



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :

Bendy TANIOS

Le mardi 18 mars 2014

Titre :

Développement d'algorithme temps réel pour capteur optique de vélocimétrie
Application à la mesure de vitesse dans des micro-canaux fluidiques

ED GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de recherche :

LAAS - CNRS

Directeur(s) de Thèse :

M. Thierry BOSCH

M. Francis BONY

Rapporteurs :

M. Michel LINTZ

M. Pascal PICART

Autre(s) membre(s) du jury :

M. Philippe ARGUEL, Président

M. Alain LE DUFF, Examineur



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :

Bendy TANIOS

Le mardi 18 mars 2014

Titre :

Développement d'algorithme temps réel pour capteur optique de vélocimétrie
Application à la mesure de vitesse dans des micro-canaux fluidiques

ED GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de recherche :

LAAS - CNRS

Directeur(s) de Thèse :

M. Thierry BOSCH

M. Francis BONY

Rapporteurs :

M. Michel LINTZ

M. Pascal PICART

Autre(s) membre(s) du jury :

M. Philippe ARGUEL, Président

M. Alain LE DUFF, Examineur

REMERCIEMENTS

En premier lieu, je tiens à remercier très sincèrement mon directeur de thèse, Pr. Thierry Bosch, pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer ce travail doctoral, pour ses multiples conseils et pour toutes les heures qu'il a consacrées à diriger cette recherche malgré son emploi de temps très chargé. J'ai été extrêmement sensible à ses qualités humaines d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail doctoral.

Je souhaiterais exprimer toute ma gratitude et mon respect à mon codirecteur de thèse, Dr. Francis Bony. Je le remercie pour son aide tout au long de ces années.

Je remercie cordialement Pr. Philippe Arguel de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse. Je remercie M. Michel Lintz, professeur à l'Observatoire de la Côte d'Azur et M. Pascal Picart, professeur à l'ENSIM-LAUM pour leur soigneux travail de rapporteur. Leurs remarques et observations m'ont aidé à améliorer la qualité de ce manuscrit. Mes sincères remerciements également à M. Alain Le Duff, maître de conférence au GSII-ESEO d'avoir accepté d'examiner mon travail.

J'adresse ma plus profonde gratitude au Pr. Guy Plantier pour son aide et ses conseils de grande qualité scientifique durant ma thèse.

Un grand merci à tous les membres du LAAS-OSE qui ont contribué à la réalisation de cette thèse, et en particulier Julien Perchoux, Lucie Campagnolo et Evelio Ramirez Miquet. Merci également à Thomas Daveloose pour son travail sérieux et fructueux en électronique numérique.

Merci à Clément Tronche, Francis Jayat et Xavier Benoit-Gonin pour l'aide technique apportée pour monter les manips, ainsi qu'à Emmanuelle Tronche du côté administratif et Françoise Lizion du côté informatique. Du côté enseignement au sein du département électronique de l'ENSEEIH, je tiens à remercier Danielle Andreu, Hélène Tap, Emmanuelle Peuch, Han Cheng Seat et Gilles Lugan. Je tiens aussi à remercier les enseignants chercheurs Marc Lescure, Michel Cattoen, Olivier Bernal et Adam Quotb.

Je tiens à remercier aussi mes collègues enseignants au département GEII de l'IUT Paul Sabatier, en particulier Bertrand Vandepoortaele pour son aide et ses conseils qui m'ont aidé à avancer dans mon travail, Hugues Gilliard, Jonathan Piat, Alexandre Nketsa, Damien Delau-

zun, Marc Fonquernie, Stéphanie Combettes, Christophe Dos Santos, Jérémie Guiochet, Philippe Latu et Laurent Féral.

J'adresse également toute ma gratitude à tous les doctorants, collègues et amis pour leurs soutiens, leurs bonnes humeurs, et leurs encouragements. Je remercie chaleureusement mes collègues de bureau Antonio Luna Arriaga, Florent Bouyjou, Usman Zabit, Lucas Perbet, Luc-Eric Manneville, Jalal Al-Roumy et Laura Le Barbier, d'avoir rendu mes journées si agréables. Je remercie également tous les doctorants, post-docs, et stagiaires de l'équipe OSE, en particulier Maha Suleiman, Raphael Teysseyre, Emmanuel Moutaye, Blaise Mulliez, Wong King-Wah, Siegfried Chicot, Laurent Bouyeron, Sabine Chiesa, Lavinia Ciotirca, Cristina Tanasoiu, Jean-Claude Csont, Chiara Filippini, Malika Cherfaoui, Todor Stanchev, Florentin Bigot et Jose Luis Vilchis Medina. Je tiens à remercier aussi mes collègues et amis des autres laboratoires de l'ENSEEIH, en particulier Fares Fares, Meriem Djeddi, Bassem Mouawad, Ali Mcheik, Elodie Boudes, Hind Darwich, Mohanad Al-Bughdadi, Rabih Amhaz et Samer Yammine pour les pauses café et bien plus encore.

Je remercie les amis rencontrés à Toulouse pour leur soutien, en particulier Julie Massaad, Jacques Al-Kai, Walid et Adèle Hankache, Sandy Rahme, Layale Saab, Youssef Bou Issa, Elie Khoury, Phéломène Makhraz, Serge Karboyan, Gérard Ohanessian, Lama Yaakoub, Josssette Khalaf, Rim Zakaria, Sabina Bassil, Marguerite Mrad, Jad Kfoury, Marie (la voyageuse de la rue), Valentina Rotondi, Matteo Bachetti, Karolina Gibalova (maintenant Mbesso), Emmanuelle Leduc et Raja Dhouioui.

Mes sincères remerciements à toutes les personnes que j'ai cohabités et rencontrés au foyer catholique de Saint Marc pour leur amitié et soutien, en particulier frère Sébastien Perdrix, Andrea Amparore, Jimmy Commins, Agathe Souchard, Diana Nabhan, Thomas Humm, Raphael Assié, Julien Dupré de Baubigny, Jean-Baptiste Kerié et Anicet Mbesso.

Je remercie aussi fortement mon oncle Père Pierre Tanios qui était ma famille et mon soutien en France lors de ces années de thèse. Merci pour toutes les fêtes de Pâques passées ensemble et pour toutes les belles choses que tu m'as fait découvrir à Nemours et autour.

Aucun mot, aucune phrase ne suffiront pour exprimer mon admiration, mon affection et ma gratitude à mes parents. Je ne peux pas compter les sacrifices qu'ils ont faits pour moi et

mes frères. Ils ont tout donné pour me voir grandir et puis s'envoler. Je suis aujourd'hui ce que je suis bien grâce à eux. J'espère que cette thèse de doctorat sera une source de bonheur pour eux.

Je remercie spécialement mon épouse Céline pour son soutien moral surtout aux moments de doute, son aide et sa patience au cours des périodes difficiles de mon travail, son écoute et ses remarques constructives lors de mes répétitions pour des conférences et pour ma soutenance de thèse, et surtout pour l'amour et la joie qu'elle m'apporte.

A mon frère Rony endormi en paix qui nous a quittés alors que je venais de commencer cette thèse. Je dédie ce doctorat pour lui en premier.

A mon frère Rony,

A mes parents,

A Céline,

TABLE DES MATIERES

Introduction	13
Chapitre I	15
Méthodes optiques de mesures de vitesses	15
1 Techniques optiques de mesure de vitesse	16
1.1 Vélocimétrie laser Doppler (LDV)	16
1.1.1 Montage à faisceau de référence	17
1.1.2 Spectromètre	18
1.1.3 Montage à franges	18
1.2 Vélocimétrie par images de particules (PIV)	21
1.2.1 Principe de la PIV	23
1.2.2 Mesure par suivi de particules (PTV)	24
1.2.3 Évolutions de la PIV	24
1.3 Vélocimétrie laser Doppler globale (DGV)	25
1.4 Vélocimétrie laser « deux points » (L2F)	27
1.5 Radar laser pulsé (Lidar)	29
1.6 Interférométrie à rétro-injection optique (OFI)	30
1.7 Comparaison et conclusion	31
2 Interférométrie à rétro-injection optique	34
2.1 Principe du self-mixing	35
2.2 La diode laser seule en espace libre	37
2.3 La diode laser en présence d'une cible	39
2.3.1 Modulation de la fréquence d'émission du laser	40
2.3.2 Modulation de la puissance optique de la diode laser	44

2.4	Application du phénomène de self-mixing à la mesure de vitesse	49
2.4.1	Cible en déplacement longitudinal.....	50
2.4.2	Cible en déplacement transversal	51
3	Conclusion	52
Chapitre II.....		55
Amélioration de l'architecture du vélocimètre par self-mixing		55
1	Introduction.....	55
2	Vélocimètre self-mixing mono-diode laser	56
3	Vélocimètre self-mixing à double-tête laser	64
3.1	Prototype.....	64
3.2	Analyses d'incertitude du dispositif de mesure.....	65
3.3	Résultats expérimentaux.....	70
3.4	Conclusion	73
4	Détermination de l'erreur due au désalignement des faisceaux laser du vélocimètre à double-tête [129].....	74
4.1	Solide en mouvement de translation.....	75
4.2	Solide en mouvement de rotation	76
4.2.1	Faisceaux laser coplanaires	77
4.2.1.1	Analyse théorique.....	77
4.2.1.2	Résultats expérimentaux.....	78
4.2.2	Faisceaux laser non coplanaires	80
4.2.2.1	Analyse théorique.....	80
4.2.2.2	Résultats expérimentaux.....	83
5	Conclusion	86
Chapitre III.....		89
Traitement du signal vélocimétrique de self-mixing pour les applications mécatroniques.....		89
1	Introduction.....	89

2	Analyse du signal vélocimétrique de self-mixing	91
2.1	L'effet speckle	91
2.1.1	Capteurs à base du phénomène de speckle.....	95
2.2	Analyse de l'effet speckle sur le signal de self-mixing	96
2.3	Modèle du signal vélocimétrique.....	99
3	Traitement du signal vélocimétrique	102
3.1	Analyse spectrale classique : Spectrogramme	103
3.2	Méthode autorégressive	105
3.3	Tracking de la vitesse avec un filtre adaptatif.....	110
3.4	Comptage de fréquence (Fréquencemètre)	114
3.4.1	Principe et méthode de mesure	114
3.4.1.1	Définition	114
3.4.1.2	Principe de mesure de fréquence dans le domaine temporel.....	115
3.4.1.3	Mise en forme du signal (Conversion du signal)	117
3.4.1.4	Compteurs	120
3.4.1.4.1	Compteurs conventionnels	120
3.4.1.4.2	Compteurs réciproques.....	121
3.4.2	Application du fréquencemètre aux signaux de self-mixing.....	123
3.4.2.1	Simulations	123
3.4.2.2	Essai sur des signaux expérimentaux	130
3.4.2.2.1	Expérimentation	130
3.4.2.2.1.1	Comparaison avec la méthode FFT	133
3.4.2.2.2	Résultats sur différents types de cible solide.....	137
3.4.2.2.2.1	Cuivre.....	137
3.4.2.2.2.2	Papier de verre	139
3.4.2.2.2.3	Verre.....	141
3.4.2.2.3	Conclusion	147
3.4.2.3	Implémentation sur un circuit logique programmable (FPGA) et test sur site	148

4	Conclusion	152
Chapitre IV		157
Applications à la fluidique du vélocimètre par self-mixing		157
1	Introduction.....	157
1.1	Diffusion de la lumière par une particule	158
1.2	Diffusion simple / multiple	159
2	Dispositif expérimental micro-fluidique	160
3	Écoulement micro-fluidique en diffusion simple	162
3.1	Traitement du signal et résultats expérimentaux.....	163
3.1.1	Analyse spectrale.....	163
3.1.2	Intercorrélation des signaux de tension et de photodiode.....	165
3.1.3	Résultats expérimentaux.....	166
3.1.4	Conclusion	171
4	Dispositif double-tête laser appliqué sur un écoulement macro-fluidique.....	171
4.1	Prototype et dispositif expérimental	172
4.2	Résultats expérimentaux.....	175
4.3	Conclusion	187
5	Conclusion	189
Conclusion.....		191
Glossaire		195
Bibliographie		199
Abstract.....		209

INTRODUCTION

La mesure de vitesses est un problème clé du monde industriel, en particulier dans l'aéronautique, l'automobile et la métallurgie. Les mesures de vitesse sans contact des cibles mobiles comme les structures mécaniques sont souvent utilisées dans diverses applications industrielles pour le contrôle non destructif et le contrôle qualité. Le besoin industriel est croissant en matière de télémesure de vitesses dans le cas de cibles difficiles d'accès et non coopératives. Il en est de même pour la mesure sans contact en ligne dans un procédé de fabrication. Les mesures de vitesse sont critiques pour l'optimisation des processus de fabrication comme ceux utilisés dans le roulement et les moulins à papier ainsi que dans la fabrication de verre plat. Ces mesures permettent de réduire les coûts de production et d'optimiser la qualité du produit fabriqué. En outre, les processus de mesure de vitesse peuvent devenir cruciaux si elle est l'un des paramètres qui régissent la sécurité et la performance d'un système comme dans le transport.

De plus, dans le monde biomédical et pharmaceutique, la mesure de vitesse sans contact (non intrusive) est importante pour la surveillance des écoulements fluidiques. La mesure précise et sans contact de vitesse de fluide circulant dans des micro-canaux est un enjeu majeur pour l'industrie chimique fabriquant des produits pharmaceutiques. En médecine, la connaissance de la vitesse du flux sanguin dans les vaisseaux peut permettre d'anticiper sur des maladies cardiovasculaires.

De telles mesures sans contact peuvent être réalisées par ultrasons ou par micro-ondes mais ces deux méthodes ont une résolution spatiale relativement faible, ce qui rend les techniques optoélectroniques attrayantes. Les capteurs optiques capables d'atteindre cet objectif sont souvent de coût élevé. Par exemple, la vélocimétrie laser Doppler conventionnelle (ou LDV pour *Laser Doppler Velocimetry*) est une technique de haute précision pour des mesures de vitesse, mais l'utilisation d'un grand nombre de composants optiques implique un prix élevé. L'interférométrie à rétro-injection optique est une solution attrayante qui nous permet de concevoir des capteurs laser à faible coût présentant une bonne précision.

L'objectif de cette thèse étant de concevoir un capteur optique de vitesse temps-réel et à faible coût, nous présenterons dans le premier chapitre les différentes techniques optiques

de mesure de vitesse et justifierons notre choix d'utiliser la technique d'interférométrie à rétro-injection optique (ou self-mixing) pour développer notre capteur de vitesse. Ensuite, la théorie du self-mixing sera présentée avec le modèle de la cavité équivalente.

Au deuxième chapitre, une analyse du dispositif du vélocimètre mono-diode laser à base du phénomène de self-mixing montrera ses limites. Un dispositif amélioré avec une architecture à double-tête laser qui permettra d'augmenter la robustesse du système sera proposé. Cette architecture sera analysée afin de déterminer l'architecture optimale permettant de garantir les meilleures performances du capteur. En outre, une analyse des erreurs dues au désalignement des faisceaux laser du dispositif à double-tête sera effectuée.

Au troisième chapitre, le signal de self-mixing sera analysé ainsi que l'effet speckle le perturbant. Ensuite, les principales techniques de traitement du signal permettant de traiter en temps-réel le signal de self-mixing afin d'extraire l'information sur la vitesse seront présentées et discutées. Une application de ces méthodes de traitement sera par la suite effectuée sur des signaux obtenus en illuminant des cibles solides telles que le cuivre, le papier de verre et le verre.

Enfin, le chapitre IV présente une application du vélocimètre self-mixing à des écoulements fluidiques.

CHAPITRE I

METHODES OPTIQUES DE MESURES DE VITESSES

La mesure de vitesses est un problème clé du monde industriel, en particulier dans l'aéronautique, l'automobile et la métallurgie. Le besoin industriel est croissant en matière de télémessure de vitesses dans le cas de cibles difficiles d'accès et non coopératives. Il en est de même pour la mesure sans contact en ligne dans un procédé de fabrication. En outre, dans le monde biomédical et pharmaceutique, la mesure de vitesse sans contact (non intrusive) est importante pour la surveillance des écoulements fluidiques par exemple dans des micro-canaux. De telles mesures sans contact peuvent être réalisées par ultrasons ou par micro-ondes mais ces deux méthodes ont une précision spatiale trop faible, ce qui rend les techniques optoélectroniques attrayantes.

Ce chapitre est dédié à la présentation des méthodes optiques de mesures de vitesse. Ces techniques sont non invasives et fournissent un bon compromis entre résolution spatiale, résolution temporelle et coût. La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des principales techniques optiques de vélocimétrie. Il existe un grand nombre de travaux relatifs à la vélocimétrie laser en général et il serait impossible de tout inclure dans ce chapitre. Ainsi la liste des techniques mentionnées ici est non exhaustive et nous nous contenterons dans cette thèse de mentionner les plus utilisées. A la fin de cette première partie, un tableau récapitulatif permettra de comparer ces différentes techniques à travers plusieurs paramètres clés tels que le coût, la robustesse, la dynamique de mesure, la précision, etc. Nous justifierons alors notre choix d'utiliser la technique d'interférométrie à rétro-injection optique afin de développer notre capteur de vitesse. La deuxième partie de ce chapitre sera dédiée à la présentation de la théorie de l'interférométrie à rétro-injection optique, connue aussi sous le nom de « self-mixing », qui constitue la base de cette thèse.

1 Techniques optiques de mesure de vitesse

1.1 Vélocimétrie laser Doppler (LDV)

La vélocimétrie laser Doppler conventionnelle (ou LDV pour *Laser Doppler Velocimetry*), aussi connue sous le nom d'anémométrie laser Doppler (ou LDA pour *Laser Doppler Anemometry*), est une technique optique interférométrique basée sur l'effet Doppler. La LDV a été appliquée la première fois dans les années 60 pour mesurer localement la vitesse d'écoulement d'un fluide [1]–[4], et est devenue la première technique optique mature de mesure de vitesse de fluide. Dès lors, la LDV a connu un développement stable et croissant, et est devenue aujourd'hui une technique bien établie et commercialisée qui permet de mesurer la vitesse (d'un objet solide ou d'un fluide) de manière précise.

Quand un faisceau laser illumine une particule en mouvement, la fréquence reçue par la particule est décalée par rapport à la fréquence d'émission du laser ν_0 dû à l'effet Doppler. Ensuite, la fréquence diffusée ν_{obs} par la particule (en mouvement) vers un observateur immobile est aussi décalée par effet Doppler. La fréquence ν_{obs} reçue par l'observateur peut alors être calculée en fonction de ν_0 , du vecteur vitesse \vec{V}_T de la cible (particule) et de la géométrie du système définie par deux vecteurs unitaires : \vec{r}_0 selon la direction du faisceau laser et \vec{r}_{obs} suivant la direction d'observation (cf. Figure I-1) :

$$\nu_{obs} = \nu_0 \left\{ 1 - \frac{\vec{V}_T \cdot (\vec{r}_0 - \vec{r}_{obs}) n_m}{c} \right\} \quad (I - 1)$$

avec c la célérité de la lumière, et n_m l'indice de réfraction du milieu environnant la particule.

Soit F_D définie par :

$$F_D = \nu_0 \frac{|\vec{V}_T \cdot (\vec{r}_0 - \vec{r}_{obs})| n_m}{c} \quad (I - 2)$$

F_D est le décalage en fréquence entre la fréquence émise par le laser et la fréquence reçue par l'observateur. Elle est connue sous le nom de fréquence Doppler. Alors,

$$\nu_{obs} = \nu_0 \pm F_D \quad (I - 3)$$

Dans l'équation (I - 1), comme le rapport V_T / c est très petit, v_{obs} a le même ordre de grandeur que v_0 . Pour extraire l'information sur la vitesse, des techniques d'interférences sont utilisées. Les trois montages de base de LDV sont présentés dans la Figure I-2. Notons qu'il existe un quatrième montage de base mais qui n'a pratiquement jamais été employé [5], [6].

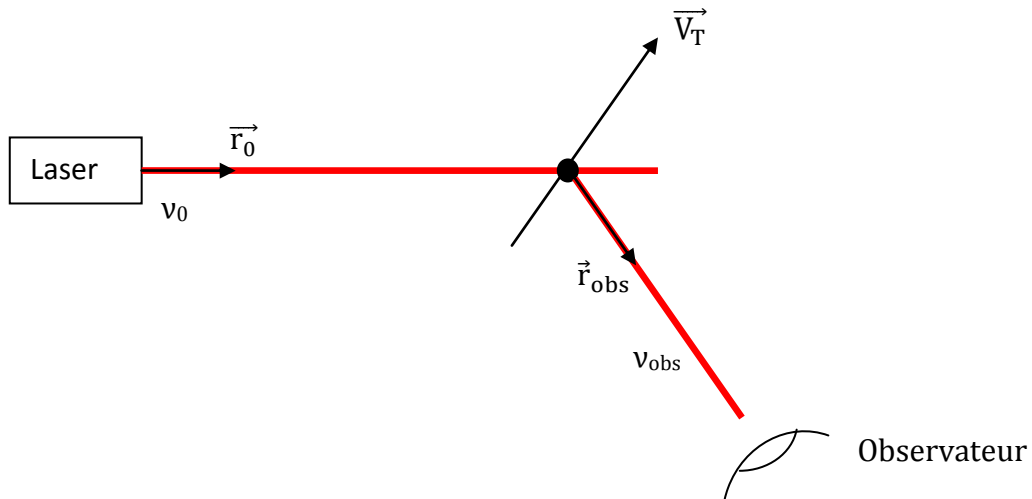


Figure I-1. Schéma de la formule de base de la vélocimétrie laser Doppler.

