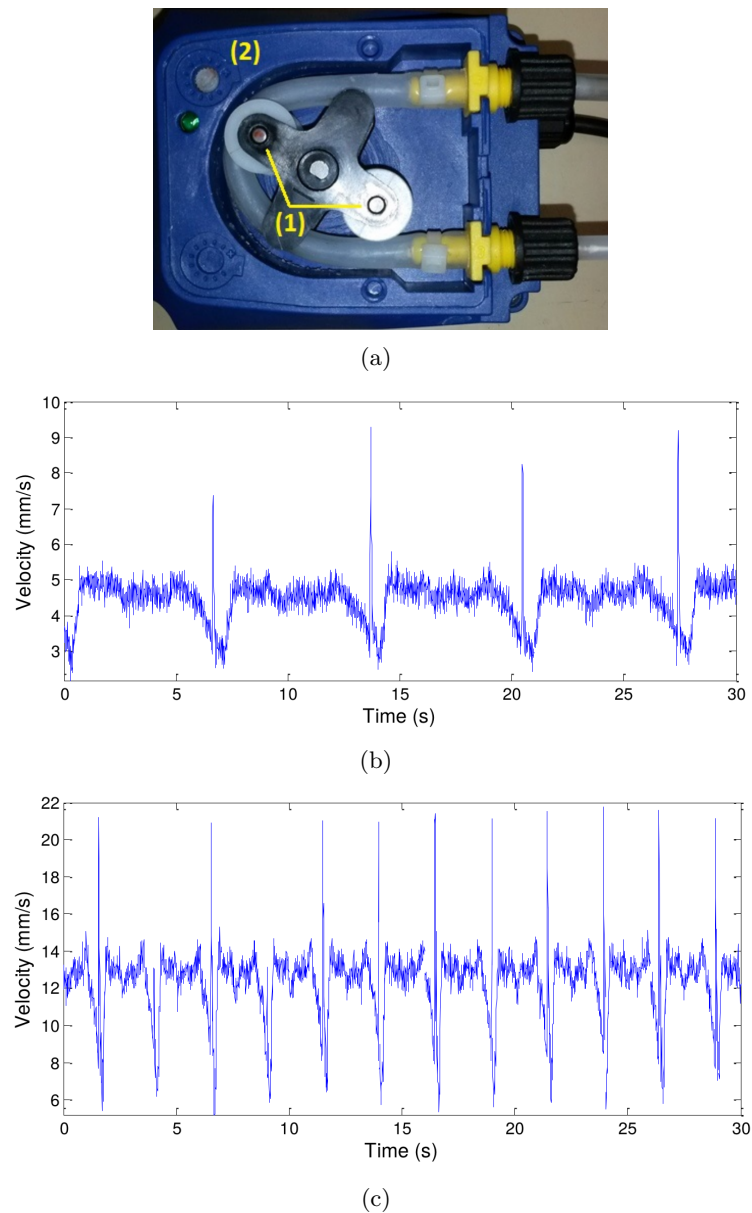


FIGURE 3.16 – Mesure de l'évolution temporelle d'un écoulement dynamique propulsé par une pompe péristaltique (a) Pompe péristaltique mise en œuvre (1) représente les galets qui pressent à tour de rôle sur le tube (2) indique le potentiomètre de réglage du débit (b) Évolution du moment pondéré mesuré pendant 30 s avec le potentiomètre au niveau minimum (c) Évolution du moment pondéré mesuré pendant 30 s avec le potentiomètre au niveau maximum

démonstré que la méthode s'appliquait aussi aux fluides dans lesquels d'importantes forces de cisaillement étaient en jeu ce qui modifie fortement le profil d'écoulement (Fig. 3.18).

Enfin, dans le cadre de notre collaboration avec le LGC, nous avons complexifié la structure du fluide en écoulement afin de valider la possibilité de mesure à l'interface entre

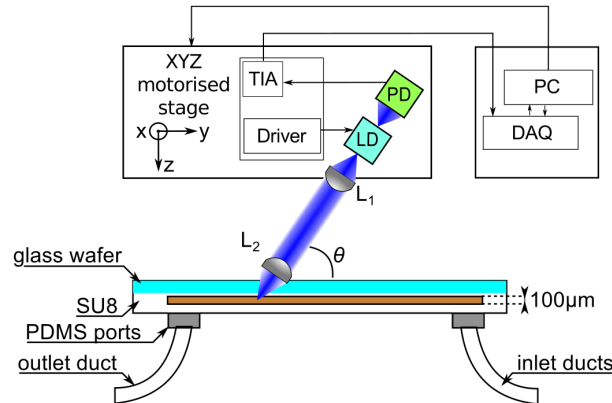
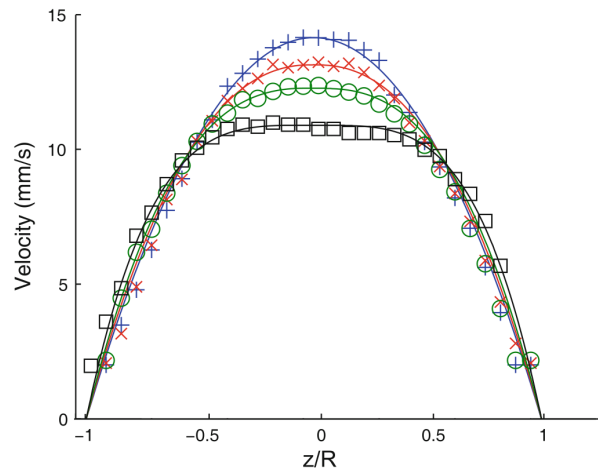


FIGURE 3.17 – Arrangement expérimental pour la mesure d'écoulement en microfluidique.

FIGURE 3.18 – Profils d'écoulement mesuré dans un canal cylindrique de rayon $R=160 \mu\text{m}$, pour 4 fluides monophasiques (98% liquide porteur, 2% lait en volume) en écoulement laminaire à $20 \mu\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$. Le liquide porteur est constitué d'un mélange d'eau et de gomme de xanthane (respectivement 0%, 25%, 50% et 100%).

deux fluides immiscibles. Dans cette étude, nous avons réalisé une puce en Y avec deux entrées qui permet de réaliser un écoulement diphasique avec une interface stable sur la majeure partie du canal.

Il faut noter que les problèmes des interfaces entre deux liquides immiscibles posent des problématiques majeurs quant aux effets de mélange qui y surviennent, au transfert de masse et que tout un pan du génie chimique moderne repose sur la compréhension de ces phénomènes.

Dans le micro-réacteur nous avons fait circuler deux fluides ensemencés : de l'eau avec une faible dilution de lait pour l'un, de l'huile avec des particules de polyamide pour l'autre. Une mesure du profil d'écoulement est présentée sur la figure 3.19 où l'on peut observer que les deux fluides développent un profil propre et qu'il existe un phénomène de glissement à l'interface où la vitesse n'est pas nulle à cause de l'effet d'entraînement des fluides entre eux

et avec une discontinuité forte des profils.

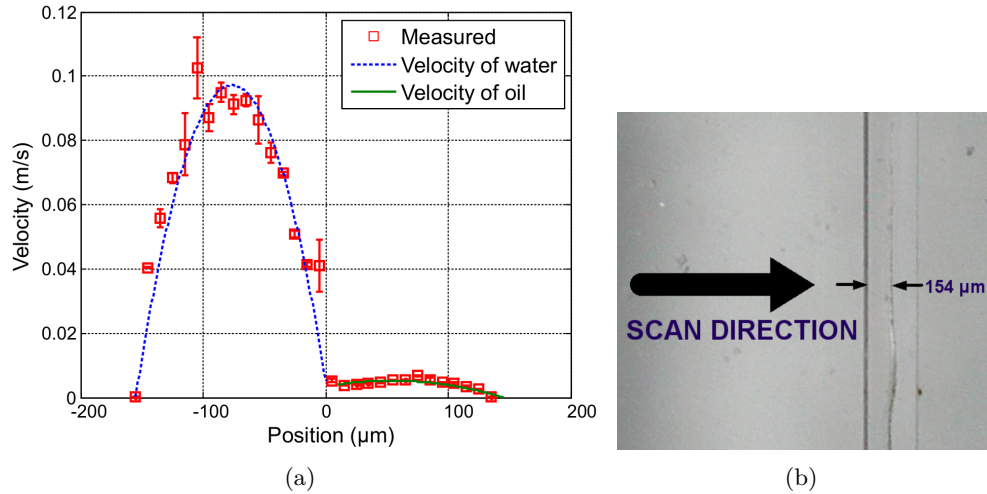


FIGURE 3.19 – Mesure d’écoulement diphasique huile-eau avec un débit d’eau de $50 \mu\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$ et d’huile de $3 \mu\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$. (a) Mesure du profil avec barre d’erreur (sur 8 mesures consécutives) et modèle de Couette pour le profil d’écoulement (ligne pointillée). (b) Photographie en microscopie du canal d’écoulement où l’interface est visible.

Ce résultat, au-delà de la démonstration de faisabilité, est intéressant sur deux aspects : d’abord, il a permis de proposer d’approcher les phénomènes mécaniques à l’interface par un modèle de Couette, ensuite, la position de l’interface est directement liée à la différence de viscosité entre les deux liquides. Ainsi, une application directe du travail réalisé pourrait être la réalisation d’un rhéomètre par réinjection optique.

3.3 Visualisation de la propagation du son

3.3.1 Contexte

La mesure de la pression produite par une onde acoustique peut sembler au premier abord une problématique triviale tant nous sommes habitués à utiliser des microphones qui font ça très bien et à moindre coût. En réalité, la mesure faite par un microphone (qui est une membrane vibrante reliée à un système électronique mesurant le déplacement de la membrane) est intrusive, ponctuelle et locale. Par ailleurs, s’il s’agit de produire l’image de l’onde acoustique se propageant, il est nécessaire de réaliser une large matrice de microphones (voir figure 3.20 [41]).

La seule solution non-intrusive, à ma connaissance, permettant d’observer une onde acoustique est la solution optique au travers de l’effet acousto-optique qui lie pression et indice de réfraction. L’imagerie de type schlieren ou la shadowgraphie peuvent être utilisées, mais des systèmes de type LDV (Laser Doppler Vibrometry) ont déjà été mis en œuvre avec des résultats très intéressants [42]-[44]. Comme souvent cependant, les systèmes existant en LDV sont des interféromètres complexes, amenant à un dispositif lourd et onéreux, et surtout limité dans le champ d’application par la contrainte de maîtrise des vibrations auxquels ils

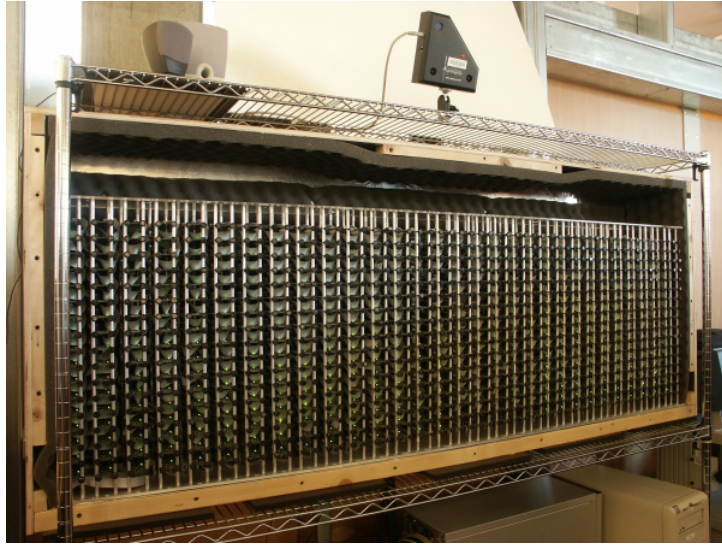


FIGURE 3.20 – Matrice de microphone conçue par le MIT et baptisée LOUD (Large acOUSTic Data Array Project) [41]

peuvent être soumis. Le capteur par réinjection peut alors présenter un intérêt majeur pour ces applications.