1.1.1 Montage à faisceau de référence

C'est historiquement le premier montage de vélocimètre laser. Il a été proposé par Yeh et Cummins en 1964 [1]. Des montages équivalents ont été aussi proposés par Foremen et al. en 1966 [2] et Goldstein et Kreid en 1967 [3].

Le montage à faisceau de référence est représenté dans la Figure I-2(b). Le faisceau du laser est divisé en deux faisceaux. L'un sert de référence et l'autre éclaire une particule ou objet en mouvement. La lumière diffusée par la particule est décalée en fréquence par double effet Doppler. Le faisceau diffusé par la particule de fréquence ν_{obs} (fréquence diffusée par la particule dans la direction d'observation) et celui de référence de fréquence ν_0 (fréquence du faisceau émis par le laser) interfèrent sur le détecteur qui reçoit un flux modulé à la fréquence :

$$F_D = \frac{|\vec{V}_T \cdot (\vec{r}_0 - \vec{r}_{obs})| n_m}{\lambda} \quad (I - 4)$$

avec λ la longueur d'onde du laser dans le vide.

Cette façon d'extraire l'information sur la vitesse repose sur l'élimination du terme 1 dans l'équation (I - 1) par des techniques d'interférences optiques afin d'atteindre, au niveau du détecteur, des fréquences dans la gamme de fréquences où les photomultiplicateurs usuels sont sensibles (i.e. 10^8 Hz ou moins). Cela est valable aussi pour le montage à franges présenté ci-dessous.

Ainsi, le montage à faisceau de référence permet de mesurer une composante de la vitesse donnée par le produit scalaire dans l'équation (I - 4). En changeant la direction d'observation, on peut mesurer une composante différente de la vitesse et une mesure bi-dimensionnelle du vecteur vitesse est alors possible en observant selon deux directions différentes (valable aussi pour le vélocimètre de type spectromètre).

1.1.2 Spectromètre

La fréquence ν_{obs} est mesurée optiquement à l'aide d'un interféromètre optique Fabry-Perot [7] ou Michelson [8]. Dans ce dernier cas, une grande différence de marche optique Δs est introduite entre les deux bras de l'interféromètre (en plaçant un bloc de verre dans un des bras de l'interféromètre). Cette grande valeur de Δs conduit à créer une très grande sensibilité de la figure d'interférence aux changements de longueur d'onde $d\lambda$ dus aux variations de vitesse. La tension délivrée par le photodétecteur varie proportionnellement au décalage Doppler $d\lambda$ et permet donc une mesure instantanée de la vitesse ; la résolution temporelle d'un tel système est de l'ordre de $1 \mu s$ [6]. Avec des différences de marche Δs atteignant 7 m, une résolution $d\lambda/\lambda = 10^{-10}$ est atteinte. Ce type de vélocimètre basé sur un spectromètre est bien adapté pour sonder des vitesses très élevées (de manière à obtenir une différence significative entre ν_0 et ν_{obs}) dont la durée est brève (comme dans les tubes à choc), mais l'ensemencement doit être important dans le cas de mesure sur des écoulements fluidiques [6].

1.1.3 Montage à franges

C'est le montage le plus largement utilisé. Il a été proposé par Rudd [4] en 1969.

Le faisceau laser est divisé en deux faisceaux laser ayant des directions de propagation différentes \vec{r}_{01} et \vec{r}_{02} . Ces deux faisceaux se croisent dans le volume de mesure et donnent naissance, par effet Doppler lors du passage d'une particule dans le volume de mesure, à

une fréquence détectée indépendante de la direction d'observation, ce qui est une propriété essentielle de ce montage (Figure I-2(c)) :

$$F_D = \frac{|\vec{V}_T \cdot (\vec{r}_{02} - \vec{r}_{01})| n_m}{\lambda} \quad (I - 5)$$

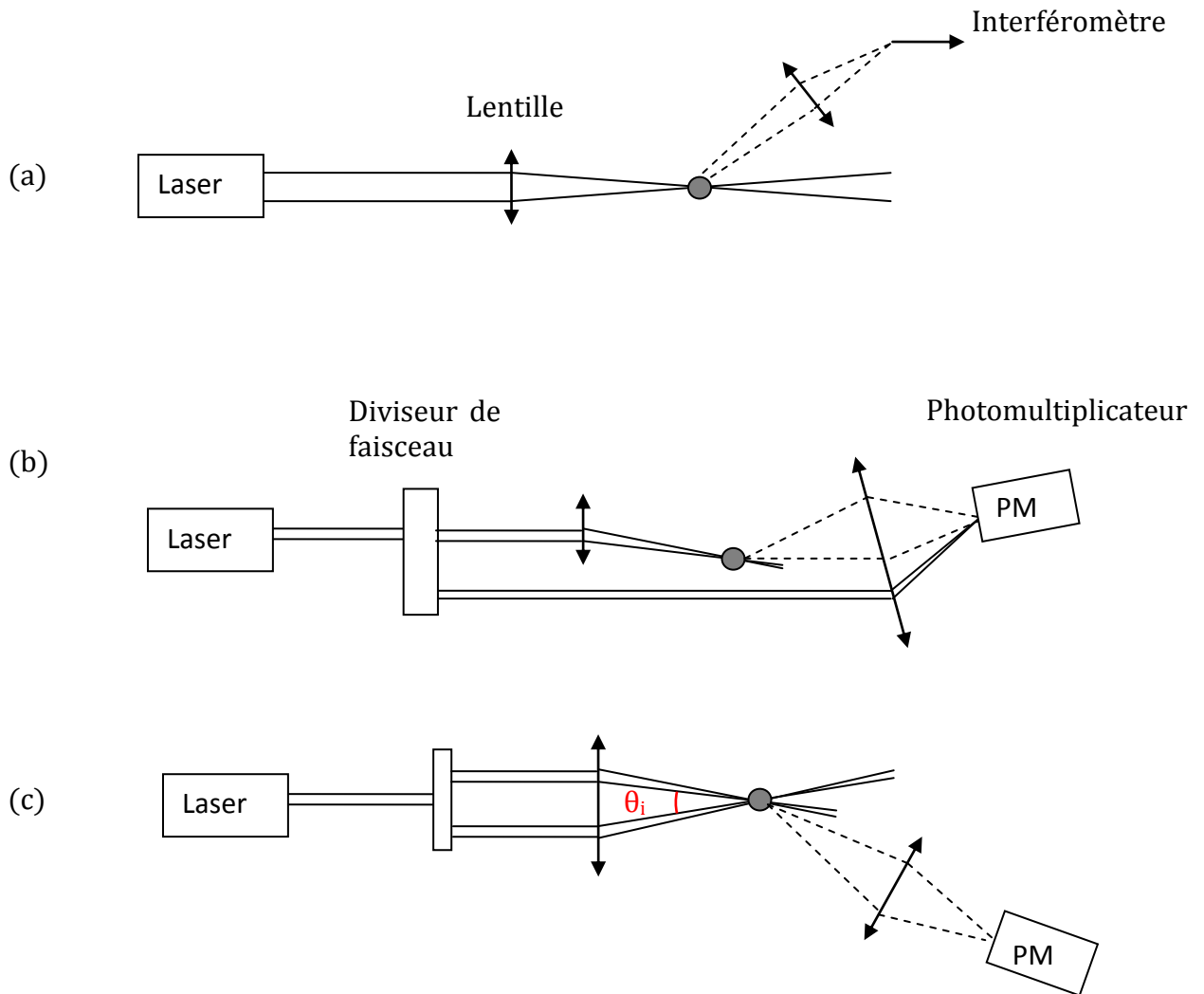


Figure I-2. Les trois montages de base pour la vélocimétrie laser Doppler : Spectromètre (a), montage à faisceau de référence (b) et montage à franges (c).

Rudd a proposé un modèle alternatif mais équivalent pour décrire l'effet Doppler. Quand les deux faisceaux laser se croisent, dans le volume de mesure est créé un système de franges d'Young, composé de plans parallèles, équidistants et alternativement noirs et brillants : ces plans sont parallèles à la bissectrice intérieure de l'angle θ_i des faisceaux sécants et perpendiculaires au plan formé par ces faisceaux. Une particule se déplaçant à une vitesse

V_T au travers du réseau de franges, croise alternativement des franges sombres et brillantes, et diffuse donc un flux périodique, si bien que le détecteur recevant cette lumière modulée délivre un signal ayant une fréquence F_D identique à celle trouvée précédemment (équation (I - 5)).

Les vélocimètres laser Doppler permettent aussi de mesurer des vitesses de déplacement de surfaces solides. Ils sont connus sous le nom de « vélocimètres laser de surface » (*Laser Surface Velocimeters*). Les vélocimètres laser de surface sont utilisés pour de nombreuses applications de mesure de longueur (par intégration dans le temps de la vitesse mesurée) et de vitesse dans différents domaines industriels tels que la sidérurgie pour la mesure de longueur ou de vitesse sur des plaques d'acier ou des tubes en production, la papeterie pour le contrôle en temps réel des vitesses d'enrouleuses de papier, et l'automobile pour une mesure en temps réel de la vitesse d'un véhicule (capteur embarqué) avec une précision meilleure que 0,1 km/h [9].

Contrairement aux deux montages précédents où des vecteurs unitaires de type \vec{r}_{obs} apparaissent dans les formules et ainsi la fréquence détectée dépend de la direction d'observation, la fréquence ici détectée dans le montage à franges est indépendante de la direction d'observation. C'est pourquoi le vélocimètre à franges présente le dispositif LDV le plus avantageux, car la lumière diffusée peut être collectée dans de grands angles solides (fort signal), que l'on peut disposer à sa guise autour des faisceaux laser (flexibilité du montage optique en fonction de l'environnement), et ce sans créer d'élargissement spectral comme c'est le cas dans les deux montages précédents (où à une valeur du vecteur vitesse est associé un spectre de fréquences Doppler de certaine largeur liée à la grandeur de l'angle solide d'observation/détection qui est non nul).

Dès lors, la technique LDV a connu d'importantes évolutions :

- distinction du sens de déplacement en introduisant un décalage de fréquence (moins que 10^8 Hz) de l'un des deux faisceaux laser sécants par rapport à l'autre (en insérant une cellule de Bragg sur un des faisceaux en sortie du diviseur de spectre) [6],

- mesure de deux ou trois composantes du vecteur vitesse soit en utilisant plusieurs dispositifs LDV indépendants [10] soit par variation de polarisation des faisceaux [11] soit par un codage couleur [12],
- amélioration de la résolution spatiale en utilisant des diodes laser au lieu du laser à gaz et des fibres optiques [13], [14],
- augmentation de la zone de mesure en remplaçant le photodétecteur avalanche par un capteur CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) [15].

1.2 Vélocimétrie par images de particules (PIV)

La vélocimétrie par images de particule (PIV pour *Particle Image Velocimetry*) [16] est la technique la plus avancée de mesure du vecteur vitesse précise et instantanée dans un milieu fluide. L'idée de base de cette technique est d'enregistrer à deux instants distincts deux images à haute définition d'un fluideensemencé de particules, le déplacement d'une particule durant un temps connu est calculé et le vecteur vitesse correspondant est alors déduit. La PIV est de nos jours l'outil standard d'étude des écoulements fluidiques dans les laboratoires d'étude de mécanique des fluides, et fournit jusqu'à présent la plus haute résolution spatiale.

La PIV est née sous le nom de « *Laser Speckle Velocimetry (LSV)* » ou « *Laser Speckle Photography (LSP)* ». Le phénomène de speckle apparaît sous la forme de grains alternativement sombres et brillants repartis dans l'espace de manière aléatoire. Une surface rugueuse éclairée par un faisceau laser (lumière cohérente) peut être considérée comme un ensemble infini de points émetteurs de lumière cohérente. Les ondes provenant des différents points de la cible interfèrent dans tout l'espace. Ainsi, l'intensité de la lumière résultante varie de façon aléatoire. L'intensité résultante en un point donné sur l'image capturée est déterminée par l'addition algébrique de toutes les amplitudes d'ondes arrivant au niveau de ce point. Si l'amplitude résultante est nulle, un grain sombre apparaît, tandis que si toutes les ondes arrivent en phase, un grain brillant est observé. En 1977, Barker et Fourny [17], Dudderar et Simpkins [18], et Grousson et Mallick [19] ont démontré que la vélocimétrie laser par speckle LSV, initialement développée pour des applications en mécanique des solides [20], pouvait être appliquée à la mesure de champs de vitesse dans un écoulement fluide et ce, en mesurant le profil de vitesse parabolique d'un écoulement laminaire dans un tube. En 1983,

Meynart [21] effectua des mesures dans des écoulements laminaires et turbulents à partir de photographies doublement exposées d'une section éclairée par une nappe de lumière provenant d'un laser à double impulsion et par dépouillement des franges d'Young d'interférences. En effet, un enregistrement photographique de deux figures de speckle (de la lumière diffusée) identiques mais décalées entre elles, donne lieu à des franges parallèles d'Young (Figure I-3). L'espacement et l'orientation de ces franges permet de remonter au déplacement et ainsi à la vitesse d'écoulement. En 1984 Adrian [22], puis Pickering et Halliwell [23] soulevèrent les premiers l'influence du nombre de particules dans les écoulements ; ils différencièrent la PIV de la LSV par une densité de particules plus faible qui permet de visualiser les traceurs, introduits ou inhérents au fluide, de façon individuelle. La vélocimétrie par imagerie de particules venait d'apparaître. Cette technique présentant un grand intérêt : obtenir dans une section complète d'un écoulement laminaire, instationnaire ou turbulent, les deux composantes de vitesse à un instant t , de nombreux chercheurs participèrent alors à son développement.

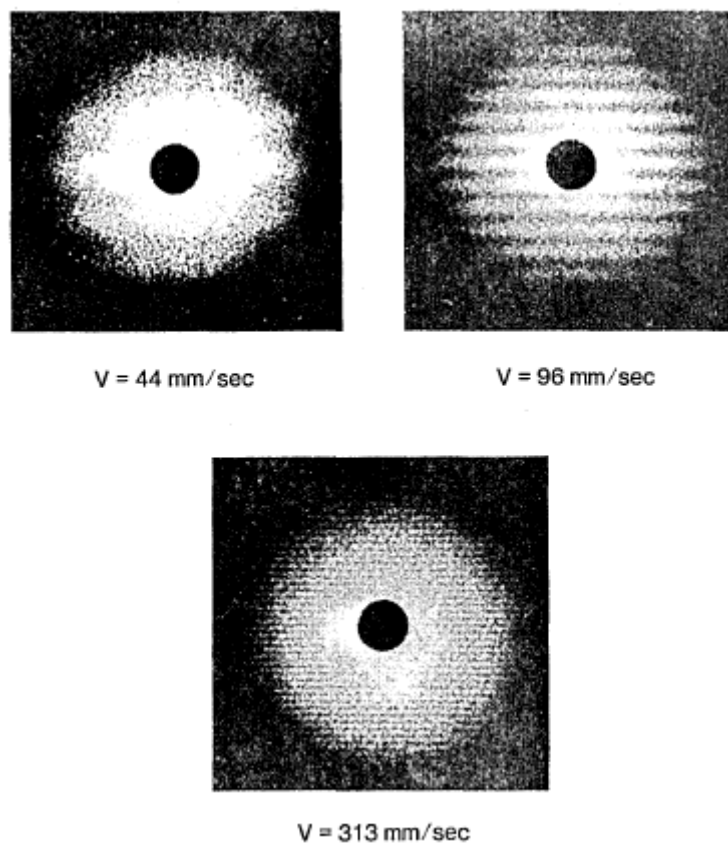


Figure I-3. Franges de Young pour diverses vitesses de fluide [17].

1.2.1 Principe de la PIV

Un dispositif standard de la PIV est composé d'une source laser (un des lasers les plus utilisés en PIV est le laser impulsif Nd-Yag), d'une optique d'émission (lentilles, miroirs, lentille cylindrique) permettant de générer une nappe laser fine dans l'écoulement et d'une caméra CCD ou CMOS permettant d'acquérir des images de l'écoulement ensemené de particules (Figure I-4).

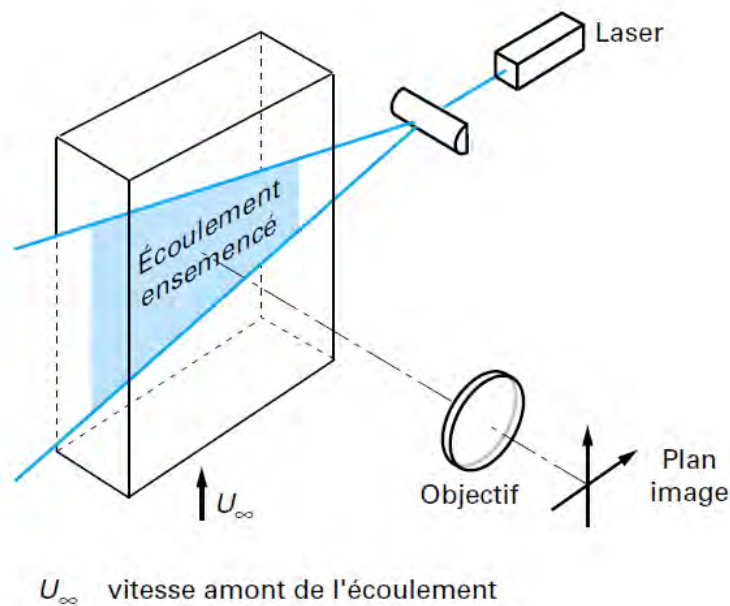


Figure I-4. Schéma de principe de la PIV [24].

La vélocimétrie par imagerie de particules peut être décrite comme suit :

1. Le laser délivre deux impulsions espacées d'un intervalle de temps Δt connu. A chaque impulsion, l'objectif d'enregistrement (caméra CCD) capte une image numérique des particules (introduites ou inhérentes au fluide) dans le champ d'écoulement.
2. Les images numériques sont divisées en un ensemble de sous-images appelées encore cellules ou fenêtres d'interrogation.
3. Chaque cellule de la deuxième image est comparée avec plusieurs cellules de la première image, en utilisant les techniques d'intercorrélation.
4. Le déplacement relatif à une particule ou à un groupe de particules est trouvé et correspond aux deux cellules présentant le maximum de corrélation.

-
5. L'intervalle de temps Δt entre les deux images étant connu, la vitesse du fluide dans le plan d'éclairage est déduite à partir du déplacement des particules. On parle alors de mesures 2C2D : deux composantes (2C) de la vitesse dans un plan de l'écoulement (2D).

1.2.2 Mesure par suivi de particules (PTV)

Quand la densité d'ensemencement est faible, les particules peuvent être identifiées dans les images et un appariement des particules entre les images successives est possible. On parle alors de PTV (*Particle Tracking Velocimetry*) : les moyens d'enregistrement sont identiques, mais pas les procédures de traitement d'image qui font alors appel à des techniques de reconnaissance de formes et de repérage de la seconde image par rapport à la première. En suivant les différentes positions des particules, on peut remonter ainsi aux champs Lagrangiens de vitesse alors qu'en tenant compte seulement de quelques expositions, c'est le champ instantané des vitesses eulériennes que l'on détermine [6]. Les vecteurs vitesse locale sont déduits de la mesure des déplacements de chaque particule à partir de la localisation successive des différentes expositions. On obtient ainsi un vecteur par particule. Pour les écoulements bidimensionnels, cette méthode permet également d'obtenir les trajectoires de chaque particule.

1.2.3 Évolutions de la PIV

La vélocimétrie par imagerie de particules a connu de nombreux développements depuis une vingtaine d'années et semble aujourd'hui arriver pleinement à maturité.

Les écoulements étant majoritairement tridimensionnels, la PIV a été rapidement étendue à la mesure des trois composantes de la vitesse. Des mesures par stéréoscopie (*stereo PIV*) [25] permettent d'obtenir les trois composantes de la vitesse dans un plan de l'écoulement (3C2D) alors que des mesures par holographie (*holographic PIV*) [26] et par tomographie (*tomo PIV*) [27] permettent d'acquérir les trois composantes de la vitesse dans le volume d'écoulement étudié (3C3D).

Une amélioration de la résolution spatiale de la PIV, introduite sous le nom de « *super-resolution PIV* » [28], a été effectuée en s'inspirant de l'algorithme de suivi de particules PTV. De même, la résolution temporelle de la PIV a été améliorée [29] afin d'effectuer des me-

mesures de vitesse à haute résolution temporelle. Aujourd'hui, la TR-PIV (*Time-Resolved PIV*) est une technique très attrayante permettant de donner des mesures de vitesse à hautes résolutions spatiale et temporelle et cela en utilisant des lasers Nd-Yag avec une fréquence élevée de répétition des impulsions (allant jusqu'à 30 kHz au lieu de 10-30 Hz pour les systèmes PIV conventionnels) et à puissance plus élevée (dizaine de watt au lieu de centaine de milliwatt) et des caméras à haute vitesse d'acquisition d'images [30].

La PIV a été aussi adaptée aux écoulements à l'échelle microscopique (*micro-PIV*) [31]. La *micro-PIV* a connu un bon développement durant les dernières années dû au grand nombre d'applications utilisant des dispositifs microfluidiques allant de la biologie (par exemple, mesure des flux à travers des dispositifs lab-on-a-chip utilisés pour le séquençage d'ADN [32]) à la nanotechnologie (par exemple, mesure des flux dans des dispositifs MEMS [33]) et la production (par exemple, processus de production utilisant des dispositifs microfluidiques pour refroidir des puces à semi-conducteurs [32]) [34]. La *micro-PIV* est caractérisée par une très haute résolution spatiale arrivant récemment jusqu'à 64,5 nm [35].

Néanmoins, pour l'ensemble des techniques de PIV, le temps de calcul et l'espace de stockage nécessaires restent encore très importants. En outre, malgré la commercialisation de systèmes basés sur la PIV, principalement par TSI, Dantec Dynamics et LaVision, le prix de ces systèmes est prohibitif.

1.3 Vélocimétrie laser Doppler globale (DGV)

La vélocimétrie laser Doppler globale (DGV pour *Doppler Global Velocimetry*) [36], aussi connue par PDV (pour *Planar Doppler Velocimetry*) repose sur la mesure du décalage de fréquence Doppler (équation (1 - 1)) de la lumière diffusée par les particules en mouvement, en convertissant ce décalage de fréquence en une variation d'intensité.

L'idée de base de la DGV est de mesurer la fréquence de la lumière diffusée en transmettant cette dernière à travers une cuve à vapeur d'iode. La cuve à vapeur d'iode présente une raie d'absorption spécifique qui peut être utilisée pour une conversion de la fréquence en intensité. La fréquence centrale de la raie du laser ν_0 est ajustée de telle sorte qu'elle soit atténuée d'environ 50% quand elle traverse cette cuve. La courbe représentant la transmis-

sion de cette raie d'absorption en fonction de la fréquence est une fonction linéaire dans un domaine de fréquences qui s'étend sur environ 1000 MHz, si bien que toute variation de fréquence autour de ν_0 est transformée en une variation de l'intensité lumineuse en aval de la cuve [6]. Comme la fréquence initiale du laser correspond à une transmission de 50%, si un flux transmis supérieur (plus que 50%) correspond à une composante de vitesse positive, un flux inférieur (moins de 50%) correspond à une composante négative de vitesse. Ainsi, aucun dispositif spécial n'est nécessaire pour déterminer le signe de la vitesse (le sens de déplacement), puisque celui-ci est obtenu directement grâce à ce principe simple.

Deux détecteurs (caméras CCD) sont utilisés pour mesurer l'intensité de la lumière diffusée. Une caméra CCD observe la lumière diffusée traversant la cuve à vapeur d'iode et une autre caméra dite de « référence » observe le même champ (image de référence) mais sans passer par la cuve à iode. De cette paire d'images fournies par les deux caméras un rapport d'intensité est calculé qui peut être relié directement à un décalage de fréquence (et la vitesse).

Un système DGV est composé principalement des éléments suivants :

- une source laser émet un faisceau qui est étalé selon un plan laser, utilisant des lentilles cylindriques comme en PIV ;
- un diviseur de faisceau divise le faisceau diffusé par les particules en deux faisceaux, l'un traverse la cuve à iode et l'autre est détecté directement par la caméra de référence ;
- une cuve à iode ;
- deux caméras CCD.

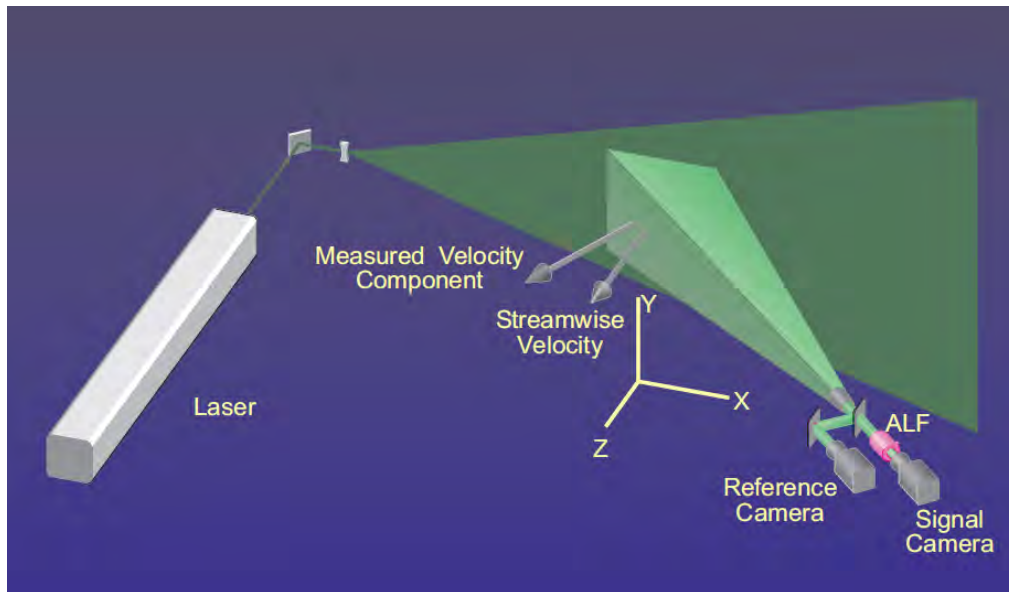


Figure I-5. Représentation graphique d'un vélocimètre DGV [36]. ALF (*iodine Absorption Line Filter*) désigne la cuve à vapeur d'iode.

En disposant trois paires de caméras observant le plan éclairé selon trois directions de visées non coplanaires, des mesures tridimensionnelles simultanées sont effectuées. Avec une seule paire de caméra, des mesures tridimensionnelles successives sont aussi possibles mais en modifiant la direction de propagation du faisceau laser dans le plan d'éclairage.

La technique DGV est quasi en ligne en raison de l'acquisition rapide des données et du traitement des images en temps réel. Il n'est pas nécessaire de suivre les particules individuelles, seule la lumière diffusée doit être enregistrée. Cela implique que des très petites particules (suies, poussières, etc.) peuvent être utilisées pour ensemençer l'écoulement à étudier.

Cette technique est plus appropriée pour étudier des écoulements à vitesse élevée car à basse vitesse les décalages Doppler sont petits. La résolution de la DGV est limitée d'une manière absolue à quelques m/s [6].

1.4 Vélocimétrie laser « deux points » (L2F)

Ces vélocimètres sont dit à barrières optiques. Ils mesurent le temps de vol d'un aérosol entre deux régions de l'écoulement qui sont éclairées par des faisceaux laser avec une géométrie bien définie. Cette technique tire profit de la faible divergence des faisceaux laser et

de leur forte brillance. Les systèmes « deux points » (L2F pour *Laser Two-Focus* ou LTV pour *Laser Transit Velocimeter*) [37]–[40] ont été essentiellement développés pour les expériences en turbomachines (des machines tels que les turbines à gaz, les turbines hydrauliques, les pompes et les compresseurs dans lesquelles a lieu un transfert d'énergie entre une partie solide tournante (un rotor) et un fluide), où des vitesses élevées dans des canaux d'écoulement étroits doivent être déterminées, où l'accès optique est limité et où le niveau de lumière parasite due à la proximité des parois perpendiculaires aux faisceaux laser est très élevé (les systèmes LDV souffrent dans ce cas d'un médiocre rapport signal-sur-bruit).

Le faisceau laser est séparé en deux par un prisme de Rochon suivi d'une lentille (Figure I-6). Les faisceaux en aval de la lentille sont parallèles entre eux et sont focalisés sur la zone à étudier en deux points séparés dont la distance est parfaitement connue. Une barrière optique est ainsi formée. Quand une particule passe au travers des faisceaux, une partie de la lumière est rétrodiffusée et peut être récupérée par deux capteurs (photomultiplicateurs), un pour chacun des faisceaux. Le traitement des données consiste à mesurer l'intervalle de temps (dit temps de vol) entre les deux impulsions délivrées par les deux photomultiplicateurs lors du passage d'une particule. En mesurant le temps de vol et la distance entre les deux faisceaux étant connue, la vitesse de la particule peut être calculée.

Initialement, la ligne joignant les deux points est approximativement alignée selon la direction principale de l'écoulement. Seules les particules ayant cette direction sont prises en compte. Une rotation de la ligne joignant les deux points doit être effectuée pour couvrir successivement toute la gamme des angles correspondant aux fluctuations du vecteur vitesse. Différents dispositifs ont été conçus par Schodl [41] pour mesurer trois composantes de la vitesse locale avec de la vélocimétrie par temps de vol. Dans tous les cas les mesures ne sont pas simultanées et requièrent des dispositifs complexes de rotation des optiques et l'hypothèse d'un ensemencement constant [6].

La technique L2F présente quelques avantages : il n'y a aucune exigence de cohérence de la source laser, permettant l'utilisation de diodes laser multimodes à haute puissance. L'utilisation de faisceaux laser très focalisés permet l'obtention de signal à partir de petites particules qui peuvent suivre des écoulements à haute vitesse plus fidèlement. Enfin, le petit volume de mesure permet d'effectuer des mesures à proximité de surfaces où la lumière

diffusée par la surface solide affecte sérieusement le rapport signal-sur-bruit pour les configurations LDV.

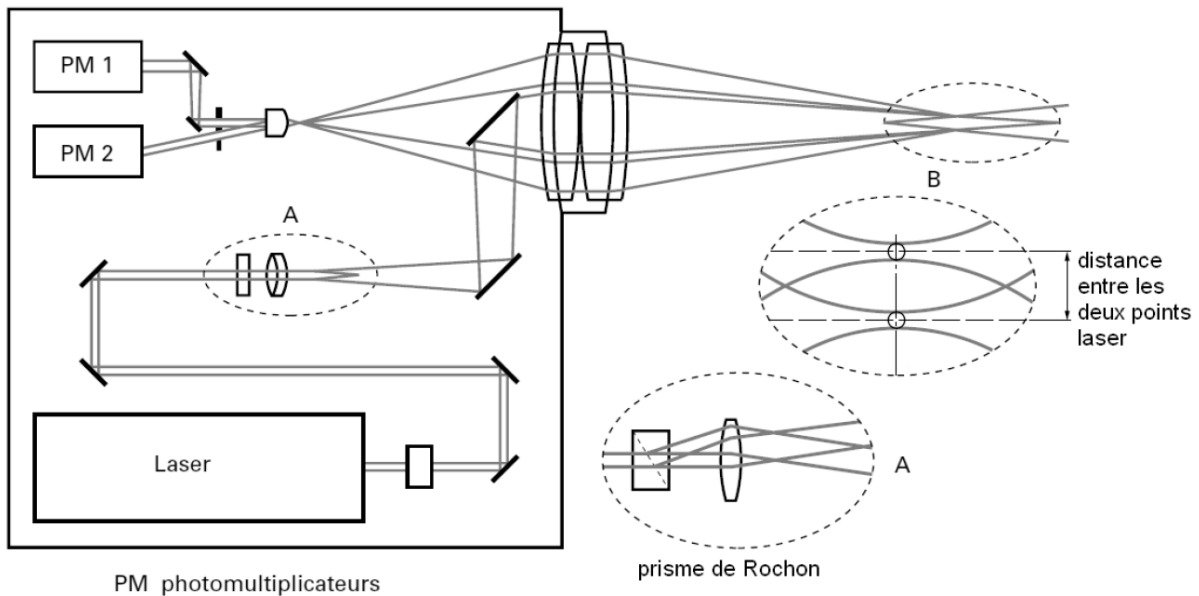


Figure I-6. Schéma du vélocimètre deux points (L2F) [41].

1.5 Radar laser pulsé (Lidar)

La télédétection par laser ou LIDAR (pour « *Light Detection And Ranging* » ou « *Laser Imaging, Detection and Ranging* ») est, à la base, une technologie de mesure de distance qui consiste à illuminer une cible avec un laser pulsé et à analyser la lumière réfléchie.

Le principe de la mesure de vitesse grâce à un radar laser (ou Lidar) est basée sur deux méthodes. La première est basée sur la mesure de la distance séparant la cible du cinémomètre. Cette mesure de distance consiste à mesurer le temps de vol mis par une impulsion laser pour atteindre la cible visée et revenir au cinémomètre après réflexion. Un compteur électronique de temps est déclenché lorsque l'impulsion est émise par le laser et arrêté lorsque l'impulsion « retour » est détectée. Connaissant le temps d'aller-retour τ ainsi que la vitesse de la lumière c , on en déduit facilement la distance laser-cible $D=c\tau/2$. Pour connaître la vitesse de la cible, il suffit de répéter le processus de mesure de distance à des intervalles de temps fixes. La variation de distance obtenue par unité de temps donne une valeur de la vitesse radiale (suivant la direction de la ligne de visée). En fait, le fonctionnement de l'émetteur laser s'effectue par "salves" d'impulsions régulièrement espacées dans

le temps ce qui permet d'analyser finement le déplacement de la cible. Ce principe est utilisé par les jumelles et pistolets laser pour le contrôle routier. Les systèmes Lidar de sécurité routière ont une portée allant de 15 jusqu'à 1000 mètres et une précision de mesure de vitesse de ± 2 km/h (0,55 m/s) [42].

La seconde méthode est basée sur le fait qu'une cible se déplaçant avec une vitesse radiale non nulle par rapport au faisceau laser provoque un décalage de fréquence, dû à l'effet Doppler, entre la fréquence de référence de l'émetteur et celle de la porteuse reçue après réflexion sur la cible. Une détection hétérodyne qui consiste à mélanger le signal reçu (lumière rétrodiffusée) avec un faisceau laser de référence de fréquence connue permet de déterminer le décalage de fréquence Doppler (de manière similaire au montage à faisceau de référence du vélocimètre laser Doppler (LDV) mais avec la différence que le laser est maintenant en mode pulsé au lieu du mode continu). La vitesse de la cible est ensuite déterminée à partir de ce décalage de fréquence Doppler. Les systèmes basés sur ce principe sont connus sous le nom de « *Pulsed Doppler Lidar Systems* ». Ils sont essentiellement utilisés pour la mesure de la vitesse du vent (en utilisant les aérosols comme cibles) [43]–[45]. Ces systèmes ont une précision de mesure environ 0,1 m/s, une portée allant de 300 mètres à 10 km et une résolution spatiale de 0,2 mètre [44].

Ainsi, la mesure de vitesse avec un Lidar repose soit sur la mesure du temps de vol de deux (ou plus) impulsions laser (Lidars de contrôle routier), soit sur la mesure du décalage de fréquence Doppler (Lidars Doppler utilisés pour la mesure de la vitesse du vent).

1.6 Interférométrie à rétro-injection optique (OFI)

Quand un faisceau laser illumine une cible (tel qu'un solide ou bien des particules introduites dans un écoulement) ayant une surface diffuse ou réfléchive, une partie de la lumière réfléchie est réinjectée dans la cavité du laser et interfère avec le champ existant dans cette cavité (Figure I-7). Ce phénomène est dit « rétro-injection optique » (OFI pour *Optical Feedback Interférometry*) ou « effet de self-mixing ». La lumière rétro-injectée dans la cavité laser module la puissance optique du laser. Cette modulation est fonction de la vitesse de la cible. Le principe de l'OFI est proche de celui de la LDV avec la différence que les interférences de type self-mixing ont lieu dans un milieu actif (la cavité laser) au lieu de l'espace

libre, conduisant à des effets non linéaires. Par contre, un dispositif OFI est beaucoup plus simple étant donné qu'il n'y a pas deux faisceaux à aligner et qu'aucun détecteur supplémentaire n'est nécessaire (le laser est lui-même la source, le récepteur et l'interféromètre). Une description détaillée de ce phénomène physique est donnée dans la 2^{ème} partie de ce chapitre.

1.7 Comparaison et conclusion

Le Tableau I-1 compare les différentes techniques optiques de mesures de vitesses présentées ci-dessus.

Il faut considérer que toutes ces techniques fournissent des informations complémentaires.

La plupart des vélocimètres laser opérationnels effectuant des mesures ponctuelles sont basés sur l'effet Doppler. La LDV fournit des mesures ponctuelles de vitesses de haute précision, haute résolution spatiale et en temps réel. Par contre, l'utilisation d'un grand nombre de composants optiques la rend plus complexe (la robustesse du système est ainsi affectée) et de prix élevé.

La PIV est une technique très utilisée pour l'étude des écoulements fluidiques. Elle fournit des cartes de vitesses instantanées dans un plan ou dans un volume, avec une haute résolution spatiale et temporelle et une haute précision. Par contre, le traitement du signal est crucial en PIV, surtout pour éliminer des vecteurs faux dus à des artéfacts mathématiques dans les logiciels. La PIV nécessite de disposer de beaucoup de mémoire dans les calculateurs et le post-traitement des données est assez long. De plus, l'utilisation en PIV de caméras encombrantes et chères rend cette technique plus appropriée aux laboratoires de recherche plutôt qu'aux applications industrielles.

La DGV, comme la PIV, fournit des cartes de vitesses avec une haute résolution spatiale dans un plan de l'écoulement fluide. Du point de vue de la précision, la résolution de la DGV est limitée d'une manière absolue à quelques m/s, ce qui rend cette technique plus apte à mesurer des vitesses élevées. Le traitement d'image en DGV est plus robuste qu'en PIV. Comme la DGV ne nécessite pas d'enregistrer l'image des particules individuelles (ce qui est le cas de la PIV), les distances de visée sont uniquement limitées par le besoin de réaliser

une certaine résolution spatiale dans le plan de mesure (la distance de visée est limitée en PIV à cause de contraintes strictes sur l'optique de réception afin que les particules imagées se distinguent nettement du fond environnant). Ainsi, la DGV est capable de sonder des champs plus grands qu'en PIV (et ce avec des plus grandes distances de visée). La DGV apparaît plus performante que la PIV dans les grandes installations et à haute vitesse.

La vélocimétrie L2F fournit des mesures ponctuelles de vitesses avec une très haute résolution spatiale. Ainsi, ces vélocimètres sont capables d'effectuer des mesures à proximité de surfaces où la lumière diffusée par la surface solide affecte sérieusement le rapport signal-sur-bruit pour les configurations LDV. Les systèmes L2F sont essentiellement utilisés en turbomachines.

Les Lidars fournissent des mesures ponctuelles de vitesses mais à faible résolution spatiale. Ils sont mieux adaptés pour les cibles éloignées du laser (plus de 15 m pour les lidars de contrôle routier et plus de 300 m pour les lidars Doppler).

L'OFI est une technique de mesure de vitesse à faible coût qui ne nécessite qu'une diode laser et une lentille de focalisation. Un dispositif OFI est très simple étant donné qu'il n'y a pas des faisceaux à aligner et qu'aucun détecteur supplémentaire n'est nécessaire parce que le laser est lui-même la source, le récepteur et l'interféromètre. Cela rend cette technique plus robuste que la LDV bien qu'elle est de moindre résolution spatiale et de moindre précision. Les capteurs OFI sont compacts, embarqués, auto alignés et à faible coût. Ils sont bien adaptés pour les applications à caractère industriel. Pour ces raisons, nous choisissons cette technique pour développer notre capteur de vitesse.

La partie suivante présente la théorie de l'interférométrie à rétro-injection optique.

Tableau I-1. Tableau récapitulatif comparant les différentes techniques optiques de mesures de vitesses (* désigne le Lidar Doppler).

	LDV	PIV	DGV	L2F	LIDAR	OFI
Composants	Laser, lentilles, miroirs, diviseur de faisceau, modulateur(s) acousto-optiques, photodétecteur, élargisseur de faisceau (pour une longue distance de visée)	Laser (Nd-Yag), lentille cylindrique, lentilles, miroirs, caméra(s) (standard, CCD ou CMOS)	Laser, lentille cylindrique, lentilles, miroirs, diviseur de faisceau, cuve à iode, deux cameras CCD	Laser, diviseur de faisceau (prisme de Rochon), lentille, miroirs, objectif de microscope, deux photomultiplicateurs	Laser(s), photodétecteur, modulateur acousto-optiques*, diviseur de faisceau*, lame quart d'onde*, télescope*, miroir(s) *	Laser, lentille(s)
Coût	Cher	Très cher	Cher	Cher	Cher	Faible
Alignement	Difficile	Difficile	Facile	Difficile	- Facile (contrôle routier) - Difficile (Doppler Lidar)	Très facile
Embarqué	Oui	Non	Non	Non	Oui	Oui
Distance de visée (distance capteur-cible)	Normale De 150 mm à 2,5 m (Polytec)	Faible	Normale	Faible ($\approx 0,5$ m)	Longue - De 15 à 1000 m (contrôle routier) - De 300 m à 10 km et plus (Doppler Lidar)	Normale De quelques mm jusqu'à 2,5 m (Philips)
Précision	Haute ($< 0,05\%$ (Polytec))	Haute ($< 0,1\%$ [30])	Médiocre pour les basses vitesses (résolution limitée à quelques m/s)	Moyenne ($< 1\%$ [46])	- 0,5 m/s (Lidar de contrôle routier) - 0,1 m/s (Doppler Lidar)	Moyenne (0,5%)
Temps réel	Oui	Non	Quasi	Oui	Oui	Oui
Zone mesurée	Point	Plan / Volume	Plan	Point	Point	Point
Type de cible	Solide/Fluide	Fluide	Fluide	Fluide	Solide / Fluide*	Solide/Fluide
Résolution spatiale	1 μm	65 nm	100 μm	10 μm	0,2 m	10 μm

2 Interférométrie à rétro-injection optique

Quand un faisceau laser illumine une cible, une partie de la lumière réfléchie est réinjectée dans la cavité du laser. Ce phénomène est dit de « rétro-injection optique » ou « effet de self-mixing ». Au début, ce phénomène était perçu comme parasite car il affecte sérieusement le laser, conduisant à des perturbations indésirables de ses propriétés spectrales. On a alors recours à un isolateur optique afin de protéger la source laser de toute réflexion parasite. Les isolateurs sont présents notamment dans tous les appareils optoélectroniques pour les télécommunications ainsi que dans les lecteurs de CD et de DVD [47].