3.3.2 Principe de mesure

Comme tout capteur interférométrique, le capteur par réinjection optique est sensible à la différence de phase entre un champ de référence (ici celui qui se propage dans la cavité laser) et un champ qui a subi une interaction avec l'objet de la mesure (la cible). Ce déphasage peut être obtenu par une variation du chemin optique entre le laser et l'objet réfléchissant (ou rétro-diffusant). Dans le cadre d'une application acoustique, c'est l'effet opto-acoustique qui est responsable du changement de chemin optique. Cet effet est le résultat de la variation de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet d'une variation de pression. La physique régissant l'indice de réfraction d'un milieu transparent et en particulier l'air ambiant a été décrite par Ciddor dans un modèle qui fait référence [45] dans lequel il démontre la dépendance de l'indice à l'humidité, la densité de CO₂, la température et bien sûr la pression. La prise en compte de cette variation de pression sur le signal interférométrique peut être explicitée à partir du temps de vol dans la cavité externe $\tau = \tau_0 + \delta\tau$ avec :

$$\tau = \frac{2n_0L_{\text{ext}}}{c}, \quad (3.12)$$

et

$$\delta\tau = \frac{2}{c} \int_0^{L_{\text{ext}}} \delta n(l) dl. \quad (3.13)$$

Comme on peut s'y attendre, l'effet d'une onde acoustique a un très faible impact sur l'indice de réfraction et en conséquence la variation du chemin optique et donc du déphasage de l'onde rétro-diffusé par une cible à distance fixe est très faible. En conséquence, la variation

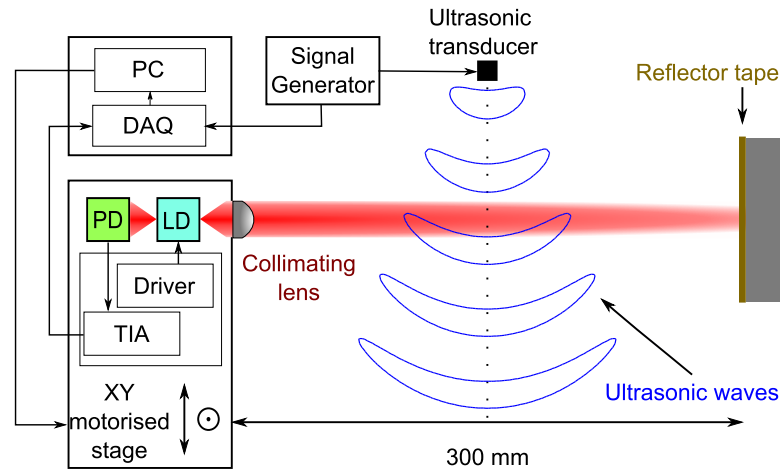


FIGURE 3.21 – Principe de faisabilité de la mesure d’une onde acoustique par un capteur à réinjection optique [46]

de la phase du laser subit une rotation très nettement inférieure à celle générant une frange d’interférence et la linéarisation suivante peut être appliquée :

$$P_F = P_0 [1 + m \cos(\omega_F \tau)] = P_{0,F} [1 + m \cos(\omega_F \delta \tau + \Phi_F)] \sim P_{0,F} (1 + m' \omega_F \delta \tau), \quad (3.14)$$

ou $P_{0,F}$ est la puissance optique moyenne en présence d’une cible distante fixe, $\Phi_F = \omega_F \tau_0$ et m' l’indice de modulation qui tient compte du terme de phase ($m' \leq m$).

On observe alors que la variation de la puissance optique est proportionnelle à la variation d’indice et donc de pression acoustique.

3.3.3 Mise en œuvre

Dans un travail réalisé conjointement avec nos collègues de l’Université du Queensland, nous avons fait la première démonstration expérimentale de faisabilité de mesure puis d’imagerie d’une onde acoustique par un système interférométrique à réinjection optique [46]. Le principe expérimental qui avait été mis en œuvre est présenté à la figure 3.21.

La cavité externe est réalisée entre le capteur et un objet massif de surface plane recouvert d’une couche d’adhésif rétro-réfléchissant à micro-billes. Le capteur est montée sur un système de translation à deux axes commandé au travers d’une carte d’interface National Instrument. La synchronisation entre l’acquisition et le générateur de signal qui pilote la source acoustique permet de réaliser une image en deux dimension de l’onde qui se propage dans la cavité externe. La figure 3.22 présente l’acquisition d’une onde se propageant en direction d’un obstacle massif générant une réflexion.

Dans le cadre de la thèse de Fernando Urgiles, nous reprenons ces résultats expérimentaux et nous étendons le champ d’étude à des ondes plus complexes et en particulier des ondes stationnaires [47]. Nous avons également appliqué cette technique à la détermination du diagramme de rayonnement d’une source acoustique [48]. Le banc de mesure, pour lequel la source est montée sur une platine de rotation est décrit à la figure 3.23 et un exemple de caractérisation d’un actuateur piezo-électrique à 40 kHz est reproduite à la figure 3.24.

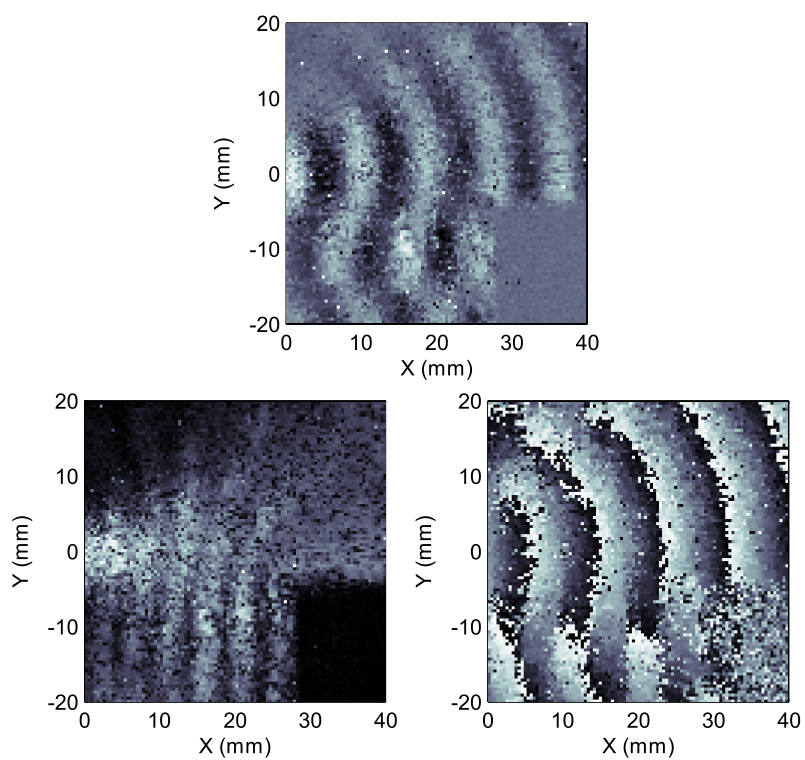


FIGURE 3.22 – Mesure d’une onde acoustique avec réflexion sur un obstacle (en bas à droite). En haut : image brute, en bas à gauche : amplitude du signal, en bas à droite : phase du signal [46]

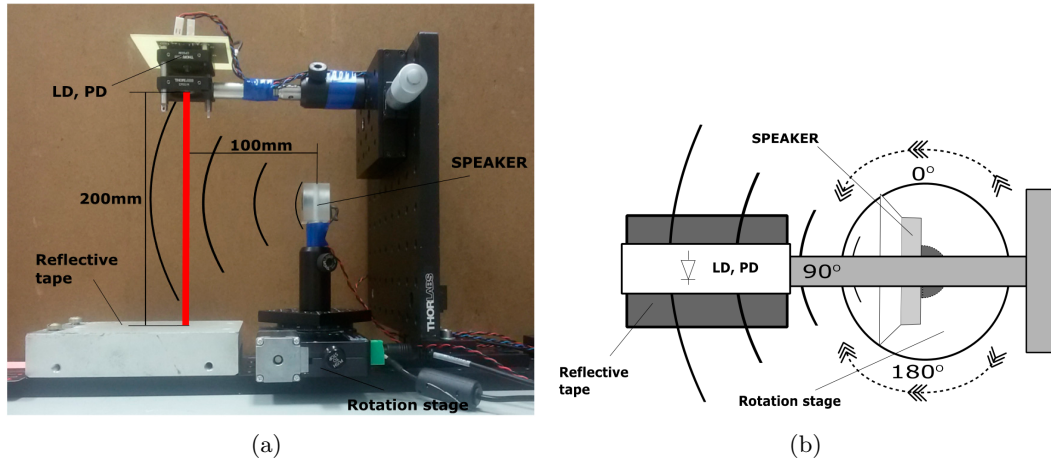


FIGURE 3.23 – Setup expérimental pour la caractérisation du diagramme de rayonnement d'une source acoustique (a) Photographie du banc (b) Vue schématique de dessus

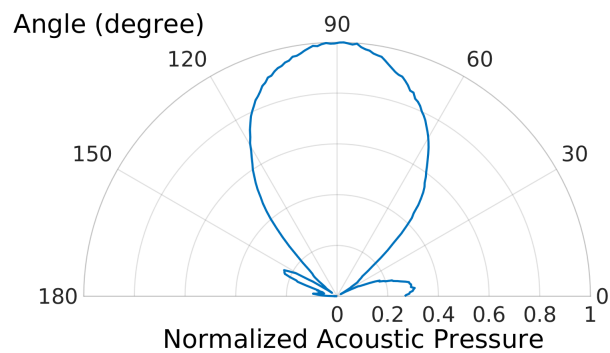


FIGURE 3.24 – Caractérisation du diagramme de rayonnement d'un actuateur piézo-électrique MA40B8S à 40 kHz

CHAPITRE 4

PROSPECTIVE

4.1 Physique du laser sous réinjection

Depuis que Lang et Kobayashi ont posé, au début des années 80, les bases théoriques essentielles de la physique du laser sous réinjection pour une application capteur, on pourrait penser que la compréhension du phénomène est aboutie et qu'il n'y a pas matière à projeter sur le moyen (et à fortiori sur le long terme) une activité de recherche sur cet aspect. En réalité il n'en est rien, et comme j'ai pu le montrer dans diverses thèses encadrées ces dernières années (Teyseyre et Al Roumi en particulier), il y a toujours des problématiques nouvelles qui ne pourront être abordées que par la modélisation physique.

Dans les paragraphes suivants, je fait un point sur les aspects pour lesquels il me semble que la compréhension est incomplète ou insuffisante :

La disparition des franges d'interférences Ce phénomène observé initialement par Plantier *et al* [49] est propre à l'interférométrie par réinjection. Aujourd'hui, le phénomène est encore très mal compris et si le lien avec la valeur du coefficient de couplage C est avérée [3], le mécanisme reste une source de mystères et d'incompréhensions. Dans une thèse en cours, nous essayons de déterminer plus précisément ce mécanisme avec des résultats déjà très intéressants [50].

Le comportement en haute fréquence Le capteur par réinjection optique est presque toujours utilisé dans un contexte où la période des franges d'interférence est très grande devant les temps caractéristiques du laser et le modèle quasi-statique est alors suffisant. Toutefois, comme nous l'avons démontré avec Raphaël Teyseyre, la dynamique du laser induit des comportements spécifiques et ce à des fréquences relativement basse (de l'ordre de 100 MHz) pour peu que la cavité externe soit suffisamment étendue [24]. Dans le cadre de la thèse de Laura Le Barbier [51], ce sujet a été adressé dans un contexte de détonique, mais il faut bien reconnaître que les résultats obtenus laissent beaucoup de questions ouvertes sur le comportement du laser dans ces conditions.

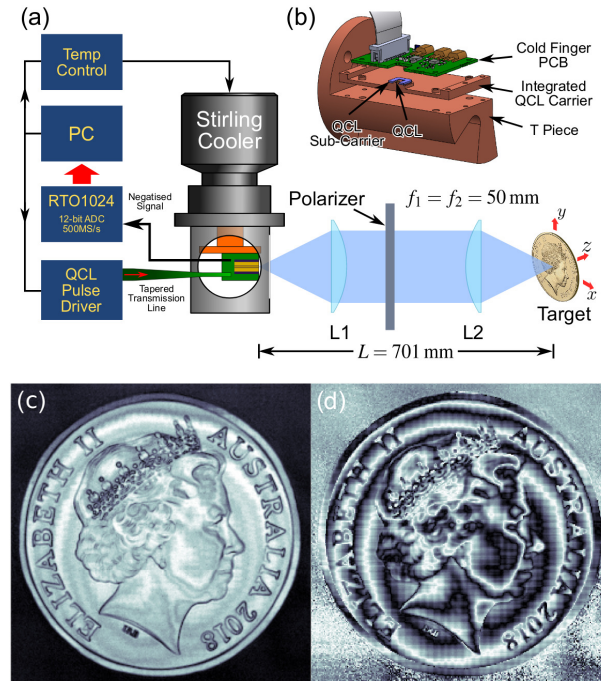


FIGURE 4.1 – Imagerie par réinjection optique dans un laser à cascade quantique pulsé (source : Lim *et al* [64]) (a) Arrangement expérimental (b) Détail de la tête optique (QCL et refroidissement) (c) Image d'une pièce de 1\$ australien réalisée par lecture de l'amplitude du signal capteur (d) Même image réalisée par lecture de la phase du signal capteur

Extension du domaine des sources laser S'il est un composant essentiel au capteur par réinjection optique c'est incontestablement la diode laser puisque, rappelons-le, celle-ci joue le rôle de source, d'interféromètre et de détecteur. Ainsi toute modification de la structure de la diode est source de changement du comportement de l'interféromètre. Dans les dix dernières années, j'ai étudié des capteurs par réinjection optique basés sur des diodes Fabry-Pérot, des DFB (Distributed Feedback) et des VCSELs (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser). Ces sources lasers sont les standards actuels dans les télécommunications et les capteurs optiques, mais ces dernières années une grande variété de nouvelles sources lasers a vu le jour : boîtes quantiques, cascades quantiques, VECSELs (VCSELs associés à une cavité externe fixe). À l'instar de l'équipe du Professeur Rakić de l'université du Queensland qui a ces dernières années produit une littérature abondante sur l'étude de l'effet de la réinjection dans les lasers à cascade quantique [52]-[65] et de son utilisation à des fins de métrologie [66]-[72] (figure 4.1 par exemple), il pourrait être judicieux d'appliquer l'approche de réinjection optique pour des diodes lasers ayant des qualités optiques nouvelles. Dans le cas des laser à cascade quantique, la grande gamme de longueur d'onde disponibles (de l'infra-rouge lointain au THz) permet d'envisager un champ d'applications très large touchant au biomédical ou à la sécurité (détection d'explosif par exemple). Les propriétés optiques des VECSELs pourraient également être intéressantes d'autant que la présence d'une cavité externe déjà existante laisse envisager un développement de la modélisation intéressant.