Néanmoins, il a été constaté rapidement que cette lumière rétrodiffusée pourrait aussi être exploitée pour de nombreuses applications de détection. Kleinman et Kisliuk [48] ont été les premiers à démontrer en 1962 le potentiel de la rétro-injection optique. Les MASERS (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) étant des dispositifs multimodes, ont souffert de l'excitation de plusieurs modes simultanément, générant des effets indésirables, affectant la stabilité et les performances des dispositifs. Kleinman et Kisliuk ont suggéré d'ajouter une plaque réfléchissante à l'extérieur du Maser qui permet une sélection artificielle du mode d'émission. Le même effet a été démontré plus tard en utilisant un laser hélium-néon [49] et une diode laser à base de semi-conducteurs [50], [51]. Il a été aussi démontré expérimentalement que la rétro-injection optique affecte des propriétés diverses du laser, tels que la densité du courant au seuil [52] et les propriétés dynamiques du laser [53]. En outre, ces effets dépendent entre autres de la distance entre la cavité du laser et le réflecteur externe [54], et de l'intensité du couplage entre l'onde réfléchie et l'onde à l'intérieur de la cavité [55].

En dépit de ces observations expérimentales, aucun modèle théorique ne décrivait précisément les origines du fonctionnement dynamique des lasers à semi-conducteurs avec rétro-injection optique. En 1980, Lang et Kobayashi [56] ont montré que les changements dynamiques dans la densité de courant du laser à semi-conducteur à cause de la rétro-injection optique, conduisent à la modification de l'indice de réfraction, qui à son tour altère la fréquence de résonance du laser. Ils ont démontré aussi que cette information peut être utilisée afin de décrire le comportement dynamique de la puissance optique de sortie du laser en présence de rétro-injection optique. La plupart des modèles théoriques présentés dans la

littérature sont basés sur les équations de Lang-Kobayashi [57]–[61]. Récemment, un modèle dynamique de la diode laser en feedback modéré a été présenté en [62].

Dans la présente section, nous allons montrer en quoi ce phénomène dit de « self-mixing » perturbe la puissance d'émission ainsi que la fréquence d'émission du laser. Ce phénomène apparaît aussi sous différents noms dans la littérature : « *optical feedback* » [63], « *optical feedback interferometry* » [60], [64], [65], « *external optical feedback effect* » [56], « *active optical feedback* » [57], ou enfin « *backscatter-modulated laser diode* » [66].

2.1 Principe du self-mixing

Le système de mesure par self-mixing présenté dans la Figure I-7 est simple, peu coûteux et auto-aligné puisqu'il ne nécessite qu'une lentille et une diode laser avec sa photodiode incluse dans le même boîtier. Cette dernière n'est d'ailleurs pas indispensable puisque l'on peut aussi récupérer l'information directement sur la tension de jonction du laser mais avec un rapport signal à bruit moins avantageux [67]. Par comparaison, l'interférométrie classique de Michelson présentée également dans la Figure I-7 nécessite de nombreux composants optiques, tels que miroirs, séparateurs de faisceaux et isolateurs, très chers et demandant beaucoup de soin dans leur manipulation et leur alignement.

La lumière émise par une diode laser en direction de la cible est réfléchiée et partiellement renvoyée vers le laser. Une partie de l'onde réfléchiée est réinjectée dans la cavité active et interfère avec le champ existant dans cette cavité. Pour que cette interférence se produise, il est nécessaire que la distance séparant la cible de la diode laser ne dépasse pas la moitié de la longueur de cohérence du laser. La photodiode (PD) intégrée dans le boîtier laser (Figure I-8) convertit le faisceau laser émis vers la face arrière du boîtier en signaux électriques. La photodiode délivre alors en sortie du boîtier un signal analogique proportionnel à la puissance optique émise par la diode laser (DL). Ce signal analogique est utilisé habituellement pour asservir la puissance d'émission de la diode laser. Cela permet de contrôler et de corriger le courant d'alimentation afin de garantir une puissance optique émise constante pour des applications de type transmissions optiques ou lecteurs de disque compact. Néanmoins, ce signal analogique peut également être analysé pour détecter les variations de la puissance optique, induites par le phénomène de self-mixing. La puissance de sortie est ainsi

modulée lorsque la cible est en mouvement ou que le courant d'injection de la diode laser est modulé. La principale différence avec des interférences classiques est que celles-ci sont généralement observées en espace libre, i.e. milieu passif, alors que les interférences de type self-mixing ont lieu dans la cavité active du laser présentant un indice de réfraction imaginaire (complexe). Cette différence notable se traduit par une forme non sinusoïdale de la modulation d'intensité générée par les interférences dans le cas du self-mixing, contrairement aux interférences classiques.

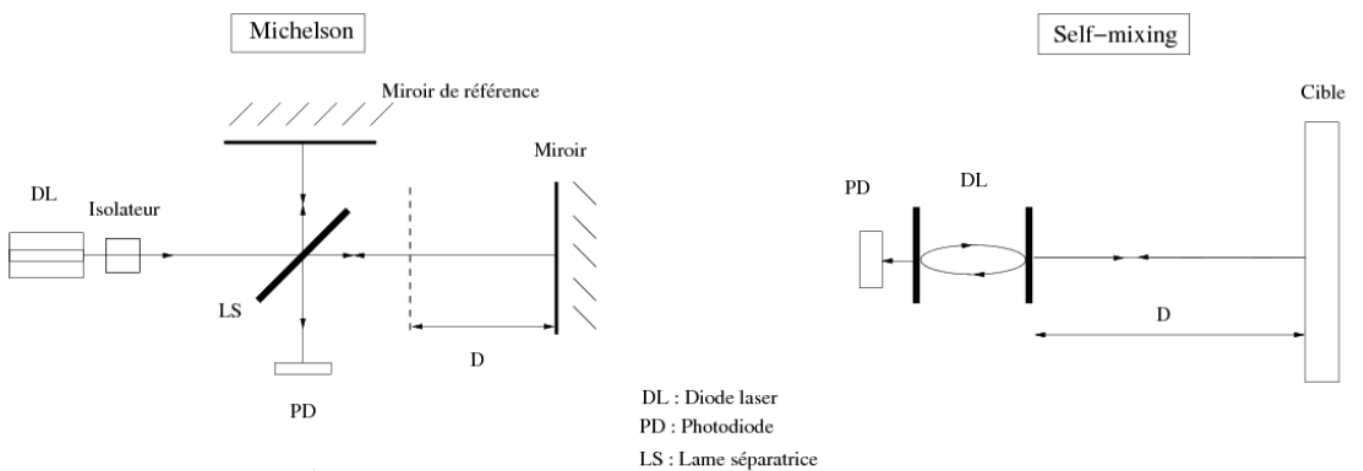


Figure I-7. Comparaison interférences de type Michelson / « interférences » par self-mixing [68].

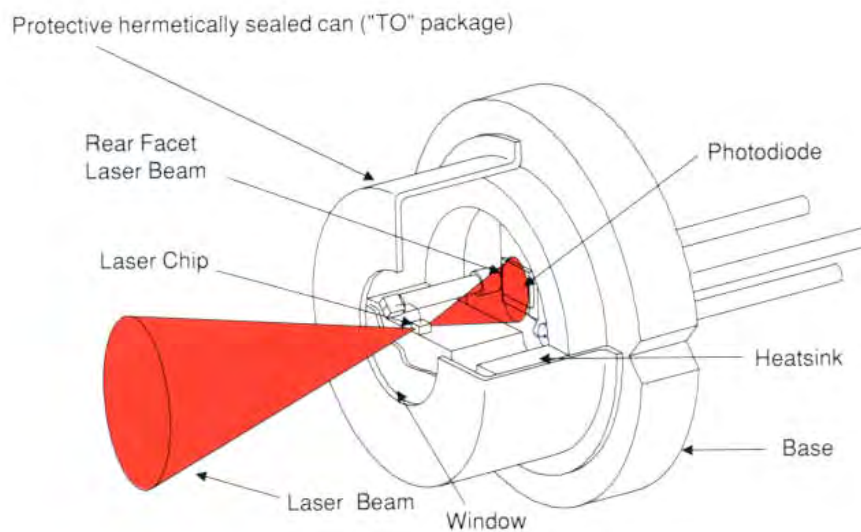


Figure I-8. Schéma du boîtier comprenant la diode laser et la photodiode interne.

Afin d'expliquer le phénomène de self-mixing, nous allons introduire le modèle des cavités équivalentes. On considérera la cavité extérieure i.e. l'espace entre la face avant du laser et la cible comme une cavité couplée à la cavité active du laser. Dans un premier temps, nous considérerons une diode laser seule, puis une diode laser en présence d'une cible. Notons que la photodiode est inclinée d'environ cinq degrés par rapport à la face arrière du laser afin d'éviter une rétro-injection parasite du faisceau par réflexion sur la photodiode.

2.2 La diode laser seule en espace libre

Nous considérons dans un premier temps la diode laser en espace libre, i.e. non soumise à une rétro-injection optique. Une diode laser peut être modélisée par une cavité de Fabry-Perot à deux interfaces I_1 et I_2 délimitant un milieu actif de longueur ℓ_c (Figure I-9). Les coefficients de réflexion en amplitude du champ électrique sont notés r'_1 , sur l'interface I_1 et r_2 , sur l'interface I_2 . La puissance optique se propageant de I_1 vers I_2 , $P_{1 \rightarrow 2}(z)$ a une expression de la forme :

$$P_{1 \rightarrow 2}(z) = P_{1 \rightarrow 2}(0)e^{(gz - \alpha_p z)} \quad (I - 6)$$

avec g le gain du milieu actif, et α_p le coefficient de pertes principalement dues aux absorptions par porteurs libres.

Pour assurer l'émission d'un laser en espace libre, deux conditions sont nécessaires. La première condition est sur le gain, liée au nombre de porteurs de charges présents dans la zone active, et la deuxième est sur la phase déterminant à quelle(s) fréquence(s) le laser émettra. La condition d'émission d'un laser est donnée à partir des champs électriques. Le champ électrique se propageant de $z=0$ à $z=\ell_c$ est tel que $P_{1 \rightarrow 2}(z) \approx |E_{1 \rightarrow 2}(z)|^2$. Il a pour expression :

$$E_{1 \rightarrow 2}(z) = E_{1 \rightarrow 2}(0)e^{(-j\rho_0 z - \frac{1}{2}\gamma_0 z)} \quad (I - 7)$$

avec ρ_0 le vecteur d'onde et γ_0 , le coefficient d'absorption du milieu actif. Ils sont donnés par :

$$\rho_0 = \frac{2\pi\mu_{e0}v_0}{c} \quad (I - 8)$$

et

$$\gamma_0 = -g + \alpha_p \quad (1 - 9)$$

où μ_{e0} représente l'indice effectif de réfraction de phase du milieu actif, ν_0 la fréquence d'émission de la diode laser, et c la vitesse de la lumière.

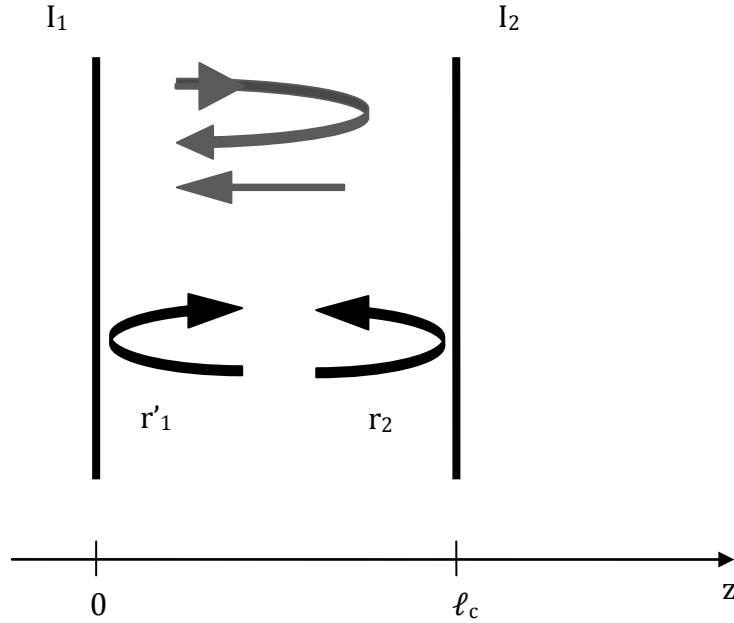


Figure I-9. Modélisation du milieu actif d'une diode laser par une cavité Fabry-Perot.

Le champ de retour, après réflexion sur l'interface I_2 a pour expression :

$$E_{2 \rightarrow 1}(z) = E_{2 \rightarrow 1}(\ell_c) e^{(-j\rho_0(\ell_c - z) + \frac{1}{2}(g - \alpha_p)(\ell_c - z))} \quad (1 - 10)$$

Les champs d'aller et de retour $E_{1 \rightarrow 2}$ et $E_{2 \rightarrow 1}$ sont liés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} E_{1 \rightarrow 2}(z = 0) &= r'_1 E_{2 \rightarrow 1}(z = 0) \quad \text{sur l'interface } I_1 \\ E_{2 \rightarrow 1}(z = \ell_c) &= r_2 E_{1 \rightarrow 2}(z = \ell_c) \quad \text{sur l'interface } I_2 \end{aligned} \quad (1 - 11)$$

A partir des équations (1 - 7), (1 - 10) et (1 - 11), nous en déduisons l'équation de propagation du champ électrique :

$$E_{1 \rightarrow 2}(0) = E(0) = E(0) * r'_1 e^{(-j\rho_0 \ell_c - \frac{1}{2}\gamma_0 \ell_c)} * r_2 e^{(j\rho_0(-\ell_c) + \frac{1}{2}\gamma_0(-\ell_c))} \quad (1 - 12)$$

La relation précédente permet de donner la condition d'émission de la diode laser sans couplage externe :

$$r'_1 r_2 e^{(-2j\rho_0 \ell_c - \gamma_0 \ell_c)} = 1 \quad (1 - 13)$$

La résolution de cette équation en module et en phase permet de donner les expressions du gain et des fréquences optiques autorisés :

$$g_{th0} = \alpha_p - \frac{1}{\ell_c} \ln|r_1' r_2| \quad (I - 14)$$

où g_{th0} est le gain seuil sans cible, i.e. le gain à partir duquel l'émission sera possible. Les fréquences optiques autorisées de la diode laser sont données par :

$$\nu_0 = q \frac{c}{2\ell_c \mu_{e0}} \quad (I - 15)$$

où q est un entier. Chaque valeur de q correspond à une fréquence distincte, donc un mode longitudinal distinct, de l'émission laser.

Ces deux dernières conditions sont souvent désignées comme les conditions d'émission du laser. La cavité du laser peut être conçue de manière à ce qu'une seule longueur d'onde puisse osciller. Un tel laser est dit monomode, et est couramment utilisé dans de nombreux systèmes interférométriques. La théorie développée dans la suite de ce chapitre considère uniquement ce type de laser.

2.3 La diode laser en présence d'une cible

Considérons maintenant, cette même diode laser en présence d'une cible située à une distance ℓ_{ext} inférieure à la moitié de la longueur de cohérence du laser. Cet ensemble peut être interprété comme l'association d'une cavité laser de type Fabry-Perot de longueur ℓ_c , avec une cavité externe de longueur ℓ_{ext} . Cette association peut être modélisée par une cavité équivalente de type Fabry-Perot, de longueur ℓ_{eq} (Figure I-10) [57]. Le coefficient r_{eq} est le coefficient de réflexion en amplitude de la cavité équivalente.

Comme précédemment, nous considérons une onde électromagnétique faisant un trajet aller-retour dans la cavité à trois interfaces. Un seul trajet aller-retour dans la cavité externe est considéré car le coefficient de réflexion de la cible r_3 est, dans la plupart des applications, très faible devant r_2 . Le champ électrique peut ainsi être divisé en deux parties. Une partie du champ électrique se propage le long du même chemin à l'intérieur de la cavité laser que le champ sans rétro-injection optique (1^{er} terme dans l'équation (I - 16)). L'autre partie se propage à l'extérieur de la cavité du laser, et sera réfléchi par l'interface I_3 de la cible (2^{ème}

terme de l'équation (I - 16)), (Figure I-10). Le vecteur d'onde ρ_{int} (ρ_{ext}) et le coefficient d'absorption γ_{int} (γ_{ext}) se réfèrent à l'onde se propageant à l'intérieur (respectivement à l'extérieur) de la cavité du laser.

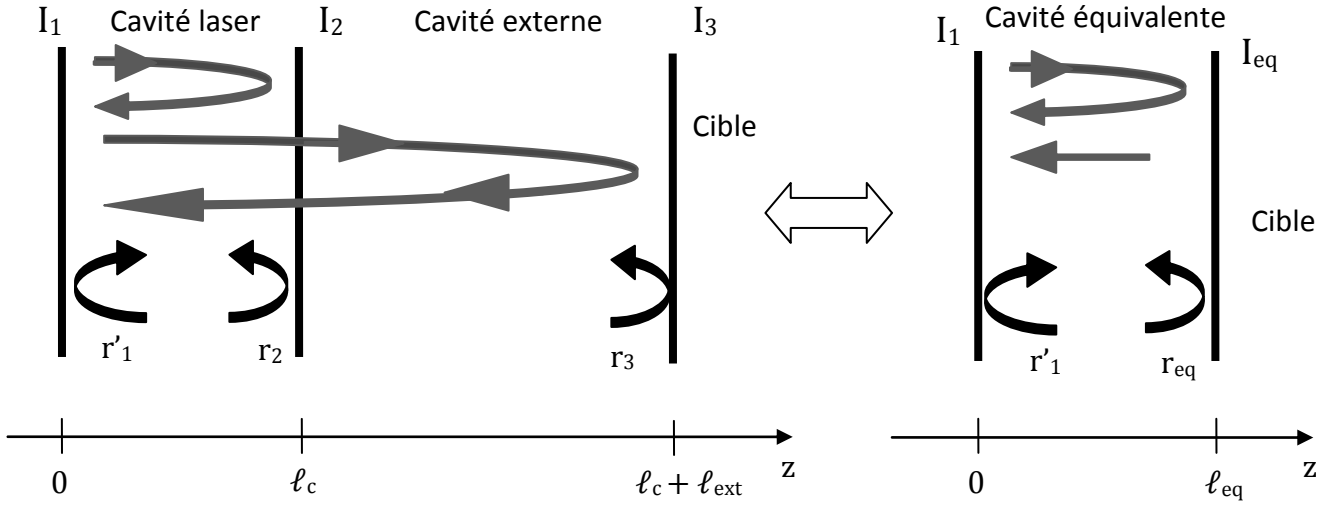


Figure I-10. Modélisation du milieu actif d'une diode laser en présence d'une cible par une cavité équivalente de Fabry-Perot [60].

L'équation de propagation devient :

$$E(0) = E(0) * r'_1 r_2 e^{(-2j\rho_{\text{int}}\ell_c - \gamma_{\text{int}}\ell_c)} + E(0) * r'_1 (1 - r_2^2) r_{\text{ext}} e^{(-2j\rho_{\text{ext}}\ell_{\text{ext}})} \quad (\text{I} - 16)$$

où $r_{\text{ext}} = a_0 f_{\text{coup}} r_3$ avec a_0 l'atténuation du champ électrique réfléchi, et f_{coup} la fraction de l'onde lumineuse rétro-injectée qui est effectivement couplée avec le mode lasant [69].

L'équation précédente donne :

$$r'_1 r_2 e^{(-2j\rho_{\text{int}}\ell_c - \gamma_{\text{int}}\ell_c)} \left[1 + \frac{r_{\text{ext}}}{r_2} (1 - r_2^2) e^{(-2j\rho_{\text{ext}}\ell_{\text{ext}})} \right] = 1 \quad (\text{I} - 17)$$

En notant $\zeta = \frac{r_{\text{ext}}}{r_2} (1 - r_2^2)$ qui est un paramètre de couplage entre la cible et la cavité laser :

$$r'_1 r_2 e^{(-2j\rho_{\text{int}}\ell_c - \gamma_{\text{int}}\ell_c)} [1 + \zeta e^{(-2j\rho_{\text{ext}}\ell_{\text{ext}})}] = 1 \quad (\text{I} - 18)$$

2.3.1 Modulation de la fréquence d'émission du laser

En identifiant les termes dans les équations (I - 18) et (I - 13), le champ réfléchi par l'interface I_2 et le champ rétro-injecté dans la cavité du laser par la cavité externe peuvent

être combinés dans un seul terme. Cela permet de combiner l'interface I_2 de la diode laser et l'interface I_3 de la cible en une seule interface équivalente I_{eq} comme illustré dans la Figure I-10. Le coefficient de réflexion r_{eq} de l'interface équivalente est donné par [63] :

$$r_{eq} = \|r_{eq}\| e^{j\Phi_{eq}} = r_2 [1 + \zeta e^{(-2j\rho_{ext}\ell_{ext})}] \quad (I - 19)$$

avec

$$\|r_{eq}\| = r_2 [1 + \zeta \cos(2\rho_{ext}\ell_{ext})] \quad (I - 20)$$

$$\Phi_{eq} \sim -\zeta \sin(2\rho_{ext}\ell_{ext}) \quad (I - 21)$$

Pour un laser en présence d'une cible externe, la condition d'émission devient :

$$r'_1 r_{eq} e^{(-2j\rho_F \ell_c - \gamma_F \ell_c)} = 1 \quad (I - 22)$$

ρ_F et γ_F désignent exactement ρ_{int} et γ_{int} .

La condition d'émission laser pour la diode en présence d'une cible (équation (I - 22)) n'est autre que l'équation (I - 13) en remplaçant les grandeurs de la diode laser seule (spécifiés par l'indice 0) par celles de la diode équivalente (spécifiés par l'indice F pour feedback). Par ailleurs, le coefficient de réflexion r_2 est remplacé par le coefficient r_{eq} de la cavité laser équivalente.