Avec une autre approche, l'utilisation de laser pulsé pourra également être envisagée,

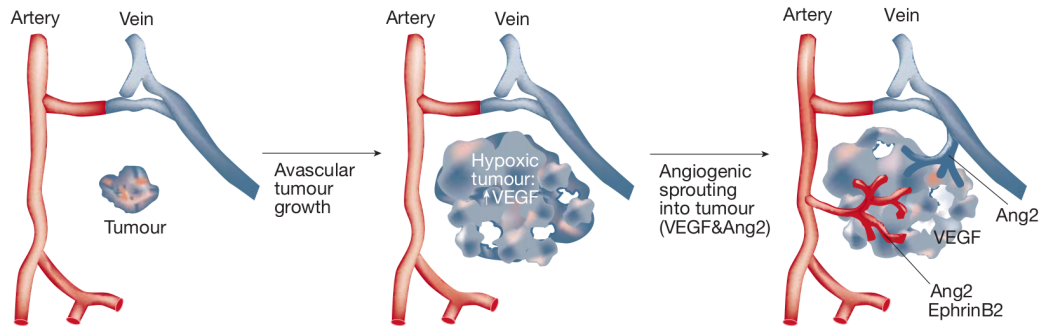


FIGURE 4.2 – Principe de l’angiogénèse (source : Yancopoulos *et al* [73])

ouvrant la porte à des applications de plus longue portée compte tenu de la puissance émise lors de l’impulsion. De même, l’ajout d’éléments optiques dans le système capteur : métamatériaux optiques, doubleurs de fréquences ou autres pourraient permettre d’envisager de nouvelles façon de penser le capteur par réinjection.

À plus long terme, le développement de nouvelles sources laser aux propriétés toujours plus remarquables permettra d’étendre l’usage du capteur par réinjection optique à de nouvelles applications.

4.2 Applications biomédicales

4.2.1 Cancer de la peau

Une des applications les plus prometteuses de la mesure d’écoulement par effet Doppler est la possibilité de visualiser ou au moins de déterminer la vascularisation sous-cutanée. Ce paramètre est potentiellement crucial dans le contexte des cancers de la peau car les mélanomes qui sont parmi les cancers les plus agressifs et qui ont une très forte occurrence dans la population. Le mélanome se distingue des lésions bénignes de type *nævus* (ou plus vulgairement grain de beauté) par une vascularisation accrue appelée angiogénèse [73] (cf. figure 4.2). Les méthodes actuelles qui permettent de discriminer mélanomes et *nævus* anormaux sont quasi-exclusivement visuelles et entraînent une forte proportion d’ablations aboutissant finalement à des biopsies négatives. Ces ablations sont des opérations chirurgicales lourdes laissant le patient avec d’importantes cicatrices.

Lancaster *et al* [74] ont démontré que la mesure de l’écoulement sous-cutané par une méthode optique pouvait augmenter très significativement le taux de détections positives de lésions cancérogènes. Toutefois la mesure proposée reste ponctuelle et nécessite des conditions de mesure qui sont finalement rarement possibles dans un environnement hospitalier. Afin d’obtenir une information plus riche et idéalement une image du réseau de perfusion avec un capteur de flux par effet Doppler, nous avons prévu de développer un capteur par réinjection optique associé à un système de micro-miroirs mobiles sur MEMS permettant de réaliser une image Doppler. Ce travail au long cours a été initié lors d’une discussion avec la société Pixience qui développe des systèmes de dermatoscopie dédiés au diagnostic des mélanomes. Dans le cadre de cette étude préliminaire, nous avons réalisé une preuve de

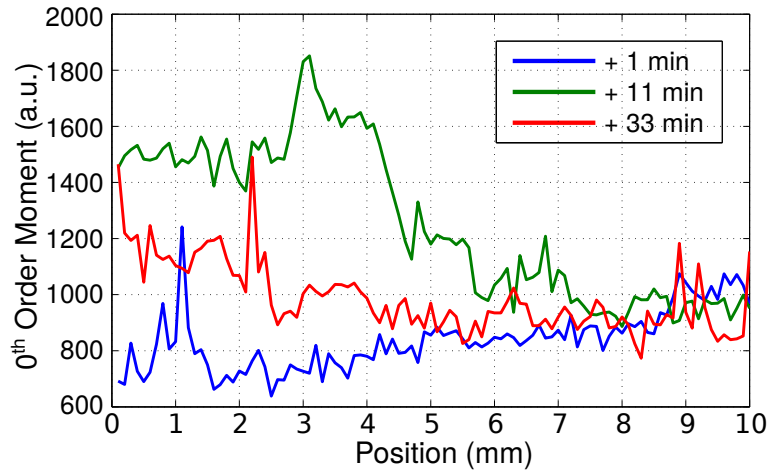


FIGURE 4.3 – Preuve de concept de la faisabilité de mesure d’un flux sanguin sous-cutané par un capteur à réinjection optique. La mesure est prise au même endroit 1 minute (courbe bleue), 11 et 33 minutes (courbes vertes et rouges) après application de la crème rubéfiante.

concept où cinq volontaires ont subi un traitement local de la peau par une crème rubéfiante entraînant une dilatation des capillaires et par voie de conséquence une augmentation de la vascularisation. Un exemple particulièrement parlant de cette série d’expérience est présentée à la figure 4.3, où une mesure a été pratiquée sur une ligne de 10 mm passant sur la zone traitée et sur une portion non-traitée de la peau du « cobaye ». La mesure a été répétée 3 fois à 10 minutes d’intervalles environ, la première mesure seulement 1 minute après application de la crème intervenant alors que cette dernière n’avait pas encore produit d’effet. Le paramètre mesurant la vascularisation choisi alors était le moment d’ordre 0

À partir de ces mesures, nous avons également montré que sur les sections du scan affectées par la crème rubéfiante, le capteur était presque toujours capable de discriminer l’effet de la crème sur la vascularisation (figure 4.4). Sur cinq peaux testées seul une n’a pas permis une discrimination systématique.

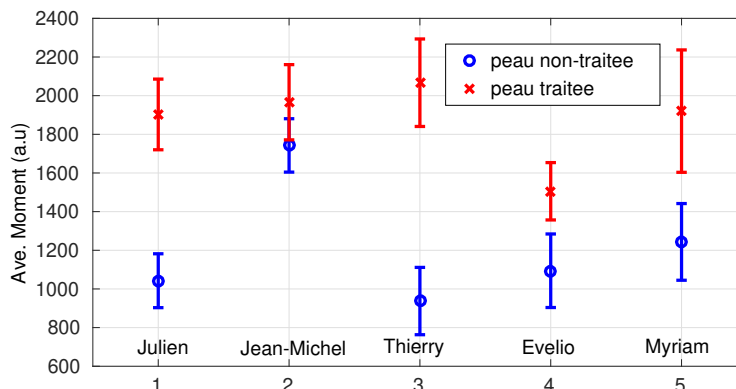


FIGURE 4.4 – Discrimination de l’effet de la crème rubéfiante. La valeur centrale représente le moment d’ordre zéro moyen sur la ligne de mesure pour chacun des testés et les barres d’erreurs les valeurs min et max sur la même ligne.



FIGURE 4.5 – Imageur Doppler embarqué par OFI

Le transfert de technologie avec Pixience ayant été par la suite abandonné, nous avons pu continuer à développer cette idée dans le cadre du projet européen Diagnostics. L'objet de ce projet dont j'ai été le coordinateur local était de développer un outil multimodal de diagnostic du cancer de la peau mettant en jeu 3 types de capteurs in vivo et un capteur ex vivo. Le capteur par réinjection optique était l'un des capteurs in vivo, ainsi qu'un imageur multispectral et d'un imageur tri-dimensionnel de la lésion. Comme on peut le comprendre, l'idée était d'associer les informations de relief et de couleur de la lésion à l'information du développement de l'angiogénèse qui aurait été fournie par le capteur à réinjection optique.

La contrainte nouvelle qu'a posée ce projet est que le capteur devait fournir une image de la vascularisation et devait être dans un état de développement suffisamment avancé pour permettre sa mise en œuvre par le personnel des deux services dermatologiques impliqués dans l'étude. Nous avons donc développé un démonstrateur totalement embarqué mettant en œuvre un système de balayage par un miroir mobile sur MEMs produisant une image Doppler de la surface de la peau. Le dispositif, visible sur la figure 4.5, permet de réaliser des images d'un flux sur une surface au contact du boîtier. Des tests sur table optique ont permis de démontrer la qualité des images produites dans des conditions de laboratoire. Sur la figure 4.6(b) on peut voir l'image Doppler produite avec un canal microfluidique de section carrée $100 \times 100 \mu\text{m}$ en forme de serpent (figure 4.6(a)) dont l'espacement entre les branches se réduit à chaque aller-retour jusqu'à atteindre un minimum de $10 \mu\text{m}$. Posé sur une table optique l'imageur Doppler a donc une résolution d'environ $10 \mu\text{m}$. Néanmoins, l'image de la figure 4.6(b), forte de 11k pixels met près de 2 heures à être produite ce qui n'est pas envisageable pour un patient (ou un praticien) et la mesure est faite sans vibration parasite.

Dans le cadre du projet Diagnostics, nous avons donc revu à la baisse nos ambitions de résolution et afin d'atteindre un temps d'acquisition de l'image inférieur à 2 minutes, nous nous sommes contentés de 15×15 pixels (soit 225 pixels). La mesure étant réalisée

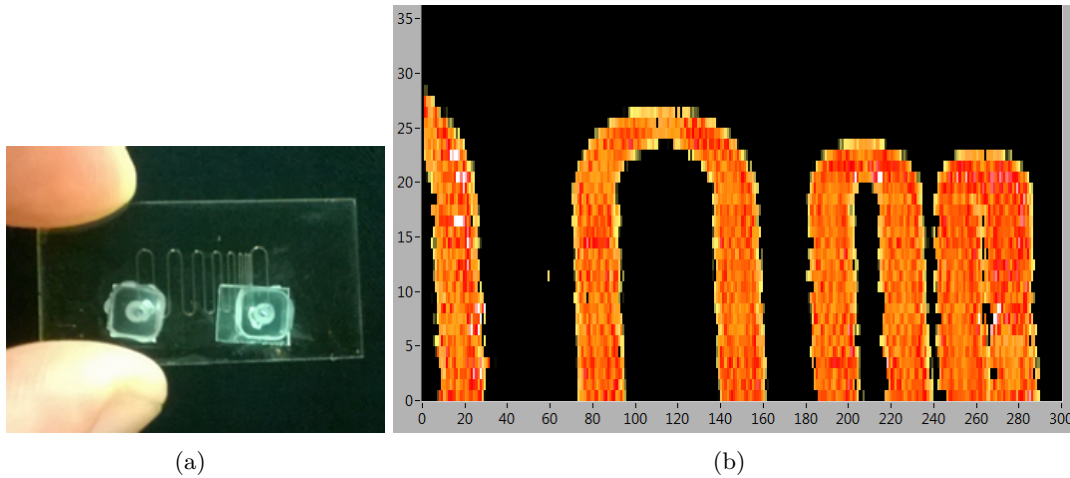


FIGURE 4.6 – Image Doppler d’un circuit microfluidique en forme de serpent dont l’espacement entre les branches se réduit à chaque demi-tour. (a) Photographie du serpent (b) Image Doppler mesurée d’un rectangle de $300 \times 35 \mu\text{m}$ situé à l’extrémité droite du serpent

sur une surface carrée de 1 cm de coté, la résolution était trop faible pour produire une image à proprement parler. Une approche statistique a été choisie pour évaluer le degré de vascularisation de la lésion. Nous avons pour chaque mesure comparé le moment d’ordre 0 du spectre acquis des 25 pixels centraux à celui des 200 pixels externes.

Des séries de mesures réalisées dans les services dermatologiques des hôpitaux de Modène et de Barcelone associés au projet ont permis de faire une ébauche de l’évaluation de l’intérêt du capteur pour la détection de lésion cancérigènes de la peau. Si les premiers résultats, obtenus sur une série limitée de mesures, semblent conforter l’idée que le capteur fournit une information sur la malignité de la lésion observée comme on peut le constater sur les graphes de la figure 4.7, le traitement de l’ensemble des données acquises par les praticiens n’a pas à ce jour démontré la plus-value du système de mesure proposé.

Plusieurs tentatives d’explication peuvent justifier ce résultat décevant.

Tout d’abord, le capteur par réinjection optique est comme tout interféromètre, très sensible à la variation de la distance entre la cible et la source laser. Or dans le contexte d’une application in situ, malgré les avertissements répétés auprès des praticiens, de forts doutes persistent sur l’attention qui a été portée à la stabilité du dispositif pendant les presque deux minutes de mesure. Un nombre important de mesures sont en effet marqués de très fortes franges dues à ces vibrations.

Ensuite, l’hypothèse de base de la mesure proposée stipule que la lésion est au centre de la zone de mesure. Or malgré le guidage d’un anneau collé sur la peau du patient, il n’est pas certain que la lésion se soit systématiquement retrouvée à la bonne position, en particulier dans les zones difficiles d’accès où la planéité de la peau ne permettait pas un placement optimal.