Écrivons en une seule équation (I - 23), les deux conditions d'émission laser pour la diode équivalente, en l'absence et en présence d'une cible, à savoir les équations (I - 13) et (I - 22) [57], [68], [70] :

$$\frac{r_{eq}}{r_2} e^{-(\gamma_F - \gamma_0)\ell_c} e^{-j(\Phi_F - \Phi_0)} = 1 \quad (I - 23)$$

avec

$$\Phi_F = 2\rho_F \ell_c \quad (I - 24)$$

$$\Phi_0 = 2\rho_0 \ell_c \quad (I - 25)$$

Donnant,

$$\left[\left\| \frac{r_{eq}}{r_2} \right\| e^{-(\gamma_F - \gamma_0)\ell_c} \right] e^{-j(\Phi_F - \Phi_0 - \Phi_{eq})} = 1 \quad (I - 26)$$

La résolution en module de l'équation (I - 26) donne la valeur seuil du gain d'émission du laser avec la cible : nous en déduisons les relations de gain et de phase, où g_{th} , Φ_{th} et μ_e représentent respectivement le gain seuil d'émission laser, la phase d'émission laser et l'indice effectif de réfraction [57].

$$g_{thF} - g_{th0} = -\frac{\zeta}{\ell_c} \cos(2\rho_{ext}\ell_{ext}) \quad (I - 27)$$

$$\Delta\Phi_L = \Phi_{thF} - \Phi_{th0} = \frac{4\pi\ell_c}{c} (\mu_{eF}v_F - \mu_{e0}v_0) + \zeta \sin(2\rho_{ext}\ell_{ext}) \quad (I - 28)$$

où v_F est la fréquence optique de la diode laser mise en présence de la cible.

Ayant

$$\mu_{eF}v_F - \mu_{e0}v_0 = \Delta(\mu_e v) = v_0 \Delta\mu_e + \mu_{eF} \Delta v \quad (I - 29)$$

le changement dans l'indice effectif μ_e peut être exprimé par :

$$\Delta\mu_e = \frac{\delta\mu_e}{\delta g} (g_F - g_0) + \frac{\delta\mu_e}{\delta v} (v_F - v_0) \quad (I - 30)$$

En introduisant le facteur d'élargissement de raie autrement appelé « *linewidth enhancement factor* » ou encore facteur de Henry $\alpha_e = -\frac{4\pi v_0}{c} \frac{\delta\mu_e}{\delta g}$ [71], les équations (I - 30) et (I - 27) permettent de réécrire l'équation (I - 29) :

$$\begin{aligned} \Delta(\mu_e v) &= v_0 \left[-\frac{\alpha_e c}{4\pi v_0} (g_F - g_0) + \frac{\delta\mu_e}{\delta v} (v_F - v_0) \right] + \mu_{eF} (v_F - v_0) \\ &= (v_F - v_0) \left[v_0 \frac{\delta\mu_e}{\delta v} + \mu_{eF} \right] - \frac{\alpha_e c}{4\pi v_0} (g_F - g_0) \\ &= (v_F - v_0) \overline{\mu_{e0}} + \frac{\alpha_e c}{4\pi \ell_c} \zeta \cos(2\rho_{ext}\ell_{ext}) \end{aligned} \quad (I - 31)$$

Le terme $\overline{\mu_{e0}} = v_0 \frac{\delta\mu_e}{\delta v} + \mu_{eF}$ représente l'indice effectif de réfraction de groupe de la diode, qui prend en compte la dispersion de l'indice de réfraction. Il est utilisé pour évaluer l'espacement entre les fréquences d'émission adjacentes [72].

L'équation (I - 28) devient :

$$\Delta\Phi_L \frac{4\pi\ell_c \overline{\mu_{e0}}}{c} = \nu_F - \nu_0 + \zeta \frac{c}{4\pi\ell_c \overline{\mu_{e0}}} \sqrt{1 + \alpha_e^2} \sin(2\rho_{ext}\ell_{ext} + \arctan(\alpha_e)) \quad (I - 32)$$

Soit le paramètre C appelé coefficient de couplage et défini par :

$$C = \zeta \frac{\tau_d}{\tau_l} \sqrt{1 + \alpha_e^2} \quad (I - 33)$$

avec $\tau_d = \frac{2\ell_{ext}}{c}$ le temps de vol dans la cavité externe et $\tau_l = \frac{2\ell_c \overline{\mu_{e0}}}{c}$, le temps de vol dans la cavité laser. Ce paramètre C décrit l'intensité des changements dus à la rétro-injection optique sur le comportement intrinsèque du laser [60]. Il tient à la fois compte de la distance de la cible, à travers τ_d et de la quantité de lumière rétrodiffusée par la cible, par l'intermédiaire de ζ .

En introduisant le paramètre C, l'équation (I - 32) devient :

$$\Delta\Phi_L \frac{4\pi\ell_c \overline{\mu_{e0}}}{c} = \nu_F - \nu_0 + \frac{C}{2\pi\tau_d} \sin(2\pi\nu_F\tau_d + \arctan(\alpha_e)) \quad (I - 34)$$

Puisque la phase du chemin aller retour dans la cavité laser doit être égale à un multiple de 2π , l'expression de la fréquence d'émission laser avec cavité externe ν_F est obtenue de l'équation (I - 34) pour $\Delta\Phi_L = 0$ (modulo 2π) :

$$\nu_F - \nu_0 + \frac{C}{2\pi\tau_d} \sin(2\pi\nu_F\tau_d + \arctan(\alpha_e)) = 0 \quad (I - 35)$$

Les relations (I - 35) et (I - 33) sont très importantes lorsqu'on s'intéresse au phénomène de self-mixing à des fins métrologiques car elles relient les modifications de fonctionnement subies par le laser en présence de rétro-injection au déplacement de la cible éclairée par le laser [68].

La Figure I-11 montre le changement de phase $\Delta\Phi_L$ après un aller retour de l'onde lumineuse traversant la cavité laser et la cavité externe, en fonction de $\nu_F - \nu_0$. Les fréquences optiques d'émission possibles sont déterminées par la condition $\Delta\Phi_L = 0$. On observe qu'en présence d'une cible, la (ou les) fréquence(s) d'émission est (sont) décalée(s) par rapport à la fréquence d'émission sans cible, et qu'en fonction de la valeur de C, le nombre de solutions, et donc le nombre de modes possibles, diffèrent. Pour les valeurs faibles de C ($C < 1$), i.e. pour une faible rétrodiffusion, une seule solution existe, et donc une seule fréquence d'émission possible (la diode reste monomode). Pour des valeurs de C supérieures à 1, plu-

Plusieurs solutions sont possibles pour l'équation (I - 35), et donc plusieurs fréquences d'émission sont possibles (comportement multi-mode de la diode laser).

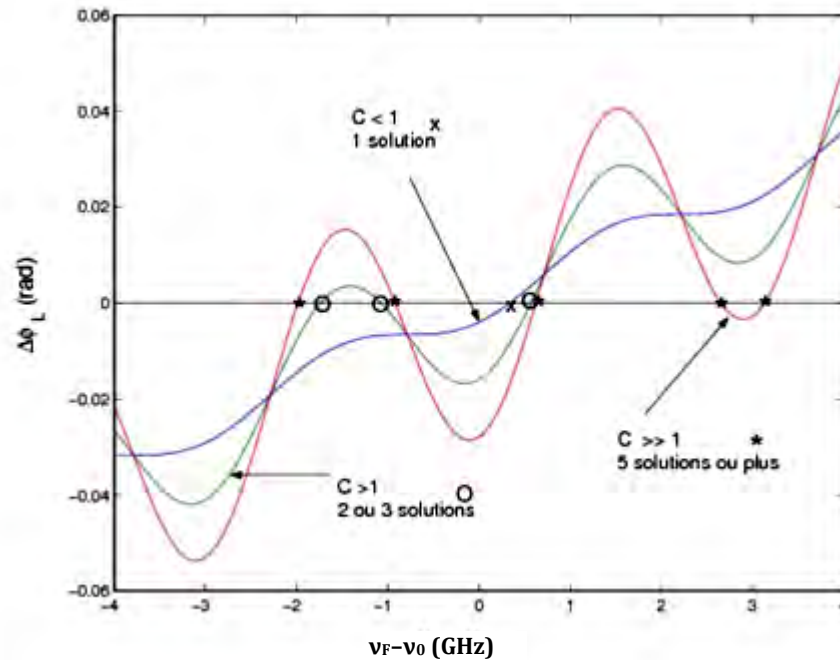


Figure I-11. Conditions de phase (équation (I - 34)) pour différents coefficients C [68].

2.3.2 Modulation de la puissance optique de la diode laser

Concentrons nous maintenant uniquement sur les diodes laser à semi-conducteurs [73]–[77]. Ce type de laser présente de nombreux avantages : il permet un couplage direct entre l'énergie électrique et la lumière, d'où les applications en télécommunications [78] (à l'entrée des réseaux des fibres optiques). De plus, ces lasers sont peu coûteux, très compacts (la zone active est micrométrique, et l'ensemble du dispositif a une taille de l'ordre de la dizaine de millimètres). Leurs domaines d'application sont très diversifiés [73], [79] : lecteurs optiques (CD, DVD) [47], télécommunications [80], dispositifs de pompage optique de laser de puissance [73], imprimantes, pointeurs, etc.

Les équations de Lang-Kobayashi décrivent le comportement dynamique d'une diode laser monomode soumise à la rétro-injection optique [56] :

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[G_n(N_a(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E(t) + \frac{\zeta}{\tau_l} E(t - \tau_d) \cos[2\pi\nu_0\tau_d + \Phi_E(t) - \Phi_E(t - \tau_d)]$$

$$\frac{d\Phi_E(t)}{dt} = \frac{1}{2} G_n \alpha_e (N_a(t) - N_{th}) \quad (I - 36)$$

$$- \frac{\zeta}{\tau_l} \frac{E(t - \tau_d)}{E(t)} \sin[2\pi\nu_0\tau_d + \Phi_E(t) - \Phi_E(t - \tau_d)] \quad (I - 37)$$

$$\frac{dN_a(t)}{dt} = G_{gen} - \frac{N_a(t)}{\tau_e} - G_n [N_a(t) - N_0] E^2(t) \quad (I - 38)$$

avec :

- $E(t)$: Enveloppe du champ électrique normalisé afin que E^2 corresponde à la densité de photon (m^{-3})
- $\Phi_E(t)$: Phase du champ électrique
- G_n : Coefficient du gain modal
- $N_a(t)$: Moyenne spatiale de la densité d'électrons (carrier density)
- N_0 : Densité d'électrons permettant d'atteindre le gain nul
- N_{th} : Densité seuil d'électrons
- τ_p : Durée de vie du photon à l'intérieur de la cavité
- τ_e : Durée de vie de l'électron
- G_{gen} : Coefficient de pompage électrique, défini par $G_{gen} = \frac{J_c \eta}{q_e d_l}$ où J_c la densité du courant d'injection, η le rendement quantique interne, d_l la largeur de la zone active du laser, et q_e la charge élémentaire.

Les solutions stationnaires des équations de Lang-Kobayashi permettent d'écrire une expression approchée de la puissance optique de la diode laser soumise à la rétro-injection optique.

Les termes à droite des équations (I - 36), (I - 37) et (I - 38) deviennent :

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{dN_a(t)}{dt} = 0 \quad (I - 39)$$

$$\frac{d\Phi_E(t)}{dt} = 2\pi(\nu_F - \nu_0) \quad (I - 40)$$

L'équation du champ électrique sans rétro-injection optique est :

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[G_n(N_a(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E(t) \quad (1 - 41)$$

Nous pouvons conclure de la solution stationnaire de cette équation :

$$\frac{1}{\tau_p} = G_n(N_{th} - N_0) \quad (1 - 42)$$

Par ailleurs, le champ électrique avec délai $E(t-\tau_d)$ peut être vu comme une petite variation du champ électrique sans délai $E(t)$, et peut être exprimé alors par :

$$E(t - \tau_d) = E(t) - \tau_d \frac{dE(t)}{dt} = E(t) \quad (1 - 43)$$

En écrivant à nouveau la première équation dynamique nous voyons que la rétro-injection optique induit une modulation de la densité d'électrons à l'intérieur de la cavité laser, N_F (l'indice F indiquant la présence de rétro-injection optique) :

$$N_F(\tau_d) = N_{th} - \frac{2\zeta}{G_n\tau_l} \cos(2\pi\nu_F\tau_d) \quad (1 - 44)$$

Faisons pareil avec l'équation de phase:

$$\nu_F - \nu_0 = \frac{\zeta}{2\pi\tau_l} [\alpha_e \cos(2\pi\nu_F\tau_d) + \sin(2\pi\nu_F\tau_d)] \quad (1 - 45)$$

La condition sur la fréquence d'émission démontrée précédemment est retrouvée.

Pour déterminer la forme de la puissance optique émise de la diode laser modulée par la rétro-injection optique, l'équation (1 - 44) est substituée dans l'équation de la densité d'électrons (1 - 38) :

$$\begin{aligned} P_F \propto E_F^2(\tau_d) &= \frac{G_{gen} - \frac{N_F(\tau_d)}{\tau_e}}{G_n[N_F(\tau_d) - N_0]} \\ &= \left(\frac{\tau_p}{\tau_e} \right) \frac{G_{gen}\tau_e - N_{th} + \frac{2\zeta}{G_n\tau_l} \cos(2\pi\nu_F\tau_d)}{1 - \frac{2\zeta\tau_p}{\tau_l} \cos(2\pi\nu_F\tau_d)} \end{aligned} \quad (1 - 46)$$

où E_F indique que la solution est calculée en présence de rétro-injection optique. Cette expression peut être linéarisée car $\zeta \ll \frac{\tau_l}{2\tau_p}$ dans la plupart des applications où le phénomène de rétro-injection est utilisé à des fins métrologiques :

$$\begin{aligned} P_F \propto E_F^2(\tau_d) &\approx \left(\frac{\tau_p}{\tau_e}\right) \left(G_{gen}\tau_e - N_{th} + \frac{2\zeta}{G_n\tau_l} \cos(2\pi\nu_F\tau_d) \right) \\ &\quad \left(1 + \frac{2\zeta\tau_p}{\tau_l} \cos(2\pi\nu_F\tau_d) \right) \\ &\approx \left(\frac{\tau_p}{\tau_e}\right) (G_{gen}\tau_e - N_{th}) \left(1 + \frac{2\zeta\tau_p}{\tau_l} \cos(2\pi\nu_F\tau_d) \right) \end{aligned} \quad (I - 47)$$

Comme la puissance émise en absence de rétro-injection optique est donnée par :

$$P_0 \propto E_0^2 = \tau_p \left(G_{gen}\tau_e - \frac{N_{th}}{\tau_e} \right) \quad (I - 48)$$

nous pouvons écrire l'expression de la puissance optique émise d'une diode laser soumise à une rétro-injection optique par :

$$P_F = P_0 [1 + m_0 \cos(2\pi\nu_F\tau_d)] \quad (I - 49)$$

avec m_0 un paramètre représentant la modulation de la diode laser, défini par :

$$m_0 = C \frac{2\tau_p c}{L_T \sqrt{(1 + \alpha_e^2)}} \quad (I - 50)$$

avec L_T la distance entre le laser et la cible ($L_T = \ell_{ext}$).

Nous pouvons remarquer que la puissance optique (équation (I - 49)) et la fréquence optique (équation (I - 35)) de la diode laser mise en présence d'une cible dépendent de la phase, faisant notamment intervenir la distance à la cible par l'intermédiaire de τ_d . Ainsi, la puissance et la fréquence optique de la diode laser seront modifiées si le courant d'injection est modulé (ν_0 varie) ou si la cible est en mouvement (τ_d est modifié) ou les deux à la fois. Cette relation est donc d'un intérêt majeur lorsqu'on étudie le phénomène de self-mixing à des fins métrologiques, puisqu'elle lie la puissance optique, c'est-à-dire le signal auquel nous avons accès à travers la photodiode interne, au mouvement de la cible.

Comme l'équation (I - 49) contient un cosinus, nous pouvons déduire le fait que la puissance d'émission de la diode laser en présence d'une cible possède une pseudo-période.

Celle-ci est mise à contribution pour les différentes applications du self-mixing, notamment pour le capteur de déplacement et le capteur de vitesse.

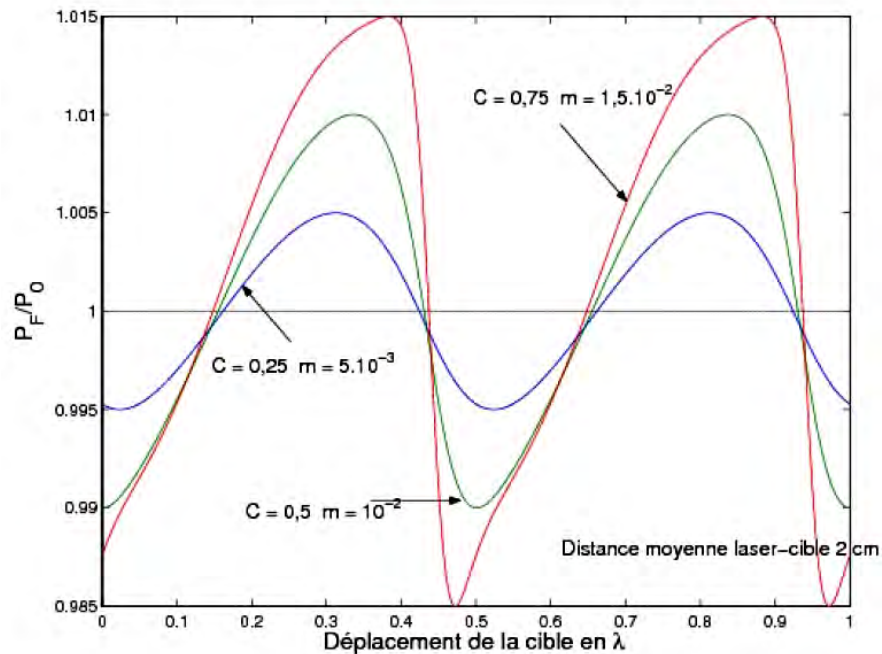


Figure I-12. Puissance d'émission normalisée de la diode laser avec cible pour $C = 0, 25; 0, 5; 0, 75$ [68]. La modulation de la puissance optique émise est proportionnelle au facteur de couplage, i.e. à la fraction de lumière rétro-injectée qui se couple avec le mode lasant.

La Figure I-12 montre la variation théorique de la puissance d'émission dans le cas de faible rétro-injection optique (faible feedback), c'est-à-dire qu'une solution unique existe pour l'équation (I - 35) (voir Figure I-11). L'allure de la pseudo-période dépend de l'intensité du feedback (i.e. de la valeur du paramètre C). Pour une faible valeur de C ($C < 0,25$), le signal est quasiment sinusoïdal, comme dans le cas des interférences classiques. Le couplage avec la cible est faible dans ce cas. Plus le feedback est élevé, et plus la puissance du laser en présence de la cible a une allure en dents de scie marquée, l'inclinaison de la dent de scie donnant le sens de déplacement de la cible. Une description détaillée de l'influence du paramètre C sur l'allure de la puissance optique émise est donnée en [81].

Une autre quantité qui est affectée par la rétro-injection optique autre que la puissance optique du laser, est la tension de la jonction de la diode laser V_{jct} [82]. La variation en ten-

sion de la jonction laser peut être reliée au coefficient de couplage de la cavité externe et à la localisation de la cible [83], [84] :

$$\Delta V_{jct} = -K_0 \cos(2\pi\nu_F\tau_d) \quad (I - 51)$$

Une comparaison des équations (I - 49) et (I - 51) démontre que le phénomène de self-mixing peut être observé soit à travers les variations de la puissance optique, soit à travers les variations de la tension de la jonction laser. Il est important de noter que selon l'équation (I - 49), la puissance optique varie proportionnellement au déplacement de la cible tandis que l'équation (I - 51) présente une relation inverse. Cela signifie qu'une augmentation de la puissance optique du laser coïncide avec une diminution de la tension de jonction laser. Les deux quantités sont en opposition de phase. Par contre, il a été démontré que les performances des mesures basées sur le signal de tension dans la jonction laser sont inférieures en termes de rapport signal-sur-bruit par rapport à celles basées sur le signal conventionnel de la photodiode [67]. Cependant un capteur basé sur la tension de jonction permettra d'utiliser des lasers n'ayant pas de photodiodes incluses dans le boîtier, ce qui est le cas notamment pour des VCSELS.

2.4 Application du phénomène de self-mixing à la mesure de vitesse

Le phénomène de self-mixing a été utilisé pour différentes applications métrologiques telles que la mesure de déplacement [64], [65], [83], [85]–[97], de vibrations [98]–[102], et de distance absolue [103]–[113].

L'utilisation du self-mixing pour la vélocimétrie a été démontrée par Rudd et al. avec des lasers à gaz He-Ne [114]. Le même principe a ensuite été étendu aux diodes laser par Shinohara et al. au milieu des années 80 [115], prouvant que la configuration Doppler traditionnelle peut être reproduite en utilisant l'effet de rétro-injection optique de la diode laser. Le faisceau réfléchi par une cible mouvante subit d'abord un décalage fréquentiel dû à l'effet Doppler avant d'être mélangé dans la cavité laser. La vitesse de la cible peut être calculée par la suite, en analysant, dans le domaine temporel ou fréquentiel, le signal fourni par la photodiode ou directement par la tension de la jonction laser. De la même façon que pour la mesure de déplacement, l'asymétrie du signal temporel fourni par la photodiode, pour un feedback moyen, permet de reconnaître la direction de déplacement [116].

La vélocimétrie à base du phénomène de self-mixing dans les diodes laser a été largement étudiée [87], [101], [103], [114]–[121].

2.4.1 Cible en déplacement longitudinal

Le dispositif du vélocimètre à base du phénomène de self-mixing est représenté dans la Figure I-13 pour une cible se déplaçant le long de l'axe optique (déplacement longitudinal) à une vitesse constante V_T . La puissance optique de sortie de la diode laser peut s'exprimer comme suit [122] :

$$P_F = P_0 \left[1 + m_0 \cos \left(2\pi\nu_F \frac{2(L_T + V_T t)}{c} \right) \right] \quad (I - 52)$$

avec L_T la distance initiale entre la cible et la diode laser. Une cible se déplaçant en avant ou en arrière peut être interprétée comme un changement de la longueur de la cavité externe.

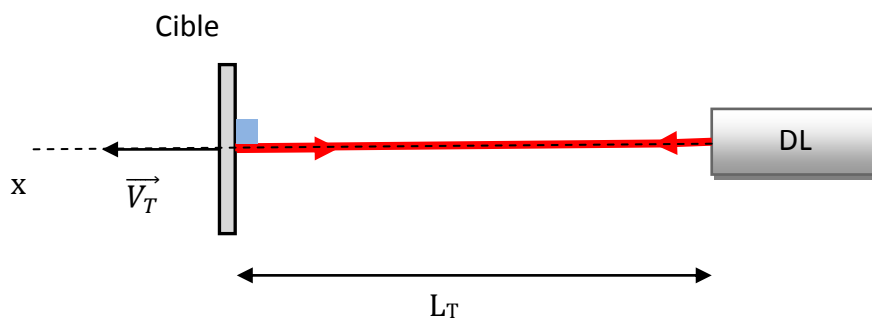


Figure I-13. Schéma d'un vélocimètre à base du phénomène de self-mixing. La diode laser (DL) est alimentée par un courant constant, et la cible se déplace le long de l'axe optique (déplacement longitudinal).

Dans le domaine temporel, la période d'une frange correspond à un déplacement de demi-longueur d'onde $\lambda/2$, et le nombre de franges durant un temps d'observation connu est utilisé pour calculer la valeur de la vitesse. Le signal de self-mixing peut être analysé aussi dans le domaine fréquentiel où un pic apparaît. La fréquence de ce pic correspondant à la fréquence Doppler F_D est reliée à la vitesse de la cible V_T par la relation suivante :

$$F_D = \frac{2V_T}{\lambda} \quad (I - 53)$$

avec λ la longueur d'onde du laser.

2.4.2 Cible en déplacement transversal

Dans les systèmes interférométriques, les faisceaux incident et réfléchi se superposent dans l'espace. En supposant que le faisceau laser est gaussien, le volume de mesure centré autour du point focal est défini comme étant le volume à l'intérieur duquel le champ optique a une amplitude supérieure à $1/e^2$ de sa valeur maximale [123]. Alors, quand un faisceau laser est focalisé sur une cible se déplaçant de manière monotone le long de l'axe optique, l'efficacité de la mesure est limitée dès que la cible quitte le volume de mesure. De plus, dans des applications pratiques telles qu'une cible en rotation ou en translation latérale (défilement), objet de cette thèse, la longueur de la cavité externe (i.e. la distance entre la diode laser et la cible) est figée, et les équations (I - 49) et (I - 53) ne décrivent pas cette configuration de manière fiable.

Selon l'équation (I - 49), la puissance optique est modulée si le courant d'injection est modifié (v_F varie) ou si la distance à la cible est modifiée (τ_d est modifié). Par contre, lorsqu'une diode laser alimentée par un courant constant éclaire une cible en mouvement transverse (rotation ou translation latérale) à une distance figée du laser (Figure I-14), le signal de self-mixing présente, dans le domaine fréquentiel, un pic Doppler à une fréquence F_D . F_D est reliée à la vitesse de la cible V_T par :

$$F_D = \frac{2 \vec{r}_0 \cdot \vec{V}_T}{\lambda} = \frac{2V_T \cos(\theta_T)}{\lambda} = \frac{2V_T \sin(\gamma)}{\lambda} = \frac{2V_x}{\lambda} \quad (I - 54)$$

avec θ_T l'angle entre le faisceau laser incident et le vecteur vitesse \vec{V}_T de la cible et γ l'angle entre la normale Norm au vecteur vitesse (i.e. à la surface de la cible pour un mouvement transverse) et le faisceau laser. V_x est la composante de la vitesse selon l'axe optique du laser ($V_x = V_T \sin(\gamma)$). Dans ce cas, ni la distance à la cible ni le courant d'alimentation (et en conséquent la fréquence optique) ne sont modifiés.

Ainsi, afin de décrire correctement le cas de cible en mouvement transverse à une distance fixe de la diode laser, le décalage en fréquence de la lumière réfléchie dû à l'effet Doppler doit être pris en compte dans le calcul du coefficient de réflexion effectif de la cavité Fabry-Perot équivalente (Figure I-10). Les expressions de la fréquence d'émission et de la puissance optique seront dans ce cas [122] :

$$v_F = v_0 - \frac{C}{2\pi\tau_d} \sin(2\pi F_D t + \Phi_D + \arctan(\alpha_e)) \quad (I - 55)$$

et

$$P_F = P_0[1 + m_0 \cos(2\pi F_D t + \Phi_D)] \quad (I - 56)$$

avec

$$\Phi_D = 2\pi v_F \left(1 + \frac{c - V_x}{c + V_x}\right) \frac{\tau_d}{2} \quad (I - 57)$$

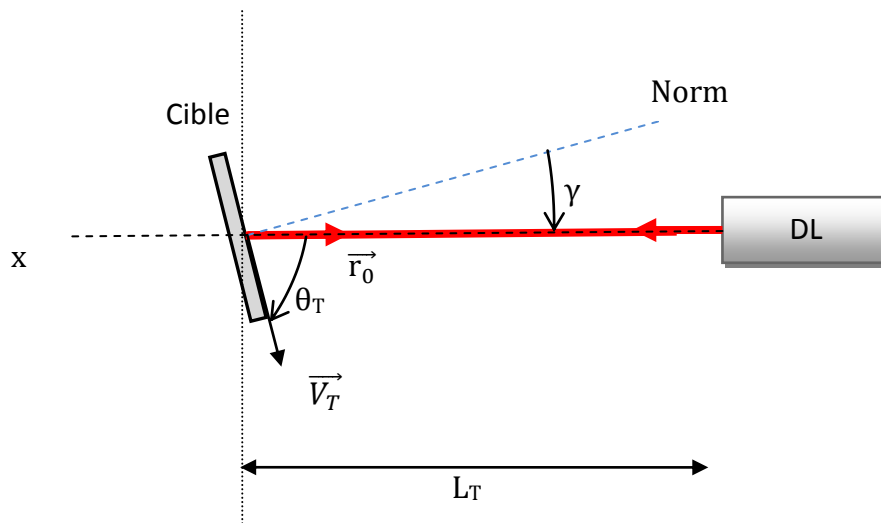


Figure I-14. La diode laser éclaire une cible en mouvement transverse avec une inclinaison d'un angle γ par rapport au faisceau laser à une distance fixe L_T .

On peut remarquer que quand la vitesse de la cible V_T s'approche de zéro, on retrouve l'expression classique (équation ((I - 49))) de la puissance optique de la diode laser démontrée précédemment. En outre, quand l'angle γ est égal à 90° , i.e. la cible s'éloigne ou s'approche de la diode laser, on retrouve l'équation ((I - 53)).

3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes techniques optiques de mesures de vitesses. Les différents types de vélocimètres laser peuvent être classés en quatre catégories :

- Les vélocimètres laser basés sur l'effet Doppler : un décalage de fréquence est obtenu entre le faisceau laser émis et celui diffusé par la cible et détecté par le capteur. Ce changement de fréquence est directement relié au vecteur vitesse de l'objet en mouvement. Dans cette catégorie on trouve les vélocimètres LDV, DGV, Lidar Doppler et OFI (interférométrie à rétro-injection optique ou self-mixing) ;
- Les systèmes de PIV qui mesurent la distance Δx parcourue par les particules (dans un écoulement fluide) pendant l'intervalle de temps Δt entre deux impulsions laser ;
- Les vélocimètres à barrière optique mesurant le temps Δt mis par une particule pour parcourir une distance connue Δx . Le vélocimètre L2F appartient à cette catégorie ;
- Les vélocimètres Lidar mesurant le temps de vol de deux (ou plus) impulsions laser séparées d'un intervalle de temps Δt connu. En mesurant le temps de vol de chaque impulsion, la distance laser-cible est déterminée. En calculant la distance Δx parcourue par la cible durant l'intervalle de temps Δt , la vitesse de la cible est conclue. Les Lidar de contrôle routier appartiennent à cette catégorie.

Nous avons choisi la technique d'interférométrie à rétro-injection optique (ou self-mixing) pour développer notre capteur de vitesse pour sa simplicité, sa compacité, sa robustesse et son faible coût.

Dans la deuxième partie, la théorie du phénomène de self-mixing a été présentée. Nous avons étudié la perturbation de la fréquence et de la puissance d'émission d'une diode laser en présence d'une cible. Nous avons montré que ces perturbations sont reliées à la vitesse de la cible. Une analyse du signal fourni par la photodiode ou par la tension de jonction du laser permet ainsi de déterminer la vitesse de la cible. Le phénomène de self-mixing peut alors être exploité pour développer des capteurs de vitesse, en particulier pour des cibles en mouvement transverse par rapport au capteur (i.e. cible à une distance figée du capteur) telles qu'une feuille de papier ou une plaque d'aluminium en cours de fabrication, ce qui est le but de cette thèse.

Dans le chapitre suivant, une analyse du dispositif du vélocimètre mono-diode laser à base du phénomène de self-mixing montrera ses limites. Un dispositif amélioré avec une architecture à double-tête laser qui permettra d'augmenter la robustesse du système sera proposé.

CHAPITRE II

AMELIORATION DE L'ARCHITECTURE DU VELOCIMETRE PAR SELF-MIXING

1 Introduction

Le but de ce chapitre est de proposer un dispositif amélioré du vélocimètre à base du phénomène de self-mixing avec une architecture à double-tête laser qui permet d'augmenter la robustesse du système. Cette approche a prouvé son utilité quand l'angle entre la cible et le laser ne peut pas être contrôlé comme dans le cas d'un vélocimètre embarqué pour la sécurité automobile [120]. Par contre, l'architecture de ce capteur à double-tête n'a pas été analysée pour optimiser ses performances.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord analyser le vélocimètre self-mixing mono-diode laser et montrer ses limites. En fait, le vélocimètre mono-diode laser permet de mesurer la vitesse de manière fiable dans le cas idéal où le mouvement de la cible de surface plane est parfaitement transverse et uniforme, i.e. l'angle d'incidence γ du faisceau laser sur la cible est parfaitement connu et maîtrisé. En revanche, nous montrerons que les mesures fournies par ce vélocimètre peuvent devenir erronées dans des situations non idéales où nous ne maîtrisons pas l'angle d'incidence γ du faisceau laser :

- Pour une raison quelconque nous ne connaissons pas la valeur de γ qu'avec une certaine erreur ou incertitude ;
- Le mouvement de la cible est non uniforme (rotation de la cible sur elle-même et/ou trajectoire non rectiligne), ce qui se traduit par des variations non-maîtrisées de la valeur de l'angle d'incidence du faisceau laser sur la cible. Par exemple, des vibrations qui affectent la cible ou le support du dispositif de mesure (capteur) et qui induisent alors des variations de l'angle d'incidence du faisceau laser.

Ensuite, nous proposerons un dispositif de vélocimètre self-mixing à double-tête laser qui permettra de résoudre ce problème et d'augmenter ainsi la robustesse du capteur. Nous analyserons son architecture afin d'optimiser ses performances en termes de robustesse et de précision. Ce vélocimètre à double-tête laser sera testé expérimentalement pour valider les études analytiques. Enfin, une dernière analyse, elle aussi validée par des résultats expérimentaux, permettra de calculer les erreurs d'estimation de vitesse en cas de désalignement des faisceaux lasers.

2 Vélocimètre self-mixing mono-diode laser

Le prototype du vélocimètre self-mixing mono-diode laser est présenté dans la Figure II-1. Il est composé d'une diode laser DL et d'une photodiode PD qui convertit le signal de puissance optique en un signal électrique $v(t)$ qui sera traité afin d'estimer la fréquence fondamentale correspondant à la fréquence Doppler F_D pour calculer la vitesse de la cible V_T à partir de la relation (II - 1) où γ est l'angle d'incidence du faisceau laser sur la cible, i.e. l'angle entre le faisceau laser et la normale Norm à la surface de la cible (cf. Figure II-1).

$$V_T = \frac{\lambda F_D}{2 \sin(\gamma)} \quad (\text{II} - 1)$$

Notons que le signal $v(t)$ peut être aussi acquis directement à partir de la variation de tension de jonction aux bornes de la diode laser. Les techniques de traitement du signal permettant d'estimer la fréquence Doppler F_D seront présentées dans le chapitre III.

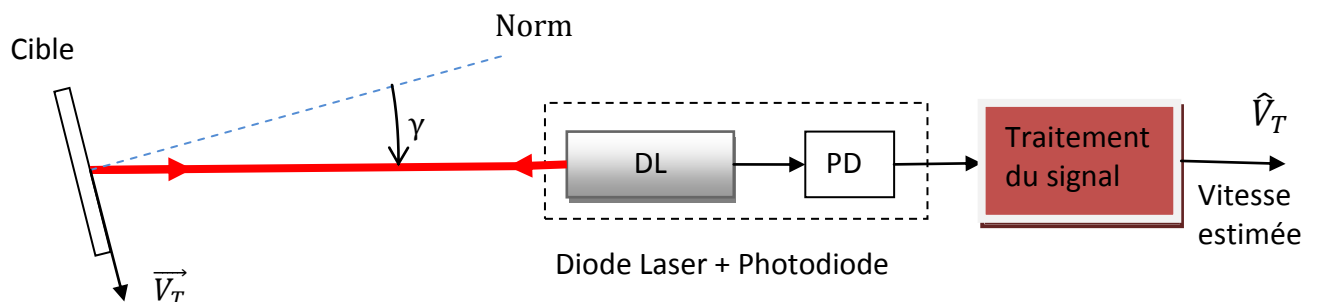


Figure II-1. Prototype du vélocimètre self-mixing mono-diode laser. La cible est en mouvement transverse avec une inclinaison d'un angle γ par rapport au faisceau laser à une distance fixe de la diode laser.

Avec une seule diode laser, l'angle γ doit être connu afin de calculer une estimation \hat{V}_T de V_T (valeur exacte), limitant fortement les applications potentielles. Il est alors nécessaire de quantifier l'influence de l'incertitude de la valeur de γ sur les performances globales du capteur.

Supposons que la cible a une vitesse constante V_T . Alors la fréquence Doppler est donnée par :

$$F_D = \frac{2 \sin(\gamma) V_T}{\lambda} \quad (II - 2)$$

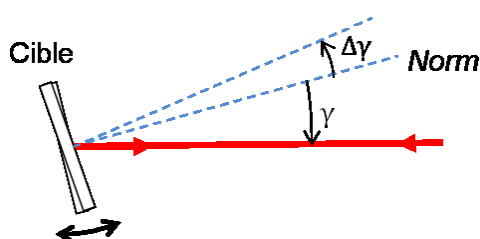


Figure II-2. Cible ayant une direction de déplacement non uniforme. $\Delta\gamma$ représente la variation de l'angle d'incidence γ considéré.

En revanche, si une certaine variation $\Delta\gamma$ se produit sur l'angle d'incidence γ (i.e. variation de la direction du vecteur vitesse), la fréquence Doppler sera dans ce cas :

$$\check{F}_D = \frac{2 \sin(\gamma + \Delta\gamma) V_T}{\lambda} \quad (II - 3)$$

A partir des équations (II - 2) et (II - 3) nous aurons :

$$\check{F}_D = F_D \frac{\sin(\gamma + \Delta\gamma)}{\sin(\gamma)} \quad (II - 4)$$

Et la vitesse estimée sera dans ce cas :

$$\begin{aligned} \check{V}_T &= \frac{\lambda \check{F}_D}{2 \sin(\gamma)} \\ &= \frac{\lambda F_D}{2 \sin(\gamma)} \frac{\sin(\gamma + \Delta\gamma)}{\sin(\gamma)} \\ &= V_T \frac{\sin(\gamma + \Delta\gamma)}{\sin(\gamma)} \end{aligned} \quad (II - 5)$$

L'erreur ΔV entre la vitesse exacte V_T et la vitesse mesurée \tilde{V}_T est alors :

$$\Delta V = V_T \left(\frac{\sin(\gamma + \Delta\gamma)}{\sin(\gamma)} - 1 \right) \quad (\text{II - 6})$$

Ainsi l'erreur relative d'estimation de vitesse est donnée par :

$$\frac{\Delta V}{V_T} = \frac{\sin(\gamma + \Delta\gamma)}{\sin(\gamma)} - 1 \quad (\text{II - 7})$$

La Figure II-3 montre cette erreur relative d'estimation de vitesse en fonction de γ et $\Delta\gamma$. Quand $\Delta\gamma$ augmente, $\Delta V/V_T$ augmente également. Par contre, cette augmentation de $\Delta V/V_T$ avec $\Delta\gamma$ est d'autant plus importante lorsque γ tend vers zéro, i.e. l'erreur relative d'estimation de vitesse est très importante pour les petites valeurs de γ . Ainsi, l'estimation de vitesse est très sensible à la perturbation $\Delta\gamma$ pour les petites valeurs de γ . Et inversement, lorsque γ tend vers $\pm 90^\circ$ l'influence de $\Delta\gamma$ est moins importante, i.e. l'estimation de vitesse est beaucoup moins sensible à cette variation d'angle. Cela est lié au facteur $1/\sin(\gamma)$ dans la relation (II - 1).

Étant donné dans la relation (II - 1) que la vitesse de la cible V_T peut être exprimée en fonction de γ et F_D , $V_T(F_D, \gamma)$, un développement de Taylor de 1^{er} ordre de cette fonction nous permet de calculer l'incertitude de la vitesse mesurée [124], [125] :

$$u(\tilde{V}_T) = \sqrt{\left(\frac{\delta V_T}{\delta F_D}\right)^2 u^2(F_D) + \left(\frac{\delta V_T}{\delta \gamma}\right)^2 u^2(\gamma) + 2 \frac{\delta V_T}{\delta F_D} \frac{\delta V_T}{\delta \gamma} u(F_D, \gamma)} \quad (\text{II - 8})$$

Les dérivées partielles $\delta V_T / \delta F_D$ et $\delta V_T / \delta \gamma$ représentent les coefficients de sensibilité de V_T par rapport à F_D et γ respectivement. Ils permettent de caractériser le degré d'influence de ces deux éléments sur l'estimation de la vitesse. $u(F_D)$ et $u(\gamma)$ sont les incertitudes associées à F_D et γ et $u(F_D, \gamma)$ est leur covariance associée. L'équation (II - 8) est couramment appelée la loi de propagation d'incertitude.

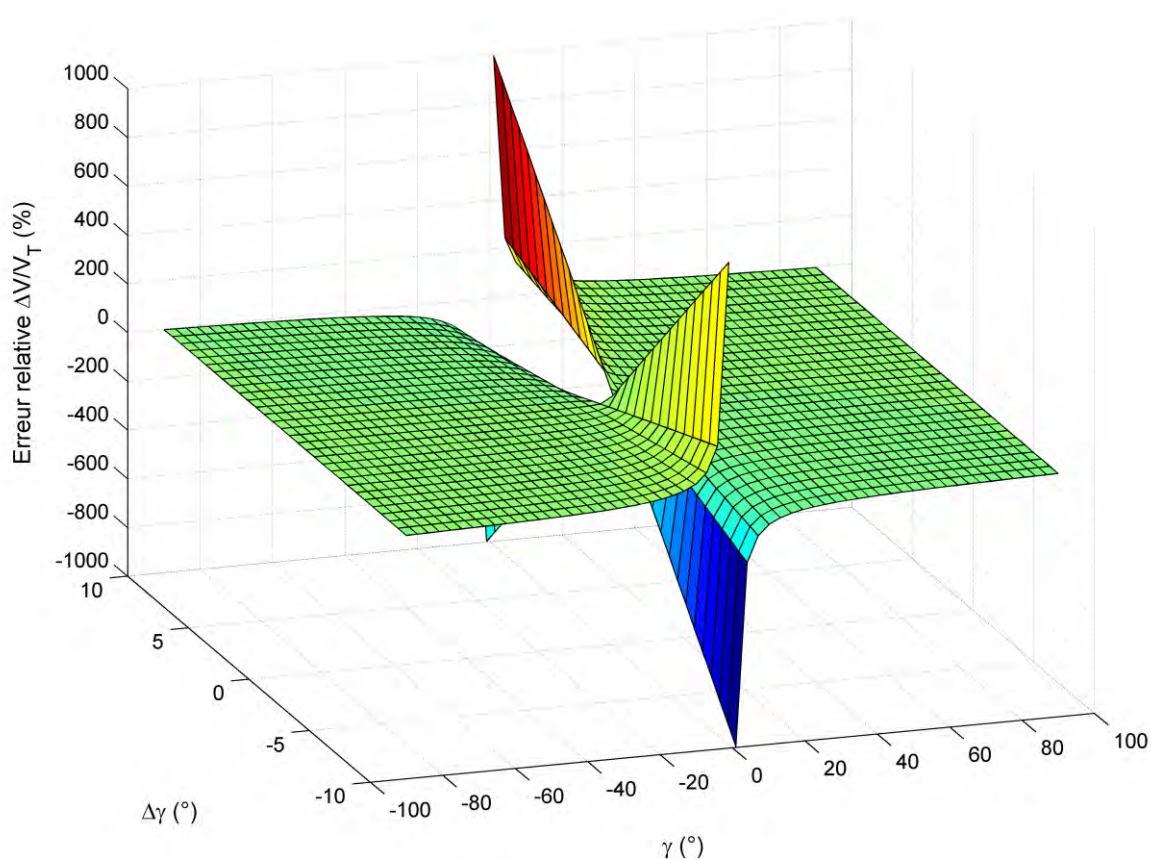


Figure II-3. Erreur relative d'estimation de vitesse en fonction de γ et $\Delta\gamma$ pour le vélocimètre self-mixing mono-diode laser.