En conclusion, et même si les résultats restent à ce jour en deça des attentes, il me semble évident que le système d’imagerie Doppler par réinjection optique est incomparable au niveau de sa compacité par rapport aux autres systèmes permettant d’obtenir ce genre de mesure (imagerie Doppler traditionnelle par ultra-sons par exemple). Sa portabilité est

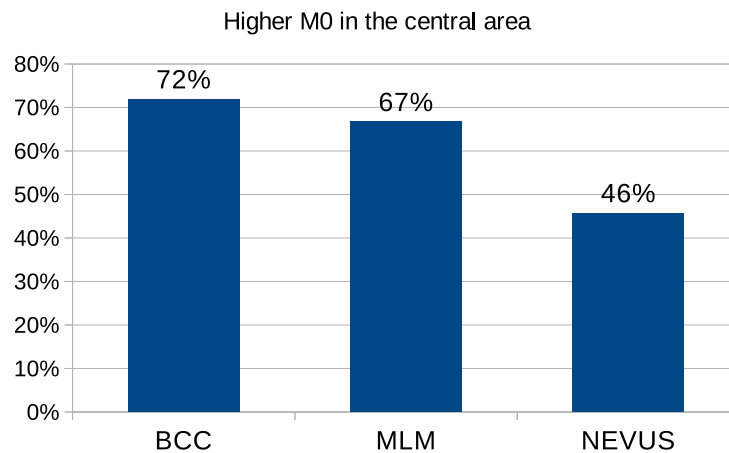


FIGURE 4.7 – Estimation de l’augmentation de la vascularisation autour de la lésion pour 3 types de lésion : Carcinomes (BCC), Mélanomes (MLM) et Nevus

aujourd’hui démontrée et, moyennant une meilleure gestion des problématiques de vibrations, cet outil pourrait être un magnifique atout dans la prévention ou l’analyse dans le domaine de la dermatologie. Le traitement des vibrations pourra être réalisé par voie mécanique, par synchronisation de la mesure avec l’électrocardiogramme du patient (comme cela est déjà pratiqué dans d’autres systèmes d’imagerie médicale) ou plus simplement par un meilleur traitement du signal qui permettrait tout en gardant suffisamment d’information de supprimer les franges issues de la vibration.

4.2.2 Cytométrie en flux

Dans le cadre de la collaboration avec Epsiline, nous avons réalisé la mesure de la vitesse de particules uniques circulant dans l’air. Dans l’application anémométrie, la taille de ces particules varie de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres et rappelons que la distance d’opération est d’environ 10 mètres.

Ce résultat m’a donné l’intuition que dans un tout autre contexte et avec une distance d’opération beaucoup plus faible il était possible d’observer des particules uniques circulants dans un canal microfluidique. La thèse de Raul Da Costa Moreira soutenue récemment (6 juin 2019) a posé les bases de ce qui pourrait devenir un nouveau système de cytométrie en flux.

À l’heure actuelle, le capteur est capable de détecter des particules uniques en écoulement dans un canal microfluidique de section rectangulaire 100x350 μm . Les particules qui ont été testées sont des sphères de polystyrène dont le diamètre est contrôlé. La démonstration de la détection a été faite pour des diamètres allant de 200 nm à 47 μm . Un algorithme de reconnaissance de burst de signal Doppler a permis d’automatiser la détection afin que sur une plage de mesure de plus de deux heures, quelques éléments uniques puissent être observés.

Afin de valider la nature de la mesure, c’est à dire de savoir si les événements observés correspondent effectivement à des particules passant dans le volume de mesure, nous avons

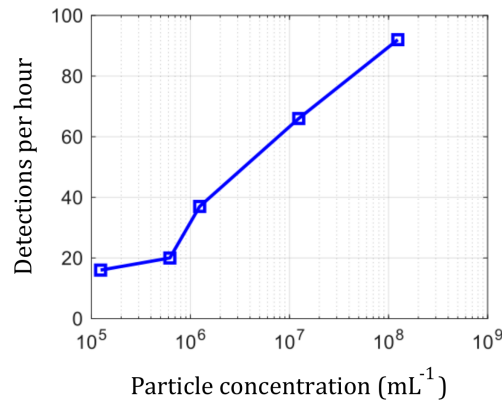


FIGURE 4.8 – Augmentation du taux de détection pour des sphères de polystyrène de diamètre 196 nm en fonction de la concentration

fait varier la dilution à partir d'une solution mère. Les résultats de la figure 4.8 montrent clairement le lien entre la dilution et le taux de détection des bursts Doppler.

À ce stade, il n'est pas démontré que l'information portée par le burst Doppler puisse fournir autre chose que l'information sur la vitesse de la particule. En effet dans l'état actuel, nous observons une forte variabilité des bursts Doppler mesurés pour une particule de diamètre donné et à un débit fixe dans un canal donné. Le chemin vers un dispositif de cytométrie en flux, c'est à dire un outil capable de caractériser la particule détectée par sa taille ou sa nature, nécessite de relever plusieurs défis expérimentaux :

- la maîtrise du volume de mesure : celui-ci est pour l'instant déterminé par le dispositif optique et reste relativement primaire (1 ou 2 lentilles) réalisant un point focal dont la longueur de Rayleigh est proche ou supérieure aux dimensions du canal.
- la maîtrise de la vitesse des particules : compte tenu de l'extension du volume de mesure, le capteur détecte des particules de vitesse très faible (à proximité d'un des mur du canal) comme à vitesse maximale (au centre du canal). Une solution envisageable serait d'utiliser un système microfluidique permettant la focalisation de l'écoulement porteur au centre du canal. Diverses solutions ont été proposées récemment [75]-[78] avec des solutions variées pour la même problématique (voir pour exemple les solutions de la figure 4.9).

Par ailleurs, la mesure optique pourrait être avantageusement couplée à une mesure d'une autre nature, électromagnétique par exemple. Dans ce sens, des discussions récentes avec des chercheurs de l'Institut Fresnel ont relevé l'intérêt possible d'un couplage de l'outil *Epsimu* avec le capteur à réinjection optique. *Epsimu* est un système permettant de facilement caractériser la permittivité et la perméabilité de divers matériaux, initialement dédié aux matériaux solides mais dont les évolutions permettent une mesure en milieu liquide [79]. Ce capteur partage avec le capteur par réinjection optique la compacité, la facilité de mise en œuvre et un coût réduit pour un système de mesure de hautes performances. Le couplage des deux systèmes est donc très prometteur pour un grand nombre d'applications allant de la détection de polluants à diverses applications biomédicales impliquant des flux en circulation *ex vivo*.

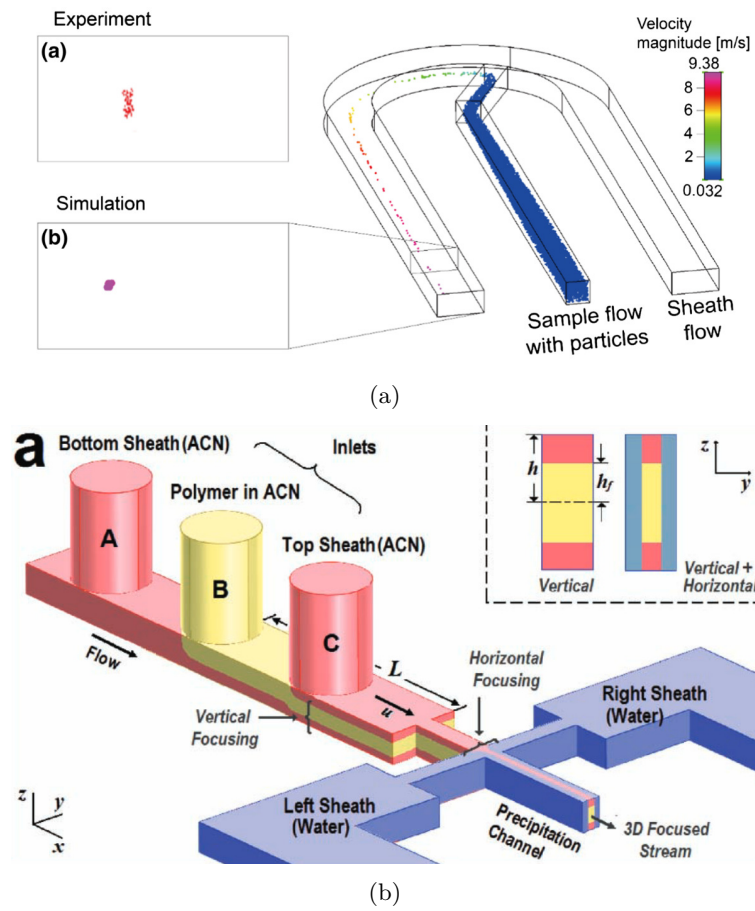


FIGURE 4.9 – Solution de focalisation hydrodynamique dans une puce microfluidique (a) Puce en U - résultats de simulation et expérimentaux [78] (b) à entrée multiples permettant une focalisation horizontale et verticale [75]

4.3 Opto-acoustique

La démonstration de faisabilité d'un imageur acoustique par réinjectin optique dans une diode laser [46] a éveillé un fort intérêt dans diverses communautés scientifiques et les discussions entamées laissent entrevoir des domaines de recherches importants pour le capteur par réinjection.

4.3.1 Métamatériaux

Le premier domaine où un imageur acoustique est d'intérêt est le domaine des métamatériaux acoustiques. Dans ces matériaux structurés, il est difficile voire impossible de réaliser une mesure du champ acoustique qui s'y propage. Or cette mesure est essentielle pour interpréter le phénomène propagatif induit par le métamatériau. Si dans une première étude nous avons montré l'intérêt du capteur pour un métamatériau réalisant une lentille de focalisation acoustique [80], la mesure réalisée fournit principalement de l'information sur l'onde acoustique en sortie de la structure (voir figure 4.10). On observe toutefois sur la figure 4.10(b) que des niveaux de pression variables sont observés à l'intérieur de la structure en réseau de bille qui réalise le métamatériau. À ce stade, aucune étude n'a été menée sur le champ dans le réseau et l'on sent pourtant bien que moyennant une meilleure résolution spatiale et un modèle adéquat de l'interaction entre le faisceau optique et l'onde acoustique (rappelons que la mesure est en fait l'intégration de la variation d'indice sur le chemin optique - équations (3.12) à (3.14)) une précieuse information pourrait être extraite de ce type de mesure.

Un bon exemple est en cours de validation cette fois dans une structure en deux dimensions réalisant une cape d'invisibilité acoustique [81] développée au sein de l'Institut Fresnel. La cape se présente sous la forme d'un disque duquel émergent des plots dont la taille et l'espacement augmentent à mesure qu'ils s'éloignent du centre du disque. Le centre du disque est laissé libre afin d'y disposer l'objet qui doit être invisibilisé. Nous avons réalisé des mesures (images) en dehors de la cape (avant et après) mais également, car cette structure le permet, à l'intérieur de la cape en disposant un film réfléchissant sur le disque. Un exemple de mesure est visible sur la figure 4.11. Cette mesure permet de visualiser clairement l'effet d'invisibilisation puisque la réflexion de l'onde sur la structure est quasi inexistante et que sa propagation au-delà de la cape n'est que très faiblement altérée, mais elle permet également de voir qu'au centre de la cape, des ondes acoustiques de forte intensité sont présentes et qu'un phénomène de résonance acoustique semble être observé.

Dans un futur proche, l'étude de la propagation au sein d'une structure de type métamatériau acoustique grâce au capteur par réinjection sera d'un très grand intérêt pour ce domaine de recherche. Des structures à trois dimensions plus complexes et spécifiquement élaborés pour que ce capteur puisse sonder le comportement acoustique interne pourront être développées afin de démontrer de nouveaux concepts.

C'est en particulier avec cette objectif de métamatériaux en 3D que nous sommes en train de développer une méthodologie d'imagerie acoustique en 3D basée sur le principe de la tomographie. La cavité externe réalisée par le miroir et la source laser est montée sur un support un forme de U, vissé sur deux axes de translation et une platine de rotation dont l'axe est perpendiculaire à l'axe optique et passe par le milieu de la cavité externe (voir figure 4.12).

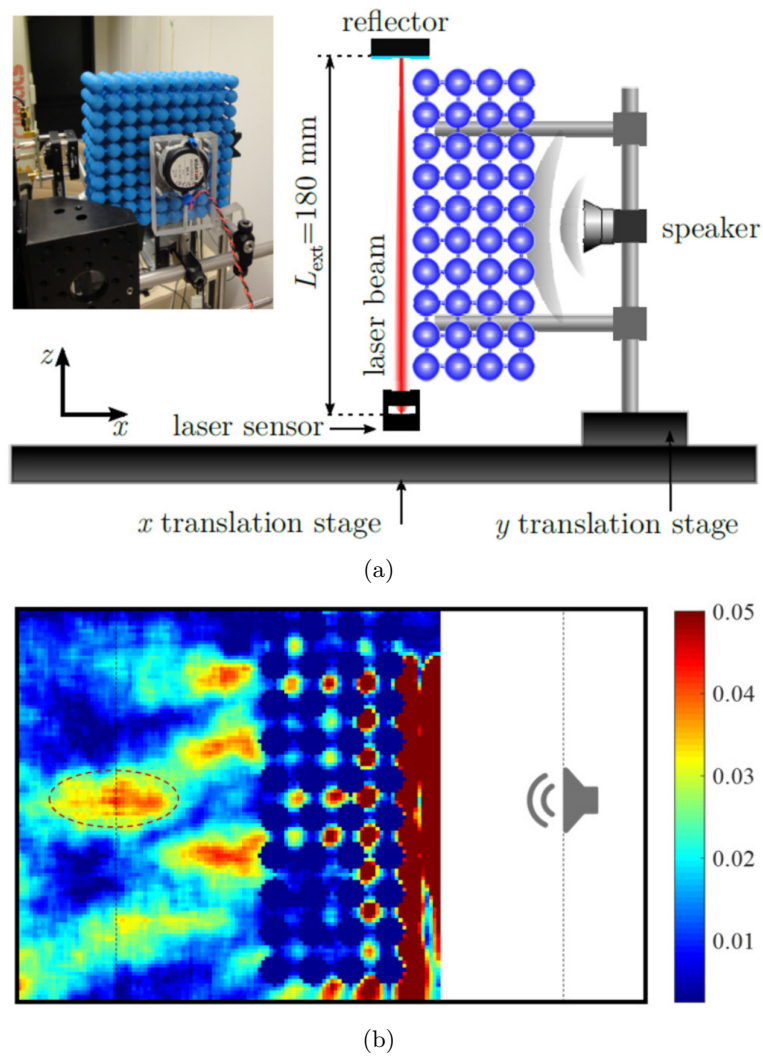


FIGURE 4.10 – Caractérisation du champ de pression acoustique produit par une lentille acoustique plate réalisée par un métamatériau hyperbolique [80] (a) Montage expérimental (b) Une mesure démontrant l'effet de focalisation acoustique