Notons qu'une analyse d'incertitude permettra de déterminer l'incertitude dans la sortie de l'analyse (i.e. la vitesse de la cible dans notre cas) découlant des incertitudes dans les entrées de l'analyse (ici la fréquence Doppler F_D et l'angle d'incidence γ), alors qu'une analyse de sensibilité permettra de déterminer la contribution de chacune des entrées incertaines dans l'incertitude de la sortie [126]. Les sensibilités de V_T par rapport à F_D et γ sont donnés par :

$$|S_{V_T}(F_D)| = \left| \frac{\delta V_T}{\delta F_D} \right| = \left| \frac{\lambda}{2 \sin(\gamma)} \right| \quad (\text{II - 9})$$

et

$$|S_{V_T}(\gamma)| = \left| \frac{\delta V_T}{\delta \gamma} \right| = |V_T \cot \gamma| \quad (\text{II - 10})$$

Cette dernière relation montre que la sensibilité de V_T par rapport à γ est très importante pour $\gamma \approx 0$. Cela contribue à une incertitude très importante dans l'estimation de V_T comme illustré dans la Figure II-3.

En outre, afin de valider ces résultats, une analyse d'incertitude et de sensibilité est conduite en utilisant la méthode de Monte Carlo. Cette méthode consiste à générer des échantillons des entrées et à explorer la propagation de ces échantillons à travers l'analyse jusqu'à la sortie. Les différentes étapes de cette analyse sont les suivantes :

- i. définition des distributions de probabilité caractérisant les entrées F_D et γ ,
- ii. génération de N_e échantillons \tilde{F}_D et $\tilde{\gamma}$ des entrées selon ces distributions tel que :

$$\tilde{F}_D = \frac{2 \sin(\tilde{\gamma}) V_T}{\lambda} \quad (\text{II - 11})$$

- iii. propagation des échantillons à travers l'analyse produisant une correspondance entre les entrées \tilde{F}_D et $\tilde{\gamma}$ de l'analyse et la sortie \tilde{V}_T :

$$\tilde{V}_T = \frac{\lambda \tilde{F}_D}{2 \sin(\tilde{\gamma})} \quad (\text{II - 12})$$

- iv. présentation du résultat de l'analyse d'incertitude, i.e. l'écart-type des estimations de la sortie,
- v. détermination des résultats de l'analyse de sensibilité (calcul des coefficients de corrélation entre chacune des entrées et la sortie).

Nous considérons que les deux ensembles d'échantillons générés, \tilde{F}_D et $\tilde{\gamma}$, sont de distributions gaussiennes centrées sur les valeurs exactes F_D et γ et de variances σ_{FD}^2 et σ_γ^2 respectivement. Les résultats de cette analyse sont représentés dans les Figure II-4, Figure II-5 et Figure II-6. La Figure II-4 représente les diagrammes de dispersion de \tilde{V}_T pour $\gamma = 5, 30, 45$ et 70° . Il est clair que la dispersion de \tilde{V}_T est très importante pour $\gamma = 5^\circ$ et diminue quand γ augmente. Cela veut dire que l'estimation de la vitesse est très sensible aux variations de l'angle γ quand ce dernier est proche de zéro, ce qui est montré dans la Figure II-5 à travers $CC(\tilde{V}_T, \tilde{\gamma})$, le coefficient de corrélation entre \tilde{V}_T et $\tilde{\gamma}$, qui tend vers 1 exprimant une corrélation maximale et ainsi une sensibilité maximale de l'estimation de V_T par rapport à γ . Notons que cette sensibilité est négligeable quand $|\gamma|$ tend vers 90° exprimée par un coefficient de corrélation nul. Ces résultats sont en cohérence avec l'expression différentielle de la sensibi-

lité de l'estimation de vitesse par rapport à γ en (II - 10). En ce qui concerne la sensibilité de l'estimation de vitesse par rapport à F_D , cette sensibilité exprimée par le coefficient de corrélation $CC(\tilde{V}_T, \tilde{F}_D)$ est toujours maximale ($CC(\tilde{V}_T, \tilde{F}_D)=1$, cf. Figure II-5) car une relation linéaire existe entre F_D et V_T (cf. équation (II - 1)), sauf pour $\gamma=0$ où cette relation est non définie.

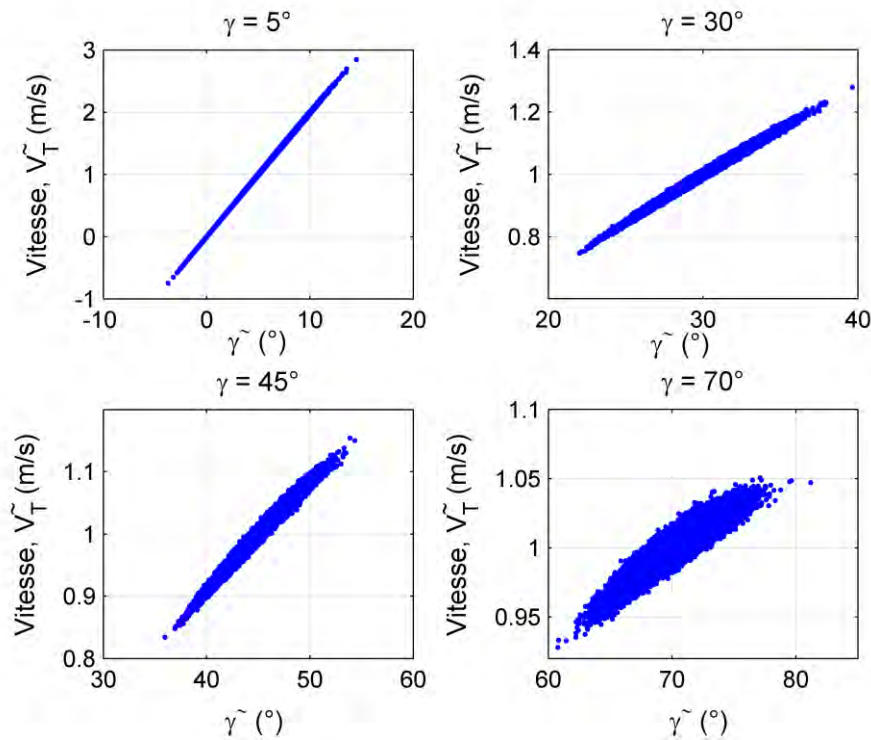


Figure II-4. Diagrammes de dispersion du résultat \tilde{V}_T de l'analyse d'incertitude et sensibilité par la méthode de Monte Carlo. $V_T = 1$ m/s, $\sigma_{FD} = 0,5/100 \cdot F_D$, $\sigma_\gamma = 2^\circ$, $\gamma = 5, 30, 45$ et 70° , $N_e = 100\ 000$.

La Figure II-6 représente les résultats de l'analyse d'incertitude par la méthode de Monte Carlo. Elle montre une erreur relative d'estimation d'environ 0,4% pour $|\gamma|=90^\circ$. Par contre, lorsque γ s'approche de 0° l'erreur relative d'estimation de vitesse augmente énormément. Elle est d'environ 32% pour $|\gamma|=5^\circ$. En revanche, l'incertitude sur l'estimation de vitesse est exprimée par l'écart-type des estimations, montré dans la Figure II-6 également. Cette incertitude est très petite (0,5%) pour $|\gamma|=90^\circ$ où elle est principalement liée à l'incertitude dans la fréquence Doppler F_D . Elle augmente de plus en plus vite quand $|\gamma|$ diminue. Elle est de 2% pour $|\gamma|=60^\circ$, 6% pour $|\gamma|=30^\circ$, 10% pour $|\gamma|=20^\circ$ et 40% pour $|\gamma|=5^\circ$. Et elle augmente exponentiellement quand $|\gamma|$ tend vers zéro. Les résultats de l'analyse d'incertitude par la méthode de Monte Carlo confirment le résultat donné par l'équation (II - 7) et présen-

té dans la Figure II-3 : la grande sensibilité du dispositif mono-diode laser à toute variation de l'angle d'incidence γ . Avec ce dispositif, il faut connaître de manière précise la valeur de l'angle au moment de la mesure.

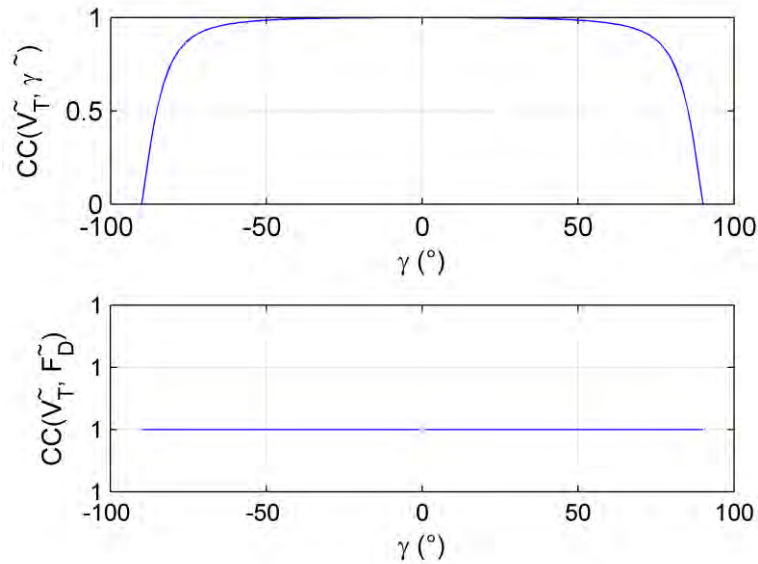


Figure II-5. Représentation des résultats de l'analyse de sensibilité qui sont les coefficients de corrélation CC entre la vitesse \tilde{V}_T et l'angle $\tilde{\gamma}$, et \tilde{V}_T et \tilde{F}_D respectivement. $V_T = 1$ m/s, $\sigma_{FD} = 0,5/100 * F_D$, $\sigma_\gamma = 2^\circ$, $-90^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$, $N_e = 100\ 000$.

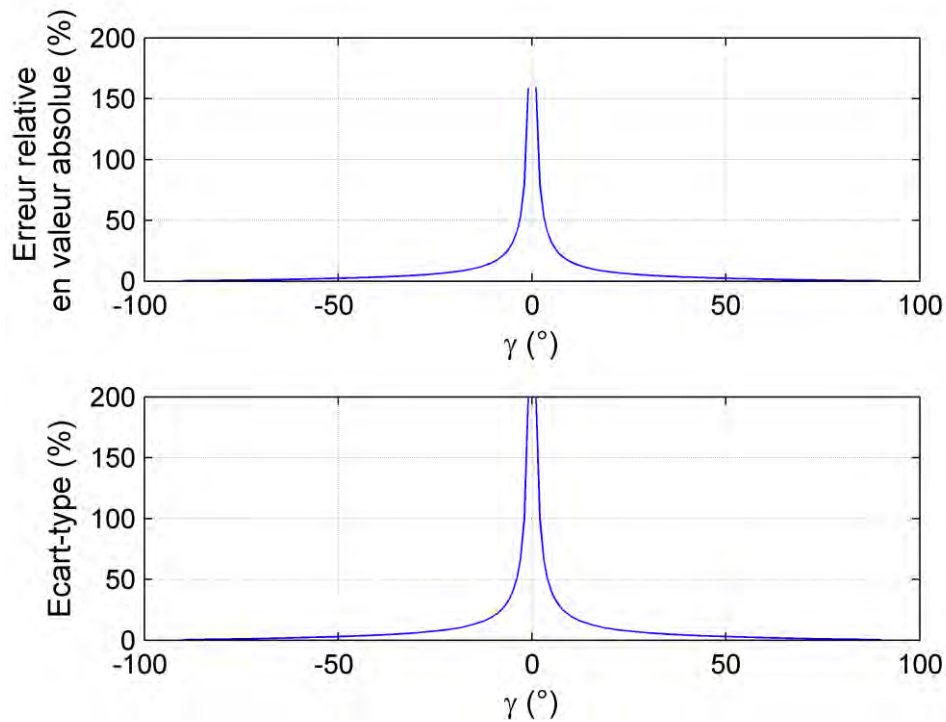


Figure II-6. Représentation des résultats de l'analyse d'incertitude qui sont l'erreur relative par rapport à la valeur exacte et l'écart-type de \tilde{V}_T . $V_T = 1$ m/s, $\sigma_{FD} = 0,5/100 * F_D$, $\sigma_\gamma = 2^\circ$, $-90^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$, $N_e = 100\ 000$.

L'effet des variations de l'angle γ est donc moins important quand γ s'approche de 90° . Par contre, la valeur de la fréquence Doppler augmente quand γ tend vers 90° (cf. équation (II - 2)) et ainsi la bande passante requise est plus importante. En outre, des résultats expérimentaux montrent qu'un meilleur rapport signal-sur-bruit (SNR) et une meilleure estimation de fréquence Doppler (variance plus petite) sont obtenus pour un angle γ petit (cf. Figure II-7). En effet, pour un petit angle γ , une plus grande quantité de lumière est rétro-injectée dans la cavité du laser et ainsi un meilleur rapport SNR est obtenu. Le Tableau II-1 résume, pour différentes valeurs de γ et de la vitesse, les fréquences Doppler correspondantes (i.e. la bande passante maximale requise) et la variation d'angle $\Delta\gamma$ maximale acceptable qui nous permet de garantir un écart-type maximal de 1% des estimations de la vitesse. Une meilleure tolérance sur $\Delta\gamma$ est obtenue pour des valeurs supérieures de γ mais au prix habituel d'une bande passante élevée et donc d'un rapport SNR moins bon (cf. Figure II-7). Pour atteindre la valeur requise de l'écart-type des estimations de vitesse, $\Delta\gamma$ doit être meilleure que $\pm 0,15^\circ$ pour un petit angle γ de 5° , ce qui limite fortement les applications potentielles. Au contraire, $\Delta\gamma$ est de $\pm 4,5^\circ$ lorsque γ est égal à 70° , mais la bande passante est alors 11 fois plus élevée. Par ailleurs, dans certaines applications industrielles, le capteur pourrait être placé en face de la cible en mouvement avec seulement un petit angle γ , en raison de la configuration de production. Il apparaît clairement qu'un vélocimètre self-mixing mono-diode laser est limité pour les applications où $\Delta\gamma$ peut varier considérablement. Nous proposons dans la suite un vélocimètre self-mixing à double-tête laser afin d'augmenter les potentialités de cette méthode de mesure. Dans la section suivante, nous allons analyser les paramètres de configuration permettant d'optimiser les performances de ce dispositif.

Tableau II-1. Bande passante (F_D) et contrainte d'alignement ($\Delta\gamma$) de la diode laser afin de garantir 1% d'écart-type pour les estimations de vitesse.

Vitesse (m/s)	γ (°)							
	5		30		45		70	
	F_D	$\Delta\gamma$ (°)	F_D	$\Delta\gamma$ (°)	F_D	$\Delta\gamma$ (°)	F_D	$\Delta\gamma$ (°)
0.1373	30.5 kHz	± 0.15	175 kHz	± 1	247.3 kHz	± 1.5	328.7 kHz	± 4.5
1	222 kHz		1.27 MHz		1.8 MHz		2.4 MHz	
10	2.22 MHz		12.7 MHz		18 MHz		24 MHz	

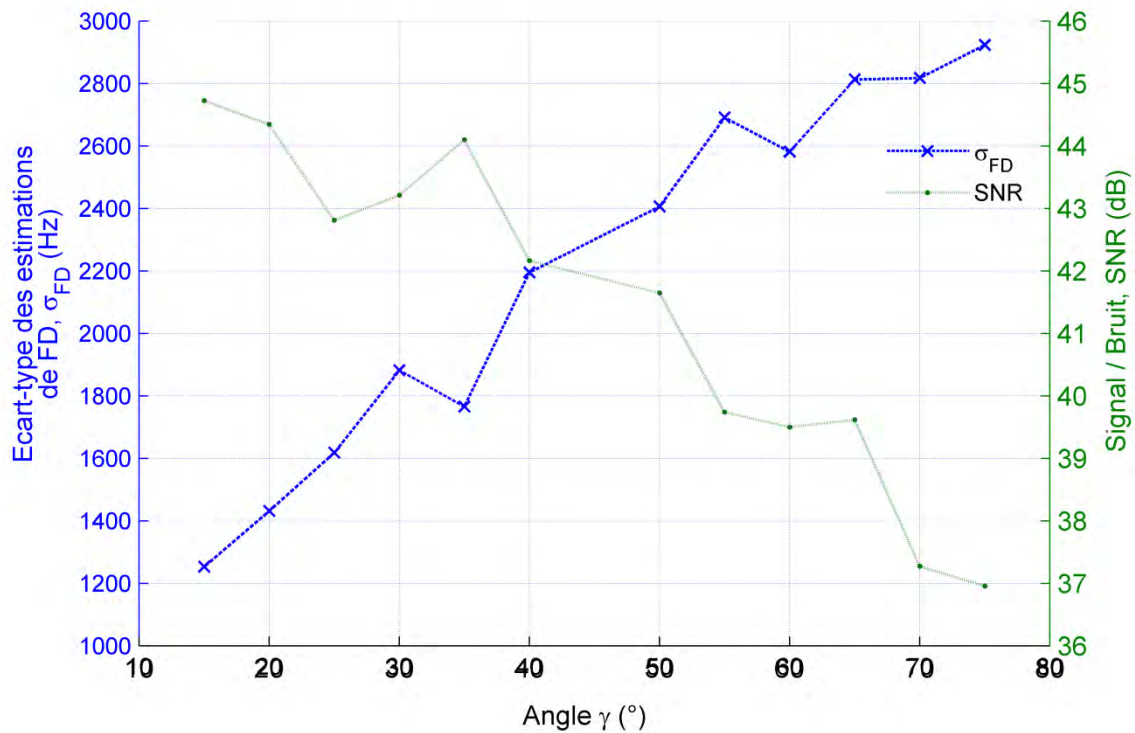


Figure II-7. Résultats expérimentaux représentant l'écart-type σ_{FD} des estimations de fréquence Doppler (FD) et le rapport signal-sur-bruit SNR obtenus en fonction de γ .

3 Vélocimètre self-mixing à double-tête laser

3.1 Prototype

Le prototype du vélocimètre à double-tête [127] est présenté dans la Figure II-8 où β est l'angle entre les deux faisceaux laser, Biss est la bissectrice de β , Norm est la normale au vecteur vitesse \vec{V}_T , $\theta = \beta/2$ est l'angle entre les faisceaux laser et Biss ; α est l'angle entre Biss et Norm. Les deux diodes laser nommées DL1 et DL2 sont identiques. La relation (II - 1) nous permet d'écrire :

$$V_T = \frac{\lambda F_{D1}}{2 \sin(\alpha - \theta)} = \frac{\lambda F_{D2}}{2 \sin(\alpha + \theta)} \quad (\text{II} - 13)$$

Où F_{D1} et F_{D2} sont les fréquences Doppler des signaux de puissance optique correspondants à DL1 et DL2 respectivement. L'équation (II - 13) donne :

$$\tan\alpha = \frac{F_{D_2} + F_{D_1}}{F_{D_2} - F_{D_1}} \tan\theta \quad (\text{II - 14})$$

Ainsi α est donnée par :

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{F_{D_2} + F_{D_1}}{F_{D_2} - F_{D_1}} \tan\theta\right) \quad (\text{II - 15})$$

Avec un angle β connu entre les deux faisceaux laser et en estimant les deux fréquences Doppler, α peut être estimée en utilisant la relation (II - 15). Enfin, la relation (II - 13) permet d'estimer la vitesse.

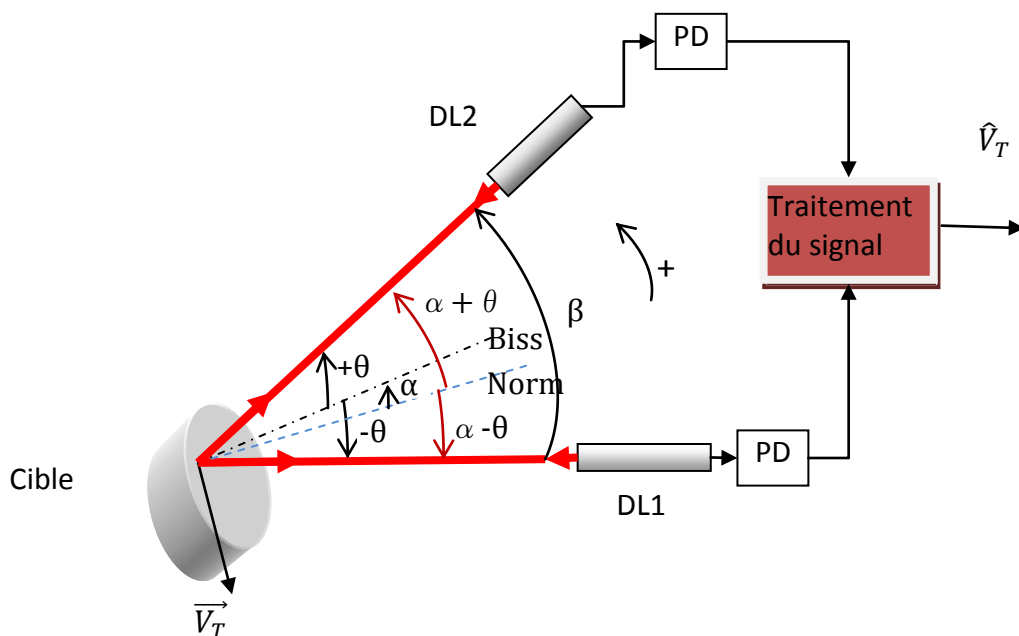


Figure II-8. Prototype du vélocimètre à double-tête laser.