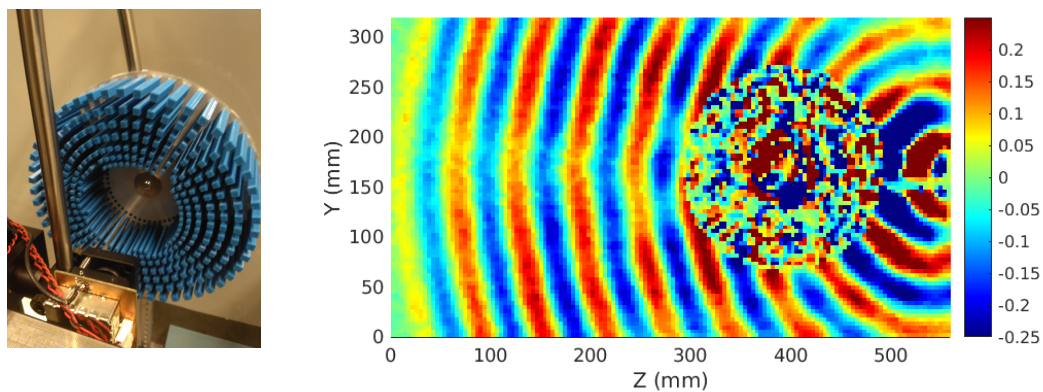


FIGURE 4.11 – Mesure du champ acoustique à l’extérieur et à l’intérieur d’une structure métamatériau réalisant une cape d’invisibilité acoustique. À gauche photographie du montage expérimental, à droite mesure réalisée avec le capteur par réinjection optique

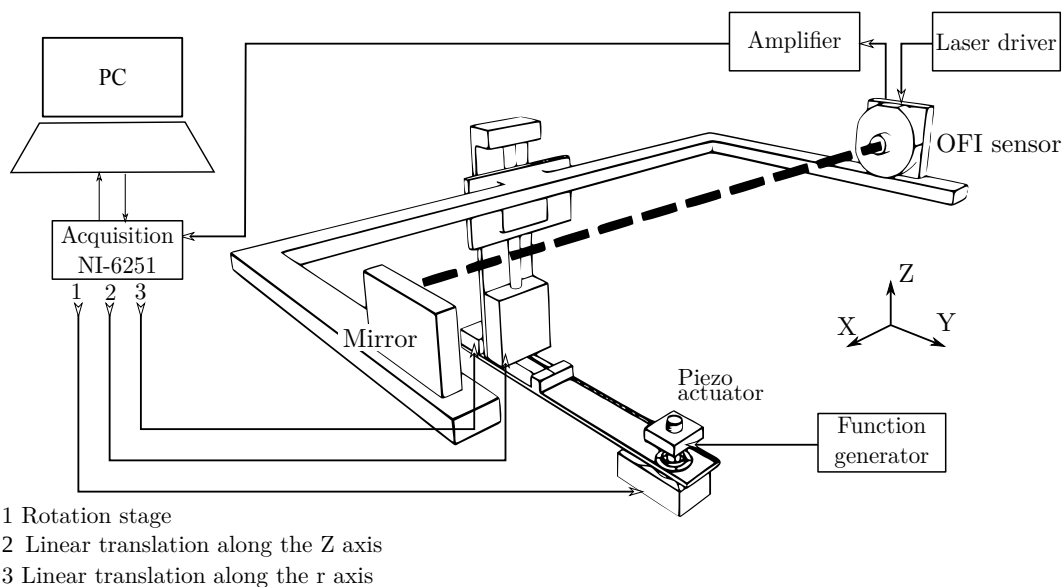


FIGURE 4.12 – Banc de mesure d’une onde acoustique en 3 dimension

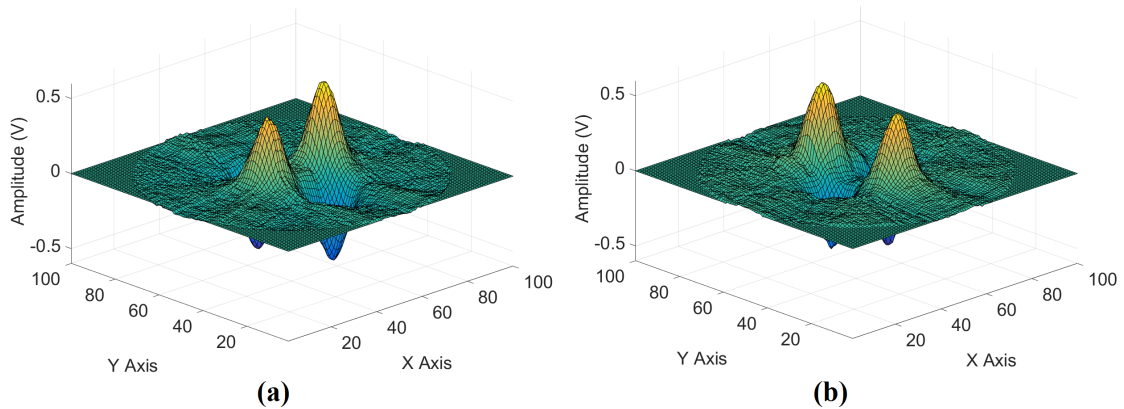


FIGURE 4.13 – Exemple d’une image en coupe de l’onde acoustique produite par deux actuateurs piezo-électriques coplanaires excités en phase par un signal sinusoïdal à 40 kHz

Ce dispositif breveté [82] permet de réaliser des images de coupe de la variation de pression produite par l’onde acoustique. À titre d’exemple du résultat obtenu, la figure 4.13 présente l’onde produite par deux sources ultrasoniques (actuateurs piezo-électriques à 40 kHz) excités par le même signal sinusoïdal produisant deux ondes en phases. Sur cette figure, la mesure a été effectuée à environ 1 mm de la surface vibrantes des actuateurs de manière à ce que les deux sources soient clairement identifiables et la figure 4.13(b) est mesurée une demi-période acoustique après 4.13(a) de sorte que les deux images représentent l’onde acoustique avec un déphasage de π . La qualité de ces images montre l’étendue des progrès en cours dans le domaine de l’imagerie acoustique par un capteur à réinjection optique.

4.3.2 Détonique

Dans un tout autre domaine, le capteur par réinjection optique associé à l’effet opto-acoustique présente un avantage important grâce à sa très grande dynamique de travail. En effet, s’il est rapidement limité aux faibles niveaux sonores, il est en revanche capable de détecter des niveaux de variation de pression bien au-delà du régime acoustique. D’après le modèle proposé par Ciddor [45], dans des conditions de température et d’humidité normales, pour une cavité externe de 10 cm de long, une frange d’interférence avec un laser de longueur d’onde télécom (1550 nm) correspond à une variation de pression de 25 mbar soit 161 dB (par référence à 20 μ bar). Bien sûr le capteur n’est pas limité au régime linéaire (c’est à dire au régime où la variation de pression produit une variation de la tension de sortie du capteur à son image), mais il est tout à fait possible de calculer des variations de pression plus élevées par comptage de franges ou par une méthode combinant le comptage de franges et la variation linéaire. La détonique, l’étude des explosifs et de leurs effets, est un domaine où de très larges variations de pression se propagent avec des temps de montée du front d’onde très courts. Naturellement les capteurs susceptibles de mesurer ces phénomènes sont rares et le capteur par réinjection optique pourrait être une solution avantageuse.

L’adaptation du capteur au domaine de la détonique ne sera toutefois pas des plus aisées compte tenu de la complexité des phénomènes à observer. À de telles variations de pression,

température et humidité sont également soumises à de fortes variations qui ont un fort impact sur l'indice de réfraction. Il faut par ailleurs noter que le modèle de Ciddor est un modèle statique, qui ne prend pas en compte les aspects dynamiques et que le domaine de validité d'après Ciddor lui-même ne dépasse pas 1,4 bar.

Une étude prospective est actuellement en cours avec le CEA (Centre à l'Énergie Atomique) pour déterminer l'apport que le capteur par réinjection optique pourra apporter au domaine de la détonique.

4.3.3 Systèmes auditifs des insectes et des plantes

J'ai souhaité conclure cette prospective sur les applications opto-acoustique du capteur par réinjection là où tout avait commencé et où sans nul doute, je finirai par l'y amener. C'est en effet la rencontre avec le professeur Daniel Robert qui m'a poussé à aventurer mon objet d'étude vers le domaine opto-acoustique où personne ne l'avait éprouvé.

Daniel Robert, bio-mécanicien de l'université de Bristol, est un spécialiste mondialement reconnu des systèmes auditifs des insectes (voir figure 4.14 pour le cas particulier du criquet arboricole) et des plantes qui publie régulièrement dans *Science* [83] ou *Nature* [84]. Il a pris contact avec nous car il avait une problématique de développement d'un capteur acoustique qu'il lui fut possible d'emmener avec lui dans la jungle des caraïbes afin d'observer les sons émis et reçu par des criquets à des fins de communications. La nature de ces sons, et surtout la mécanique associée à leur émission et à leur réception est pour partie un mystère dont la compréhension est très importante pour la préservation des insectes car ce mode de transmission est associé à la fois à des problématiques de reproduction et à leur gestion des risques imminents comme la présence d'un prédateur. Mais cette compréhension a aussi des enjeux pour le biomimétisme, car les systèmes auditifs semblent avoir des performances remarquables associées à des dimensions très faibles comparés aux systèmes microphoniques actuellement disponibles.

Je suis actuellement persuadé que le capteur par réinjection dans le domaine acoustique peut montrer le meilleur de ses avantages intrinsèques, c'est à dire sa compacité et surtout son embarquabilité qui n'a pas d'égal dans le monde des capteurs interférométriques. En effet, si dans les applications pour les métamatériaux ou la détonique, l'avantage du capteur par réinjection n'est que marginal (il est surtout moins cher et plus compact qu'un système optique de type Polytech), dans le domaine du vivant, la nécessité d'utiliser le capteur *in situ* est critique et élimine de facto tout autre système optique pour l'acoustique tels qu'ils existent aujourd'hui. J'ai d'ailleurs été conforté dans cette idée car la première citation du papier séminal écrit avec Bertling [46] provient d'un article publié dans *Nature* par Andréa Thiebaut du département de zoologie de la Nelson Mandela Metropolitan University et dont le sujet traite de la communication acoustique des oiseaux marins [86] !

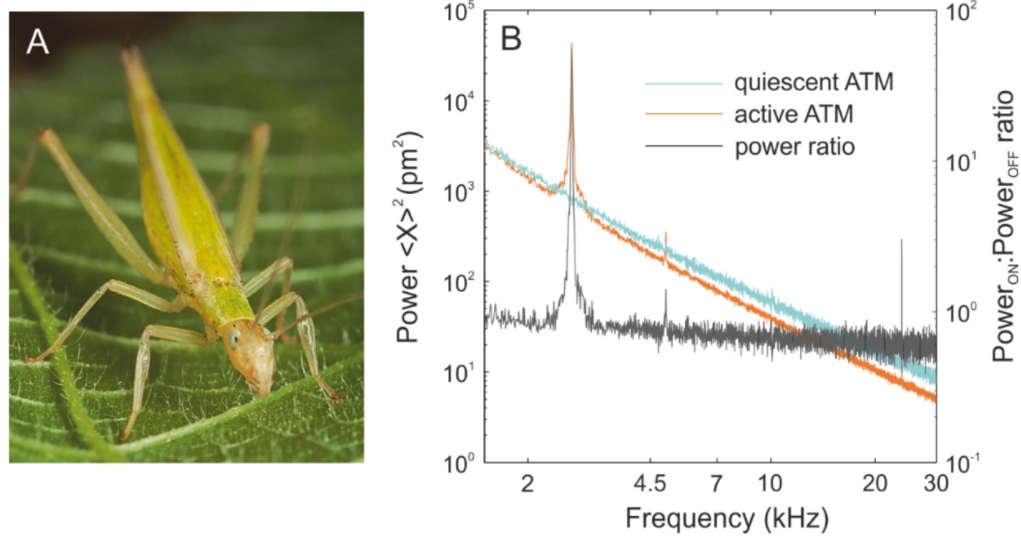


FIGURE 4.14 – Illustration de la problématique auditive du criquet (*Oecanthus henryi*) [85]
A : Photographie d'une femelle *Oecanthus henryi* dont la membrane auditive (ATM pour « anterior tympanal membrane ») est située sur la partie antérieure de la patte et sa dimension est d'environ 150 μm . **B** : Réponse vibratoire observée dans le domaine fréquentiel de la membrane auditive. La courbe bleue (quiescent ATM) représente la membrane non excitée et la courbe orange (active ATM) représente la réponse de la membrane à une excitation monotone. La courbe grise (power ratio) représente le rapport des deux mesures précédentes

CONCLUSION

Dans ce manuscrit en vue d'obtenir l'habilitation à diriger des recherches, j'ai recensé sur la base de mes diverses publications les principaux résultats que j'ai pu obtenir depuis que j'ai intégré l'équipe OASIS du LAAS-CNRS qui à l'époque s'appelait encore le LEN7. À cette époque, donc il y a plus de 10 ans, le capteur par réinjection optique semblait centré sur la mesure de vibrations et la vélocimétrie qui avait initialement son succès semblait un sujet dont les principales problématiques avaient été traitées. Surtout, le capteur par réinjection était presque exclusivement utilisé sur des cibles « dures » c'est à dire des pièces métalliques, du bitume, etc... Ma principale contribution à mon domaine de recherche a été, au cours de ces quelques dix années, d'étendre le champ d'application du capteur par réinjection à la mesure dans les fluides sous deux formes différentes : les liquides en écoulement, principalement à micro-échelle, et la compression des gaz sous l'effet d'onde de pression acoustique. Dans ces deux domaines certains des résultats que j'ai obtenus restent à ce jour inégalés : en particulier la mesure d'un profil d'écoulement en microfluidique, la détection de nano-particules uniques ou la réalisation d'une image de la propagation d'une onde acoustique en 2D et même en 3D.

Ces avancées, dans des domaines où les cibles sont faiblement coopératives et où les grandeurs à mesurer sont très faibles ont été rendues possibles grâce à des avancées dans la compréhension du phénomène physique de réinjection dans une diode laser. En effet, ayant initialement une culture de physicien du laser et peu d'expérience en métrologie, je me suis attaché à comprendre et développer la méthode d'acquisition du signal interférométrique notamment en utilisant des sources laser qui n'était pas ou peu utilisées (des VCSELS dont mes travaux de thèse m'avaient donné une bonne connaissance) et en démontrant la possibilité d'utiliser la tension de la diode plutôt que le courant photodéfecté par une photodiode.

Très rapidement, j'ai étendu le champ d'applications du capteur par réinjection à des applications dans les fluides en me recentrant sur la mesure de la vitesse. En collaboration avec le LGC et l'IMFT, une méthodologie pour utiliser le capteur par réinjection dans des canaux microfluidique a été développée. Cette activité est toujours dynamique et elle a donné lieu à 4 thèses de doctorats. À ce jour, nous avons été capables de mesurer le profil de vitesse dans un canal microfluidique, d'identifier l'interface entre deux fluides immiscibles en écoulement dans un canal microfluidique. Nous avons ensuite développé, un système optique

permettant de grandement améliorer la sensibilité du capteur dans les fluides par l'addition de lentilles intégrées sur la diode laser et/ou sur la puce microfluidique. Nous sommes en train de démontrer la possibilité de détecter et surtout de discriminer des nano-particules en écoulement ce qui pourrait être un pas important pour le déploiement du capteur par réinjection compte tenu de l'importance que ces particules sont amenées à prendre pour des raisons sanitaires.

Il est important de noter que, aussi bien pour ce qui concerne l'étude de la réinjection dans les VCSELS que pour la mesure d'écoulement microfluidique, une bonne partie des recherches menées l'a été en collaboration avec l'équipe du professeur Rakić de l'université du Queensland. Ce point est majeur à mes yeux car j'ai toujours trouvé très bénéfique l'interaction avec d'autres chercheurs qu'ils soient du même domaine de recherche comme avec le Pr. Rakić ou dans un domaine complètement transverse comme la microfluidique pour le génie chimique avec Laurent Prat (Pr.) et Karine Loubière (DR) du LGC par exemple.

C'est d'ailleurs, lors de discussions avec un bio-mécanicien, spécialiste des systèmes auditifs des insectes et des plantes, le professeur Daniel Robert de l'université de Bristol, que m'est venue l'idée de déployer le capteur par réinjection dans le domaine acoustique. J'ai demandé à mes collègues du Queensland de travailler avec moi sur ce sujet qui a pris une importance grandissante dans mes activités de recherche et qui m'amène aujourd'hui à travailler avec les chercheurs de l'Institut Fresnel et de l'Imperial College sur la conception et la caractérisation de métamatériaux acoustiques.

Un autre aspect important de mon travail de chercheur est la relation avec les entreprises qui permet le transfert des technologies développées en laboratoire. Depuis que je suis maître de conférence à Toulouse INP, j'ai collaboré avec divers grands groupes (Xerox, Philips, ACOEM) ou avec de plus petits (Pixience, Formulation,..) mais l'expérience la plus enrichissante a sans aucun doute été ma participation à l'aventure Epsiline. Cette start-up a été créée sur la base du capteur à réinjection optique développé par l'équipe et pour une application d'anémométrie laser. Ayant suivi dès le début son développement, j'ai ensuite été consultant et aujourd'hui encore je m'attache à entretenir des relations de collaboration scientifique avec cette entreprise. Si le pari industriel est encore loin d'être gagné, le pari scientifique qui consistait à développer de toute pièce un anémomètre par réinjection optique a lui était parfaitement relevé et toutes les spécifications ont été satisfaites par le produit qui est actuellement commercialisé.

Au delà des publications et des autres gratifications de la vie du chercheur, je considère ma participation à cette aventure comme un accomplissement personnel. Fort de cette expérience, aujourd'hui à la responsabilité de l'équipe OASIS, je me projette scientifiquement et humainement vers une recherche basée sur de solides fondamentaux scientifiques et en interaction vivante avec le monde industriel, construite autour de collaborations scientifiques au sein de l'équipe et surtout au-delà (avec le Queensland, l'Institut Fresnel et d'autres). Enfin je n'oublie pas ce qui est l'objet même de ce document, c'est à dire la direction de jeunes chercheurs doctorants, post-doctorants et jeune maîtres de conférences que j'associerai, comme je le faisais sans y être habilité jusque-là, à mes futurs travaux de recherche.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *J. of Quan. Electron.*, vol. QE-16, pp. 347–355, March 1980.
- [2] S. Donati and G. Giuliani, *Unlocking Dynamical Diversity - Optical feedback effects on semiconductor lasers*. Wiley, 2005.
- [3] J. El Assad, T. Bosch, and G. Plantier, "A self-mixing relative displacement sensor subject to strong feedback," in *Lasers and Electro-Optics Society, 2007. LEOS 2007. The 20th Annual Meeting of the IEEE*, pp. 19–20, Oct 2007.
- [4] L. Campagnolo, *Optical Feedback Interferometry sensing technique for flow measurements in microchannels*. PhD thesis, Université de Toulouse - INP, 2013.
- [5] C. Bes, G. Plantier, and T. Bosch, "Displacement measurements using a self-mixing laser diode under moderate feedback," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 55, pp. 1101–1105, Aug 2006.
- [6] U. Zabit, T. Bosch, and F. Bony, "Adaptive transition detection algorithm for a self-mixing displacement sensor," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 9, pp. 1879–1886, Dec 2009.
- [7] U. Zabit, F. Bony, T. Bosch, and A. Rakic, "A self-mixing displacement sensor with fringe-loss compensation for harmonic vibrations," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 22, pp. 410–412, March 2010.
- [8] U. Zabit, O. Bernal, and T. Bosch, "Self-mixing laser sensor for large displacements : Signal recovery in the presence of speckle," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 13, pp. 824–831, Feb 2013.
- [9] U. Zabit, O. Bernal, and T. Bosch, "Design and analysis of an embedded accelerometer coupled self-mixing laser displacement sensor," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 13, pp. 2200–2207, June 2013.
- [10] O. Bernal, U. Zabit, and T. Bosch, "Study of laser feedback phase under self-mixing leading to improved phase unwrapping for vibration sensing," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 13, pp. 4962–4971, Dec 2013.
- [11] A. L. Arriaga, F. Bony, and T. Bosch, "Speckle-insensitive fringe detection method based on hilbert transform for self-mixing interferometry," *Appl. Opt.*, vol. 53, pp. 6954–6962, Oct 2014.

BIBLIOGRAPHIE

- [12] R. Kliese, T. Taimre, A. A. A. Bakar, Y. L. Lim, K. Bertling, M. Nikolić, J. Perchoux, T. Bosch, and A. D. Rakić, “Solving self-mixing equations for arbitrary feedback levels : a concise algorithm,” *Appl. Opt.*, vol. 53, pp. 3723–3736, Jun 2014.
- [13] S. Donati, “Developing self-mixing interferometry for instrumentation and measurements,” *Laser Photonics Review*, vol. 2011, pp. 1–25, 2011.
- [14] T. Bosch, C. Bes, L. Scalize, and G. Plantier, “Optical feedback interferometry,” *Encyclopedia of Sensors*, vol. X, pp. 1–20, 2005.
- [15] X. Raoul, T. Bosch, G. Plantier, and N. Servagent, “A double-laser diode onboard sensor for velocity measurements,” *IEEE Tran. on Instr. and Meas.*, vol. 53, pp. 95–101, February 2004.
- [16] N. Servagent, T. Bosch, and M. Lescure, “A laser displacement sensor using the self-mixing effect for modal analysis and defect detection,” *IEEE Tran. on Instr. and Meas.*, vol. 46, pp. 847–850, August 1997.
- [17] L. Scalize, T. Yu, G. Giuliani, G. Plantier, and T. Bosch, “Self-mixing laser diode velocimetry : Application to vibration and velocity measurement,” *IEEE Tran. on Instrum. and Meas.*, vol. 53, pp. 223–232, February 2004.
- [18] G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, and T. Bosch, “Laser diode self-mixing technique for sensing applications,” *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 4, pp. 283–294, November 2002.
- [19] A. Harland, J. Petzing, J. Tyrer, C. Bickley, S. Robinson, and R. Preston, “Application and assessment of laser doppler velocimetry for underwater acoustic measurements,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 265, no. 3, pp. 627 – 645, 2003.
- [20] G. Giuliani, S. Bozzi-Pietra, and S. Donati, “Self-mixing laser diode vibrometer,” *Measurement Science and Technology*, vol. 14, no. 1, p. 24, 2003.
- [21] A. Pruijboom, S. Booi, M. Schemmann, K. Werner, P. Hoeven, H. Van Limpt, S. Intemann, R. Jordan, F. T., H. Oppermann, and M. Barge, “Vcsel-based miniature laser-self-mixing interferometer with integrated optical and electronic components,” in *Photonics Packaging, Integration, and Interconnects IX* (R. T. C. Alexei L. Glebov, ed.), vol. 7221, SPIE, 2009.
- [22] F. Gouaux, N. Servagent, and T. Bosch, “Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer,” *Appl. Opt.*, vol. 37, pp. 6684–6689, October 1998.
- [23] K. Bertling, J. R. Tucker, and A. D. Rakić, “Optimum injection current waveform for a laser range finder based on the self-mixing effect,” in *SPIE*, vol. 5277, pp. 334–345, SPIE, 2004.
- [24] R. Teyseyre, F. Bony, J. Perchoux, and T. Bosch, “Laser dynamics in sawtooth-like self-mixing signals,” *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 3771–3773, Sep 2012.
- [25] A. Rissons, J. Perchoux, and J.-C. Mollier, “Small signal and noise circuit model of vertical-cavity surface-emitting laser (vcsel) arrays for short range optomicro-wave links,” in *Microwave Photonics, 2003. MWP 2003 Proceedings. International Topical Meeting on*, pp. 211–214, IEEE, 2003.
- [26] A. Rissonsa, J. Perchoux, J.-C. Molliera, and M. Grabherrb, “Noise and signal modeling of various vcsel structures,” *Proceedings of SPIE Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers VIII*, vol. 5364, pp. 81–91, 2004.

- [27] J. Perchoux and J.-C. Molliér, “Two-mode model of a 850 nm vcsel with non-linear gain for optical-links phase-noise determination,” in *Lasers and Electro-Optics Europe, 2005. CLEO/Europe. 2005 Conference on*, p. 141, IEEE, 2005.
- [28] J. Perchoux, A. Rissons, and J.-C. Molliér, “Multimode vcsel model for wide frequency-range rin simulation,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 1, pp. 162–169, 2008.
- [29] J. Perchoux and T. Bosch, “Multimode vcsels for self-mixing velocity measurements,” in *Sensors, 2007 IEEE*, pp. 419–422, IEEE, 2007.
- [30] R. S. Matharu, *Temperature effects in self-mixing sensors*. PhD thesis, ITEE, The University of Queensland, 2012.
- [31] R. S. Matharu, J. Perchoux, R. Kliese, Y. L. Lim, and A. D. Rakić, “Maintaining maximum signal-to-noise ratio in uncooled vertical-cavity surface-emitting laser-based self-mixing sensors,” *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 3690–3692, September 2011.
- [32] J. Al Roumy, *Analysis of the different signal acquisition schemes of an optical feedback based laser diode interferometer*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2016.
- [33] C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley-VCH, 1983.
- [34] O. Zamama, R. Teyseyre, and J. Perchoux, “Device for determining wind speed comprising a plurality of laser sources,” Apr. 15 2013. US Patent App. 14/395,026.
- [35] J. Perchoux, A. Quotb, R. Atashkhoei, F. J. Azcona, E. E. Ramírez-Miquet, O. Bernal, A. Jha, A. Luna-Arriaga, C. Yanez, J. Caum, *et al.*, “Current developments on optical feedback interferometry as an all-optical sensor for biomedical applications,” *Sensors*, vol. 16, no. 5, p. 694, 2016.
- [36] L. Büttner, C. Skupsch, J. König, and J. W. Czarske, “Optic simulation and optimization of a laser doppler velocity profile sensor for microfluidic applications,” *Optical Engineering*, vol. 49, no. 7, p. 073602, 2010.
- [37] S. T. Wereley and C. D. Meinhart, “Recent advances in micro-particle image velocimetry,” *Annual review of fluid mechanics*, vol. 42, pp. 557–576, 2010.
- [38] R. Atashkhoei, E. E. Ramírez-Miquet, R. da Costa Moreira, A. Quotb, S. Royo, and J. Perchoux, “Optical feedback flowmetry : Impact of particle concentration on the signal processing method,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 18, no. 4, pp. 1457–1463, 2018.
- [39] E. E. Ramírez-Miquet, A. L. Arriaga, A. Quotb, O. Sotolongo-Costa, and J. Perchoux, “In-situ measurement of non-steady flows using optical feedback interferometry,” in *Industrial Technology (ICIT), 2015 IEEE International Conference on*, pp. 1469–1473, IEEE, 2015.
- [40] L. Campagnolo, M. Nikolić, J. Perchoux, Y. L. Lim, K. Bertling, K. Loubière, L. Prat, A. D. Rakić, and T. Bosch, “Flow profile measurement in microchannel using the optical feedback interferometry sensing technique,” *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 14, no. 1-2, pp. 113–119, 2013.
- [41] E. Weinstein, K. Steele, A. Agarwal, and J. Glass, “A 1200 - Node Modular Microphone Array and Beamformer for Intelligent Computing Spaces,” tech. rep., Massachusetts Institute of Technology Computer Science and Artificial Intelligence Laboratory, 12 2004.

BIBLIOGRAPHIE

- [42] Y. Oikawa, T. Hasegawa, Y. Ouchi, Y. Yamasaki, and Y. Ikeda, “Visualization of sound field and sound source vibration using laser measurement method,” *Proc. Int. Congr. Acoust. (ICA '10)*, p. 898, 2010.
- [43] L. Zipser, H. Franke, E. Olsson, N.-E. Molin, and M. Sjö Dahl, “Reconstructing two-dimensional acoustic object fields by use of digital phase conjugation of scanning laser vibrometry recordings,” *Applied optics*, vol. 42, no. 29, pp. 5831–5838, 2003.
- [44] A. Torras-Rosell, S. Barrera-Figueroa, and F. Jacobsen, “Sound field reconstruction using acousto-optic tomography,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 131, no. 5, pp. 3786–3793, 2012.
- [45] P. E. Ciddor, “Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared,” *Appl. Opt.*, vol. 35, pp. 1566–1573, Mar 1996.
- [46] K. Bertling, J. Perchoux, T. Taimre, R. Malkin, D. Robert, A. D. Rakić, and T. Bosch, “Imaging of acoustic fields using optical feedback interferometry,” *Optics express*, vol. 22, no. 24, pp. 30346–30356, 2014.
- [47] P. F. Urgiles Ortiz, J. Perchoux, A. L. Arriaga, F. Jayat, and T. Bosch, “Visualization of an acoustic stationary wave by optical feedback interferometry,” *Optical Engineering*, vol. 57, no. 5, p. 051502, 2018.
- [48] F. Urgiles, J. Perchoux, and T. Bosch, “Characterization of acoustic sources by optical feedback interferometry,” *Proceedings*, vol. 1, no. 4, 2017.
- [49] G. Plantier, C. Bes, and T. Bosch, “Behavioral model of a self-mixing laser diode sensor,” *J. Quan. Electron.*, vol. 41, pp. 1157–1167, September 2005.
- [50] M. Veng, J. Perchoux, and F. Bony, “Fringe disappearance in self-mixing interferometry laser sensors : Model and application to the absolute distance measurement scheme,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 19, pp. 5521–5528, July 2019.
- [51] L. Le Barbier, *Theoretical study of laser feedback interferometry for dynamical material's behaviour studies*. PhD thesis, Université de Toulouse - INP, 2017.
- [52] P. Dean, Y. L. Lim, A. Valavanis, R. Kliese, M. Nikolić, S. P. Khanna, M. Lachab, D. Indjin, Z. Ikonić, P. Harrison, A. D. Rakić, E. H. Linfield, and A. G. Davies, “Terahertz imaging through self-mixing in a quantum cascade laser,” *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 2587–2589, Jul 2011.
- [53] P. Dean, A. Valavanis, S. P. Khanna, M. Lachab, D. Indjin, Z. Ikonic, P. Harrison, E. H. Linfield, A. Giles Davies, Y. L. Lim, R. Kliese, M. Nikolic, S. J. Wilson, and A. D. Rakic, “Terahertz sensing and imaging using a quantum cascade laser,” in *Sensors, 2011 IEEE*, pp. 51–54, oct. 2011.
- [54] P. Dean, A. Valavanis, J. Keeley, K. Bertling, Y. Leng Lim, R. Alhathloul, S. Chowdhury, T. Taimre, L. H. Li, D. Indjin, S. J. Wilson, A. D. Rakić, E. H. Linfield, and A. Giles Davies, “Coherent three-dimensional terahertz imaging through self-mixing in a quantum cascade laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 18, pp. –, 2013.
- [55] K. Bertling, Y. L. Lim, T. Taimre, D. Indjin, P. Dean, R. Weih, S. Höfling, M. Kamp, M. von Edlinger, J. Koeth, and A. D. Rakić, “Demonstration of the self-mixing effect in interband cascade lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 23, pp. –, 2013.
- [56] G. Agnew, A. Grier, T. Taimre, Y. Lim, M. Nikolić, A. Valavanis, J. Cooper, P. Dean, S. Khanna, M. Lachab, *et al.*, “Efficient prediction of terahertz quantum cascade laser

- dynamics from steady-state simulations,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 16, p. 161105, 2015.
- [57] P. Dean, J. Keeley, A. Valavanis, K. Bertling, Y. Lim, T. Taimre, R. Alhathloul, L. Li, D. Indjin, A. Rakić, *et al.*, “Active phase-nulling of the self-mixing phase in a terahertz frequency quantum cascade laser,” *Optics letters*, vol. 40, no. 6, pp. 950–953, 2015.
- [58] G. Agnew, A. Grier, T. Taimre, Y. L. Lim, K. Bertling, Z. Ikonić, A. Valavanis, P. Dean, J. Cooper, S. P. Khanna, *et al.*, “Model for a pulsed terahertz quantum cascade laser under optical feedback,” *Optics express*, vol. 24, no. 18, pp. 20554–20570, 2016.
- [59] G. Agnew, A. Grier, T. Taimre, K. Bertling, Y. L. Lim, Z. Ikonić, P. Dean, A. Valavanis, P. Harrison, D. Indjin, *et al.*, “Temperature-dependent high-speed dynamics of terahertz quantum cascade lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 4, pp. 1–9, 2016.
- [60] A. Grier, P. Dean, A. Valavanis, J. Keeley, I. Kundu, J. D. Cooper, G. Agnew, T. Taimre, Y. L. Lim, K. Bertling, *et al.*, “Origin of terminal voltage variations due to self-mixing in terahertz frequency quantum cascade lasers,” *Optics express*, vol. 24, no. 19, pp. 21948–21956, 2016.
- [61] X. Qi, I. Kundu, P. Dean, G. Agnew, T. Taimre, A. Valavanis, A. T. Grier, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. Indjin, *et al.*, “Mode selection and tuning mechanisms in coupled-cavity terahertz quantum cascade lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 4, pp. 1–12, 2017.
- [62] X. Qi, G. Agnew, I. Kundu, T. Taimre, Y. L. Lim, K. Bertling, P. Dean, A. Grier, A. Valavanis, E. H. Linfield, *et al.*, “Multi-spectral terahertz sensing : proposal for a coupled-cavity quantum cascade laser based optical feedback interferometer,” *Optics express*, vol. 25, no. 9, pp. 10153–10165, 2017.
- [63] J. Keeley, K. Bertling, P. Rubino, Y. Lim, T. Taimre, X. Qi, I. Kundu, L. Li, D. Indjin, A. Rakić, *et al.*, “Detection sensitivity of laser feedback interferometry using a terahertz quantum cascade laser,” *Optics Letters*, vol. 44, no. 13, pp. 3314–3317, 2019.
- [64] Y. L. Lim, K. Bertling, T. Taimre, T. Gillespie, C. Glenn, A. Robinson, D. Indjin, Y. Han, L. Li, E. H. Linfield, *et al.*, “Coherent imaging using laser feedback interferometry with pulsed-mode terahertz quantum cascade lasers,” *Optics express*, vol. 27, no. 7, pp. 10221–10233, 2019.
- [65] A. Rakić, T. Taimre, K. Bertling, Y. Lim, P. Dean, A. Valavanis, and D. Indjin, “Sensing and imaging using laser feedback interferometry with quantum cascade lasers,” *Applied Physics Reviews*, vol. 6, no. 2, p. 021320, 2019.
- [66] Y. L. Lim, P. Dean, M. Nikolic, R. Kliese, S. P. Khanna, M. Lachab, A. Valavanis, D. Indjin, Z. Ikonic, P. Harrison, E. H. Linfield, A. G. Davies, S. J. Wilson, and A. D. Rakic, “Demonstration of a self-mixing displacement sensor based on terahertz quantum cascade lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 8, p. 081108, 2011.
- [67] T. Taimre, K. Bertling, Y. L. Lim, P. Dean, D. Indjin, and A. D. Rakić, “Methodology for materials analysis using swept-frequency feedback interferometry with terahertz frequency quantum cascade lasers,” *Optics express*, vol. 22, no. 15, pp. 18633–18647, 2014.

BIBLIOGRAPHIE

- [68] Y. L. Lim, T. Taimre, K. Bertling, P. Dean, D. Indjin, A. Valavanis, S. P. Khanna, M. Lachab, H. Schaidler, T. W. Prow, *et al.*, “High-contrast coherent terahertz imaging of porcine tissue via swept-frequency feedback interferometry,” *Biomedical optics express*, vol. 5, no. 11, pp. 3981–3989, 2014.
- [69] J. Keeley, P. Dean, A. Valavanis, K. Bertling, Y. Lim, R. Alhathloul, T. Taimre, L. Li, D. Indjin, A. Rakić, *et al.*, “Three-dimensional terahertz imaging using swept-frequency feedback interferometry with a quantum cascade laser,” *Optics letters*, vol. 40, no. 6, pp. 994–997, 2015.
- [70] H. Lui, T. Taimre, K. Bertling, Y. Lim, P. Dean, S. Khanna, M. Lachab, A. Valavanis, D. Indjin, E. Linfield, *et al.*, “Terahertz radar cross-section characterisation using laser feedback interferometry with quantum cascade laser,” *Electronics Letters*, vol. 51, no. 22, pp. 1774–1776, 2015.
- [71] S. Han, K. Bertling, P. Dean, J. Keeley, A. Burnett, Y. Lim, S. Khanna, A. Valavanis, E. Linfield, A. Davies, *et al.*, “Laser feedback interferometry as a tool for analysis of granular materials at terahertz frequencies : Towards imaging and identification of plastic explosives,” *Sensors*, vol. 16, no. 3, p. 352, 2016.
- [72] K. Bertling, S. Han, T. Wu, C. Zhao, Y. L. Lim, P. Dean, S. P. Khanna, D. Indjin, E. H. Linfield, A. G. Davies, *et al.*, “Determining ethanol content of liquid solutions using laser feedback interferometry with a terahertz quantum cascade laser,” *IEEE sensors letters*, vol. 2, no. 3, pp. 1–4, 2018.
- [73] G. D. Yancopoulos, S. Davis, N. W. Gale, J. S. Rudge, S. J. Wiegand, and J. Holash, “Vascular-specific growth factors and blood vessel formation,” *Nature*, 2000.
- [74] G. Lancaster, A. Stefanovska, M. Pesce, G. Marco Vezzoni, B. Loggini, R. Pingitore, F. Ghiara, P. Barachini, G. Cervadoro, M. Romanelli, and M. Rossi, “Dynamic markers based on blood perfusion fluctuations for selecting skin melanocytic lesions for biopsy,” *Scientific Reports*, vol. 5, p. 12825, august 2015.
- [75] M. Rhee, P. M. Valencia, M. I. Rodriguez, R. Langer, O. C. Farokhzad, and R. Karnik, “Synthesis of size-tunable polymeric nanoparticles enabled by 3d hydrodynamic flow focusing in single-layer microchannels,” *Advanced Materials*, vol. 23, no. 12, pp. H79–H83, 2011.
- [76] H. C. Gomez, M. R. Gongora-Rubio, B. O. Agio, V. T. Kimura, A. M. de Oliveira, L. W. da Silva de Luca Ramos, and A. C. Seabra, “3d focalization microfluidic device built with ltcc technology for nanoparticle generation using nanoprecipitation route,” *Additional Conferences (Device Packaging, HiTEC, HiTEN, & CICMT)*, vol. 2015, no. CICMT, pp. 000275–000280, 2015.
- [77] M. Lu, A. Ozcelik, C. L. Grigsby, Y. Zhao, F. Guo, K. W. Leong, and T. J. Huang, “Microfluidic hydrodynamic focusing for synthesis of nanomaterials,” *Nano Today*, vol. 11, no. 6, pp. 778 – 792, 2016.
- [78] B. H. Ha, K. S. Lee, J. H. Jung, and H. J. Sung, “Three-dimensional hydrodynamic flow and particle focusing using four vortices dean flow,” *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 17, pp. 647–655, Oct 2014.
- [79] D. Ba and P. Sabouroux, “Epsimu, a toolkit for permittivity and permeability measurement in microwave domain at real time of all materials : Applications to solid

- and semisolid materials,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 52, no. 12, pp. 2643–2648, 2010.
- [80] M. Dubois, J. Perchoux, A. L. Vanel, C. Tronche, Y. Achaoui, G. Dupont, K. Bertling, A. D. Rakić, T. Antonakakis, S. Enoch, R. Abdeddaim, R. V. Craster, and S. Guenneau, “Acoustic flat lensing using an indefinite medium,” *Phys. Rev. B*, vol. 99, p. 100301, Mar 2019.
- [81] J. Xu, X. Jiang, N. Fang, E. Georget, R. Abdeddaim, J.-M. Geffrin, M. Farhat, P. Sabouroux, S. Enoch, and S. Guenneau, “Molding acoustic, electromagnetic and water waves with a single cloak,” *Scientific Reports*, vol. 5, no. 10678, 2015.
- [82] P. F. Urgiles Ortiz and J. Perchoux, “Système d’imagerie tridimensionnelle d’ondes de pression acoustique,” Nov. 18 2018. PCT/EP2018/082096.
- [83] D. Robert, J. Amoroso, and R. Hoy, “The evolutionary convergence of hearing in a parasitoid fly and its cricket host,” *Science*, vol. 258, no. 5085, pp. 1135–1137, 1992.
- [84] M. C. Göpfert and D. Robert, “Biomechanics : Turning the key on drosophila audition,” *Nature*, vol. 411, no. 6840, p. 908, 2001.
- [85] N. Mhatre and D. Robert, “Tympanal spontaneous oscillations reveal mechanisms for the control of amplified frequency in tree crickets,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 1965, no. 1, p. 130002, 2018.
- [86] A. Thiebault, P. Pistorius, R. Mullers, and Y. Tremblay, “Seabird acoustic communication at sea : a new perspective using bio-logging devices,” *Scientific reports*, vol. 6, p. 30972, 2016.

BIBLIOGRAPHIE

LISTE DES PUBLICATIONS

Reuves internationales avec comité de lecture

1. Y. Zhao, T. Camps, V. Bardinal, and J. Perchoux, "Optical feedback interferometry based microfluidic sensing : Impact of multi-parameters on doppler spectral properties," *Applied Sciences*, 2019.
2. M. Veng, J. Perchoux, and F. Bony, "Fringe disappearance in self-mixing interferometry laser sensors : Model and application to the absolute distance measurement scheme," *IEEE Sensors Journal*, vol. 19, pp. 5521–5528, July 2019.
3. M. Dubois, J. Perchoux, A. L. Vanel, C. Tronche, Y. Achaoui, G. Dupont, K. Bertling, A. D. Rakić, T. Antonakakis, S. Enoch, R. Abdeddaim, R. V. Craster, and S. Guenneau, "Acoustic flat lensing using an indefinite medium," *Phys. Rev. B*, vol. 99, p. 100301, Mar 2019.
4. P. F. Urgiles Ortiz, J. Perchoux, A. L. Arriaga, F. Jayat, and T. Bosch, "Visualization of an acoustic stationary wave by optical feedback interferometry," *Optical Engineering*, vol. 57, no. 5, p. 051502, 2018.
5. Y. Zhao, J. Perchoux, L. Campagnolo, T. Camps, R. Atashkhoei, and V. Bardinal, "Optical feedback interferometry for microscale-flow sensing study : numerical simulation and experimental validation," *Optics express*, vol. 24, no. 21, pp. 23849–23862, 2016.
6. E. E. Ramirez-Miquet, J. Perchoux, K. Loubière, C. Tronche, L. Prat, and O. Sotolongo-Costa, "Optical feedback interferometry for velocity measurement of parallel liquid-liquid flows in a microchannel," *Sensors*, vol. 16, no. 8, p. 1233, 2016.
7. J. Perchoux, A. Quotb, R. Atashkhoei, F. J. Azcona, E. E. Ramírez-Miquet, O. Bernal, A. Jha, A. Luna-Arriaga, C. Yanez, J. Caum, *et al.*, "Current developments on optical feedback interferometry as an all-optical sensor for biomedical applications," *Sensors*, vol. 16, no. 5, p. 694, 2016.
8. J. A. Roumy, J. Perchoux, Y. L. Lim, T. Taimre, A. D. Rakić, and T. Bosch, "Effect of injection current and temperature on signal strength in a laser diode optical feedback interferometer," *Appl. Opt.*, vol. 54, pp. 312–318, Jan 2015.

BIBLIOGRAPHIE

9. J. R. Tucker, A. Mowla, J. Herbert, M. A. Fuentes, C. S. Freakley, K. Bertling, Y. L. Lim, R. S. Matharu, J. Perchoux, T. Taimre, *et al.*, “Self-mixing sensing system based on uncooled vertical-cavity surface-emitting laser array : linking multichannel operation and enhanced performance,” *Optics letters*, vol. 39, no. 2, pp. 394–397, 2014.
10. R. Kliese, T. Taimre, A. A. A. Bakar, Y. L. Lim, K. Bertling, M. Nikolić, J. Perchoux, T. Bosch, and A. D. Rakić, “Solving self-mixing equations for arbitrary feedback levels : a concise algorithm,” *Appl. Opt.*, vol. 53, pp. 3723–3736, Jun 2014.
11. K. Bertling, J. Perchoux, T. Taimre, R. Malkin, D. Robert, A. D. Rakić, and T. Bosch, “Imaging of acoustic fields using optical feedback interferometry,” *Optics express*, vol. 22, no. 24, pp. 30346–30356, 2014.
12. L. Campagnolo, M. Nikolić, J. Perchoux, Y. L. Lim, K. Bertling, K. Loubière, L. Prat, A. D. Rakić, and T. Bosch, “Flow profile measurement in microchannel using the optical feedback interferometry sensing technique,” *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 14, no. 1-2, pp. 113–119, 2013.
13. R. Teyseyre, F. Bony, J. Perchoux, and T. Bosch, “Laser dynamics in sawtooth-like self-mixing signals,” *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 3771–3773, Sep 2012.
14. R. S. Matharu, J. Perchoux, R. Kliese, Y. L. Lim, and A. D. Rakić, “Maintaining maximum signal-to-noise ratio in uncooled vertical-cavity surface-emitting laser-based self-mixing sensors,” *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 3690–3692, September 2011.
15. J. Perchoux, A. Rissons, and J.-C. Mollier, “Multimode vcsel model for wide frequency-range rin simulation,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 1, pp. 162–169, 2008.

Brevets

1. P. F. Urgiles Ortiz and J. Perchoux, “Système d’imagerie tridimensionnelle d’ondes de pression acoustique,” Nov. 18 2018. PCT/EP2018/082096.
2. X. Delpueyo Español, M. Vilaseca Ricart, M. Ares Rodriguez, S. Royo Royo, J. Vázquez Capera, G. Pellacani, P. S. d. B. Andre, G. Solomita, S. Bassoli, S. Puig Sarda, J. Malvey Guilera, J. Perchoux, and A. Quotb, “A computer implemented method, a system and computer program products to characterize a skin lesion,” Jan. 17 2017. EP17152349.1.
3. B. Tanios, F. Bony, J. Perchoux, and T. Bosch, “Dispositif optique de détermination de vitesse d’une cible et procédé associé,” Mar. 14 2014. FR 3018924.
4. O. Zamama, R. Teyseyre, and J. Perchoux, “Device for determining wind speed comprising a plurality of laser sources,” Apr. 15 2013. US Patent App. 14/395,026.

Conférences internationales avec comité de lecture

1. M. Veng, J. Perchoux, and F. Bony, “Impact of high coupling factor in absolute distance measurement with self-mixing interferometry,” *Proceedings*, vol. 1, no. 4, 2017.
2. Y. Zhao, J. Perchoux, T. Camps, and V. Bardinal, “Optical feedback interferometry flowmetry sensor in microfluidics chip,” *Proceedings*, vol. 1, no. 4, 2017.

3. F. Urgiles, J. Perchoux, and T. Bosch, "Characterization of acoustic sources by optical feedback interferometry," *Proceedings*, vol. 1, no. 4, 2017.
4. R. da Costa Moreira, A. Quotb, C. Tronche, F. Jayat, A. Luna-Arriaga, T. Bosch, and J. Perchoux, "An embedded 2d imager for microscale flowmetry based on optical feedback interferometry," in *SENSORS, 2016 IEEE*, pp. 1–3, IEEE, 2016.
5. E. E. Ramírez-Miquet, O. Sotolongo-Costa, A. Quotb, K. Loubière, L. Prat, and J. Perchoux, "Profiling oil-water flows in microchannel : preliminary results using optical feedback interferometry," in *6th International Conference on Optical Measurement Techniques for Structures and Systems*, pp. 251–258, Shaker Publishing, 2015.
6. J. Al Roumy, J. Perchoux, Y. L. Lim, T. Taimre, A. D. Rakić, and T. Bosch, "Effect of injection current on signal strength in a single-mode laser diode optical feedback interferometer subject to weak feedback," in *CLEO Europe*, 2015.
7. J. Al Roumy, J. Perchoux, and T. Bosch, "Phase relationship of photodetected signals of an optical feedback interferometry sensor," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim*, p. 27F1_4, Optical Society of America, 2015.
8. E. E. Ramírez-Miquet, A. L. Arriaga, A. Quotb, O. Sotolongo-Costa, and J. Perchoux, "In-situ measurement of non-steady flows using optical feedback interferometry," in *Industrial Technology (ICIT), 2015 IEEE International Conference on*, pp. 1469–1473, IEEE, 2015.
9. A. Quotb, E. Ramirez-Miquet, C. Tronche, and J. Perchoux, "Optical feedback interferometry sensor for flow characterization inside ex-vivo vessel," in *SENSORS, 2014 IEEE*, pp. 362–365, Nov 2014.
10. L. Campagnolo, S. Roman, J. Perchoux, and S. Lorthois, "A new optical feedback interferometer for measuring red blood cell velocity distributions in individual capillaries : A feasibility study in microchannels," *Computer methods in biomechanics and biomedical engineering*, vol. 15, no. sup1, pp. 104–105, 2012.
11. R. S. Matharu, J. Perchoux, and A. D. Rakić, "Influence of ambient temperature on the performance of vcsel based self-mixing sensors : Flow measurements," in *Sensors, 2011 IEEE*, pp. 1100–1103, IEEE, 2011.
12. M. Nikolić, Y. Lim, S. Wilson, A. Rakić, L. Campagnolo, J. Perchoux, and T. Bosch, "Flow profile measurement in micro-channels using changes in laser junction voltage due to self-mixing effect," in *Sensors, 2011 IEEE*, pp. 1394–1397, IEEE, 2011.
13. R. Kliese, Y. L. Lim, E. Stefan, J. Perchoux, S. J. Wilson, and A. D. Rakić, "Rapid scanning flow sensor based on the self-mixing effect in a vcsel," in *Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices (COMMAD), 2010 Conference on*, pp. 7–8, IEEE, 2010.
14. R. S. Matharu, J. Perchoux, R. Kliese, Y. L. Lim, and A. D. Rakic, "Thermal dependence of the signal to noise ratio of self-mixing sensors based on multimode vcsels," in *Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices (COMMAD), 2010 Conference on*, pp. 73–74, IEEE, 2010.
15. J. Perchoux, L. Campagnolo, Y. L. Lim, and A. D. Rakic, "'lens-free' self-mixing sensor for velocity and vibrations measurements," in *Optoelectronic and Microelec-*

BIBLIOGRAPHIE

- tronic Materials and Devices (COMMAD), 2010 Conference on*, pp. 43–44, IEEE, 2010.
16. R. S. Matharu, Y. L. Lim, R. Kliese, K. Bertling, A. Ashrif, A. Bakar, J. Perchoux, and A. Rakic, “Temperature and current dependence of doppler snr in a vcsel based self-mixing sensor,” in *Sensors, 2009 IEEE*, pp. 425–428, IEEE, 2009.
 17. J. Perchoux, H. Dougan, F. Bony, and A. Rakic, “Photodiode-free doppler velocimeter based on self-mixing effect in commercial vcsels,” in *Sensors, 2008 IEEE*, pp. 290–293, 2008.
 18. J. Perchoux and T. Bosch, “Multimode vcsels for self-mixing velocity measurements,” in *Sensors, 2007 IEEE*, pp. 419–422, IEEE, 2007.
 19. J. Perchoux and J.-C. Mollier, “Two-mode model of a 850 nm vcsel with non-linear gain for optical-links phase-noise determination,” in *Lasers and Electro-Optics Europe, 2005. CLEO/Europe. 2005 Conference on*, p. 141, IEEE, 2005.
 20. A. Rissons, J. Perchoux, J.-C. Mollier, and M. Grabherr, “Noise and signal modeling of various vcsel structures.,” *Proceedings of SPIE Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers VIII*, vol. 5364, pp. 81–91, 2004.
 21. A. Rissons, J. Perchoux, and J.-C. Mollier, “Small signal and noise circuit model of vertical-cavity surface-emitting laser (vcsel) arrays for short range optomicrowave links,” in *Microwave Photonics, 2003. MWP 2003 Proceedings. International Topical Meeting on*, pp. 211–214, IEEE, 2003.

Conférences nationales avec comité de lecture

1. L. Campagnolo, “Vélocimétrie par réinjection optique appliquée à la mesure d’écoulements microfluidiques.,” in *Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique (JNRDM 2012)*, 2012.
2. L. Campagnolo, C. Tanasoiu, and J. Perchoux, “Discrimination du sens de déplacement par modulation d’une diode laser soumise à une réinjection optique,” *Mesures et Techniques Optiques pour l’Industrie Toulouse-Labège*, p. 117, 2010.
3. J. Perchoux, C. Tansoiu, F. Bony, and T. Bosch, “Vélocimètre par réinjection optique - caractérisation de la sensibilité à la distance entre la cible et la source laser,” 2009.