3.2 Analyses d'incertitude du dispositif de mesure

Afin de déterminer l'architecture optimale du vélocimètre à double-tête laser, i.e. la position optimale des deux diodes laser afin de minimiser l'incertitude sur l'estimation de la vitesse, nous réalisons des analyses d'incertitude permettant de calculer l'incertitude sur l'estimation de vitesse en fonction des angles β et α . L'angle β détermine la position relative des deux lasers et α détermine la direction du vecteur vitesse \vec{V}_T . Un certain nombre

d'approches pour l'analyse d'incertitude [128] ont été développées, notamment l'analyse différentielle, l'analyse de Monte Carlo, et les procédures de décomposition de la variance. Pour les analyses d'incertitude du vélocimètre à double-tête laser, nous utilisons deux approches différentes. La première approche est une analyse différentielle qui implique l'approximation du modèle (cf. équation (II - 13)) par une série de Taylor. Une fois que cette approximation est effectuée, les formules de propagation d'incertitude permettent de calculer l'incertitude sur l'estimation de vitesse [125], [128] qui résulte des incertitudes sur les fréquences Doppler :

$$u(\hat{V}_T) = \sqrt{\left(\frac{\delta V_T}{\delta F_{D1}}\right)^2 u^2(F_{D1}) + \left(\frac{\delta V_T}{\delta F_{D2}}\right)^2 u^2(F_{D2}) + 2 \frac{\delta V_T}{\delta F_{D1}} \frac{\delta V_T}{\delta F_{D2}} u(F_{D1}, F_{D2})} \quad (\text{II - 16})$$

Les dérivées partielles $\delta V_T / \delta F_{D1}$ et $\delta V_T / \delta F_{D2}$ représentent les coefficients de sensibilité de V_T par rapport à F_{D1} et F_{D2} respectivement. $u(F_{D1})$ et $u(F_{D2})$ sont les incertitudes associées à F_{D1} et F_{D2} et $u(F_{D1}, F_{D2})$ est leur covariance associée. A partir de la relation (II - 13), nous calculons les deux coefficients de sensibilité et la covariance $u(F_{D1}, F_{D2})$:

$$S_{V_T}(F_{D1}) = \frac{\delta V_T}{\delta F_{D1}} = \lambda \left[\frac{\sin(\alpha - \theta) - \frac{2F_{D1}F_{D2} \tan \theta \cos(\alpha - \theta)}{(F_{D2} - F_{D1})^2 + (F_{D2} + F_{D1})^2 \tan^2 \theta}}{2 \sin^2(\alpha - \theta)} \right] \quad (\text{II - 17})$$

$$S_{V_T}(F_{D2}) = \frac{\delta V_T}{\delta F_{D2}} = \lambda \frac{F_{D1}^2 \tan \theta \cos(\alpha - \theta)}{\left[(F_{D2} - F_{D1})^2 + (F_{D2} + F_{D1})^2 \tan^2 \theta \right] \sin^2(\alpha - \theta)} \quad (\text{II - 18})$$

et

$$u(F_{D1}, F_{D2}) = \frac{\sin(\alpha + \theta)}{\sin(\alpha - \theta)} u^2(F_{D1}) \quad (\text{II - 19})$$

L'incertitude relative de la vitesse sera donnée par :

$$\frac{u(\hat{V}_T)}{V_T} = \sqrt{\left(\frac{\delta V_T}{\delta F_{D1}}\right)^2 \frac{u^2(F_{D1})}{V_T^2} + \left(\frac{\delta V_T}{\delta F_{D2}}\right)^2 \frac{u^2(F_{D2})}{V_T^2} + 2 \frac{\delta V_T}{\delta F_{D1}} \frac{\delta V_T}{\delta F_{D2}} \frac{u(F_{D1}, F_{D2})}{V_T^2}} \quad (\text{II - 20})$$

avec

$$\frac{u(F_{D1}, F_{D2})}{V_T^2} = \frac{4 \sin(\alpha - \theta) \sin(\alpha + \theta)}{\lambda^2 F_{D1}^2} u^2(F_{D1}) \quad (\text{II} - 21)$$

Ainsi, en substituant les équations (II - 17), (II - 18) et (II - 21) dans (II - 20), l'incertitude relative de l'estimation de vitesse peut être calculée connaissant les incertitudes $u(F_{D1})$ et $u(F_{D2})$.

La deuxième approche d'analyse d'incertitude est basée sur la méthode de Monte Carlo présentée dans la section précédente. Ici, les entrées de l'analyse sont les deux fréquences Doppler et la sortie reste la vitesse de la cible. Nous considérons que les échantillons \tilde{F}_{D1} et \tilde{F}_{D2} des deux fréquences Doppler ont des distributions gaussiennes centrées sur les valeurs exactes F_{D1} et F_{D2} calculées à partir de la relation (II - 13) où V_T est maintenue constante durant les analyses. Afin de faciliter l'interprétation des résultats de l'analyse, les écarts-types σ_{FD1} et σ_{FD2} (i.e. $u(F_{D1})$ et $u(F_{D2})$) des distributions gaussiennes sont supposés constants (3 kHz). Ensuite, un échantillonnage Latin Hypercube [128] est effectué. Il consiste à répartir l'étendue de chaque distribution théorique en N_e intervalles (N_e = nombre d'échantillons) et de tirer au hasard un échantillon dans chaque intervalle. Les N_e échantillons de F_{D1} sont appariés aléatoirement et sans remplacement avec les N_e échantillons de F_{D2} pour produire N_e paires. Ainsi chaque paire constitue un échantillon Latin Hypercube utilisé comme entrée de l'analyse. Cette méthode d'échantillonnage garantit une couverture complète de l'étendue de chaque variable. Elle est souvent la procédure d'échantillonnage préférée dans les analyses de Monte Carlo en raison de la manière efficace avec laquelle elle stratifie à travers la gamme de chaque variable échantillonnée. Ses propriétés de stratification efficaces permettent l'extraction d'une grande quantité d'information sur l'incertitude avec un nombre d'échantillons relativement faible [126]. Une fois que les échantillons Latin hypercube sont générés, des estimations \hat{V}_T de la vitesse sont effectuées utilisant les relations (II - 15) et (II - 13). Les résultats de ces estimations sont présentés dans la Figure II-9. L'écart-type (i.e. l'incertitude) des estimations et l'erreur quadratique moyenne RMSE (pour *Root Mean Square Error*) sont normalisés par rapport à la valeur exacte de la vitesse V_T . La RMSE est égale à la racine carrée de la somme de la variance et du carré du biais des estimations :

$$\text{RMSE}(\hat{V}_T) = \sqrt{E[(\hat{V}_T - V_T)^2]} = \sqrt{\text{Var}(\hat{V}_T) + (\text{Biais}(\hat{V}_T, V_T))^2} \quad (\text{II} - 22)$$

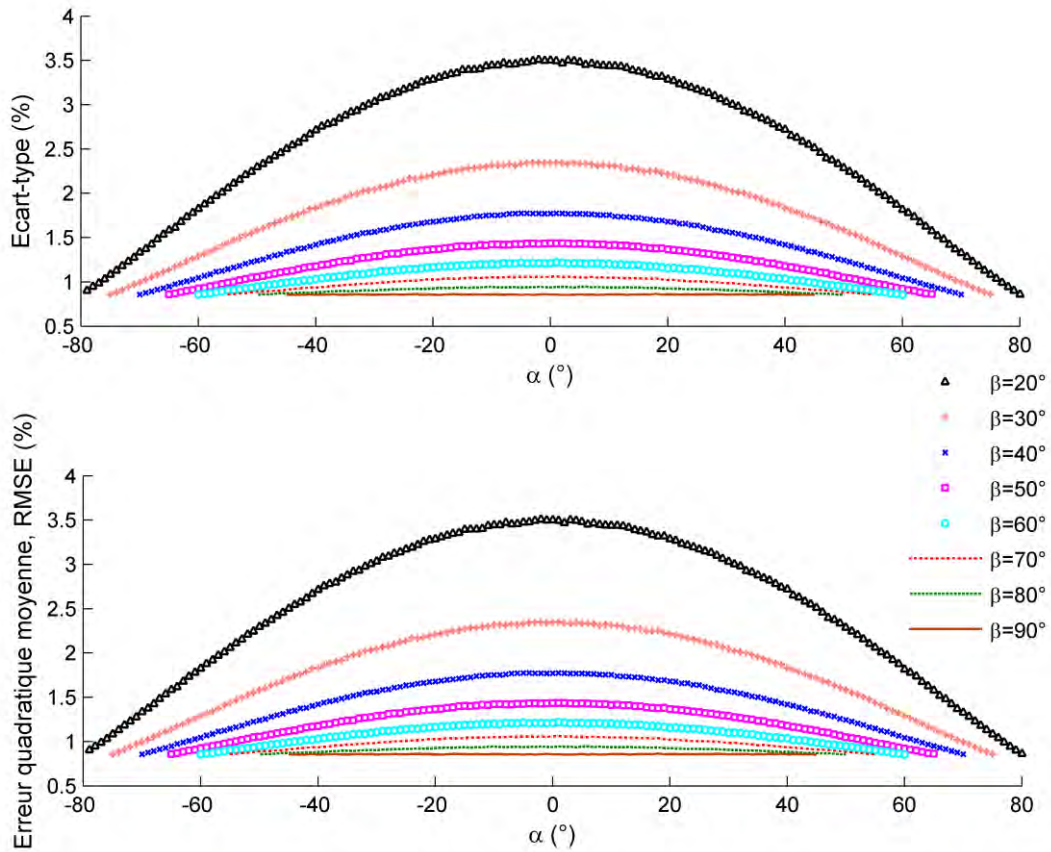


Figure II-9. Représentation des résultats de l'analyse d'incertitude par la méthode de Monte Carlo. L'écart-type et l'erreur quadratique moyenne (RMSE) des estimations de vitesse sont présentés pour $0^\circ < \alpha < 90^\circ - \theta$ et $\beta = 20^\circ, 30^\circ, \dots, 90^\circ$. $V_T = 0.1373$ m/s, $\sigma_{FD1} = \sigma_{FD2} = 3$ kHz, $N_e = 100\ 000$.

La RMSE permet d'évaluer la qualité d'un estimateur en termes de variance et de degré de partialité. Nous remarquons que la RMSE est quasiment égale à l'écart-type des estimations. C'est parce que le biais des estimations est négligeable ($< 0,06\%$ en général et $< 0,004\%$ pour $\beta = 90^\circ$ en particulier). La Figure II-9 montre que les meilleures estimations sont obtenues pour $\beta = 90^\circ$, i.e. l'écart-type et la RMSE les plus faibles (0,857% pour les deux). Il apparaît qu'un angle important entre les deux faisceaux laser permet de diminuer les erreurs de mesure. Notons que pour $\beta = 90^\circ$ les valeurs de l'écart-type et de la RMSE ne changent pas quand l'angle α varie, tandis que pour les autres valeurs de β ($\beta \neq 90^\circ$), des valeurs plus élevées de l'écart-type et de la RMSE sont obtenues quand $\alpha = 0^\circ$. Par contre, pour toutes les valeurs de β entre 20° et 90° , l'écart-type et la RMSE sont toujours inférieurs à 4%. Nous pouvons alors conclure que le vélocimètre à double-tête laser présente une bonne précision quelles que soient la direction du vecteur vitesse et la position des deux diodes laser. L'analyse de Monte Carlo a montré aussi qu'en termes de sensibilité, le résultat de

l'estimation est plus sensible (corrélé) à la fréquence Doppler correspondant au laser faisant le plus grand angle avec la cible.

De même, nous avons obtenu quasiment les mêmes résultats avec l'analyse différentielle (formule (II - 20)). La Figure II-10 montre les résultats obtenus avec les deux méthodes d'analyse d'incertitude pour $\beta = 70^\circ$. Nous remarquons la grande similitude entre les résultats obtenus par les deux méthodes, ce qui permet de conforter les résultats de nos analyses.

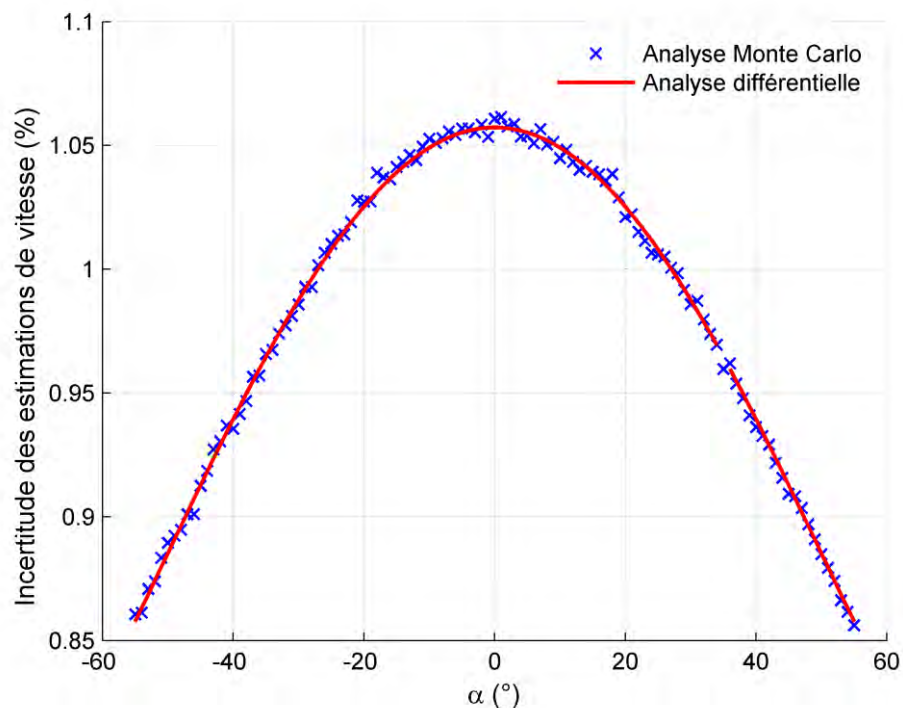


Figure II-10. Comparaison des résultats de l'analyse d'incertitude obtenus par la méthode de Monte Carlo et la méthode différentielle pour $\beta = 70^\circ$.

En plus des performances du vélocimètre à double-tête laser en termes de précision, il est maintenant possible de calculer facilement l'angle α entre la bissectrice Biss et la normale Norm à la cible. Par conséquent, comme l'angle α peut être estimé, la variation d'angle de la cible par rapport au faisceau laser a une influence sur la précision de ce dispositif qui peut maintenant être évaluée, contrairement au vélocimètre mono-diode laser décrit précédemment où ce paramètre n'était pas accessible.

En conclusion, les analyses d'incertitude effectuées ont permis de déterminer l'architecture optimale du vélocimètre à double-tête laser permettant de minimiser la va-

riance des estimations de vitesse de la cible. Cette architecture optimale correspond à un angle β égal à 90° entre les faisceaux des deux lasers, i.e. les faisceaux laser sont orthogonaux. Par contre, cette architecture peut être encombrante pour certaines applications. Dans ce cas, une architecture avec un angle β plus petit pourrait être adoptée afin de minimiser la place occupée par le capteur, mais au prix d'une variance des estimations plus élevée. Par exemple, avec un angle β de 30° , l'écart-type des estimations est moins de 2,5%, ce qui reste acceptable pour certaines applications. En outre, ces analyses ont montré la qualité du vélocimètre à double-tête en termes de précision et de robustesse liée à son insensibilité aux variations d'angle de la cible. Dans la section suivante, une validation expérimentale est effectuée pour ce dispositif.

3.3 Résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental utilisé pour évaluer les caractéristiques du vélocimètre à double-tête laser est basé sur deux diodes laser d'Hitachi (HL7851G), DL1 et DL2, émettant à une longueur d'onde λ de 785 nm et à une puissance maximale de 50 mW (cf. Figure II-11). Elles sont installées sur deux rails orthogonaux (i.e. $\beta = 90^\circ$ et $\theta = 45^\circ$). La cible est un disque tournant à une vitesse constante. Les deux faisceaux laser illuminent le même point sur la cible.

Les deux diodes laser ont deux degrés de liberté : translation dans la direction des rails et normalement aux rails. La translation selon la direction des rails est utilisée pour ajuster la distance (27 cm) entre les diodes laser et la cible. La translation normalement aux rails est utilisée pour aligner les deux faisceaux laser avec l'axe de rotation de la cible (Figure II-11), de sorte que les deux faisceaux laser illuminent le même point de la cible qui appartient à l'axe de rotation. La cible possède trois degrés de liberté: deux translations orthogonales dans le plan des rails servant à aligner l'axe de rotation de la cible avec les deux faisceaux laser, et une rotation autour de l'axe de rotation permettant de changer la direction du vecteur vitesse \vec{V}_T au point illuminé de la cible (i.e. $-30^\circ < \alpha < 30^\circ$). La vitesse de la cible au point illuminé est $V_T = 0,1373$ m / s.

L'acquisition des signaux de self-mixing a été effectuée à l'aide d'un oscilloscope numérique avec une mémoire d'un million de points et à une fréquence d'échantillonnage de 2

MHz. Cinq acquisitions ont été effectuées pour chaque valeur de α entre -30° et $+30^\circ$, à l'exception de $\alpha = 0^\circ$, avec un pas de 5° . Deux cents mesures de fréquences Doppler ont été effectuées pour chaque acquisition. Donc, au total, 1000 mesures de fréquences Doppler et donc 1000 estimations d'angle α et de vitesse ont été effectuées pour chaque valeur de l'angle α entre -30° et $+30^\circ$. La fréquence Doppler est estimée avec la transformée de Fourier rapide (FFT) qui sera présentée dans le chapitre III. La vitesse de la cible est déduite des équations (II - 15) et (II - 13). Notons que pour $\alpha = 0^\circ$, i.e. les deux lasers sont placés symétriquement par rapport à la normale à la cible, chacune des deux diodes laser peut être perturbée par la lumière émise par l'autre diode, réfléchiée par la cible, et qui rentre dans la cavité active du laser. Ainsi, dans ce cas, le rapport signal-sur-bruit du signal de self-mixing chute fortement et une mauvaise estimation de fréquence Doppler est obtenue. C'est la raison pour laquelle ce cas n'est pas pris en compte dans nos mesures.

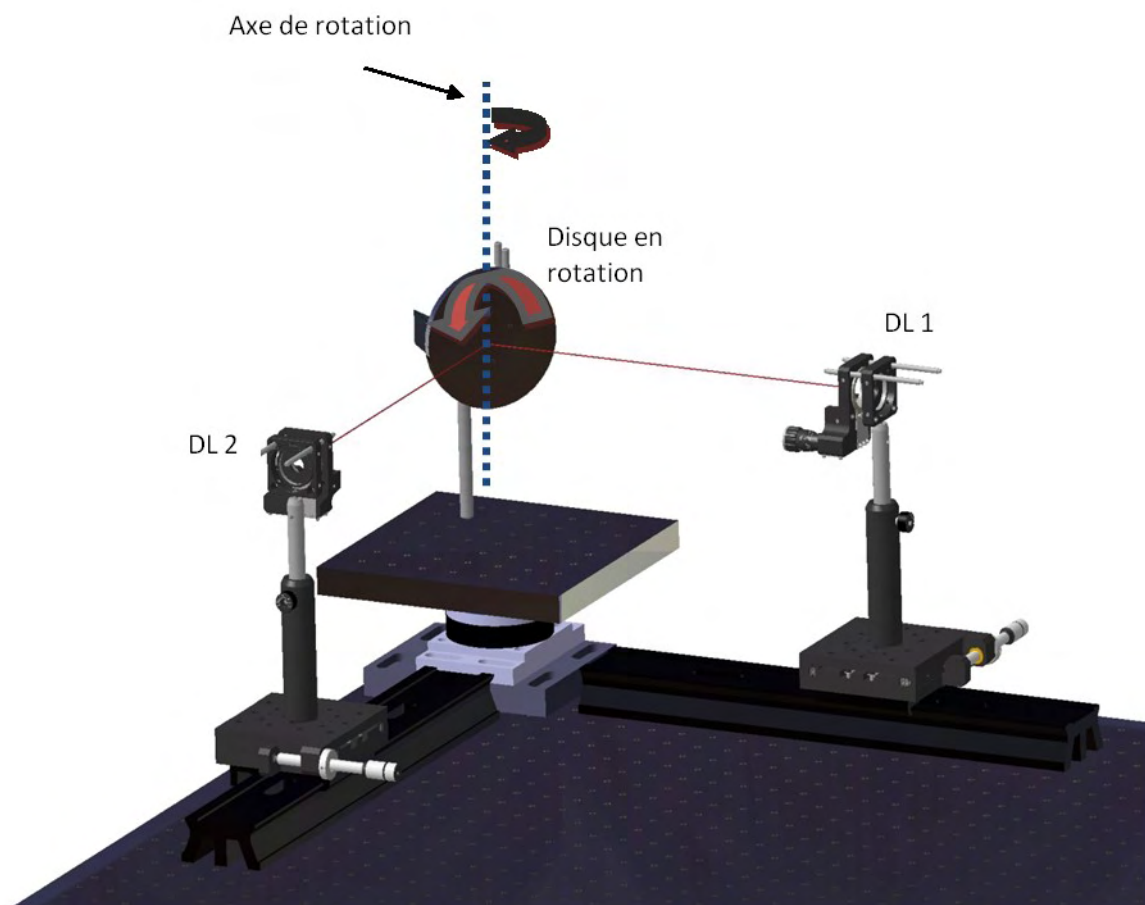


Figure II-11. Dispositif expérimental du vélocimètre à double-tête laser.

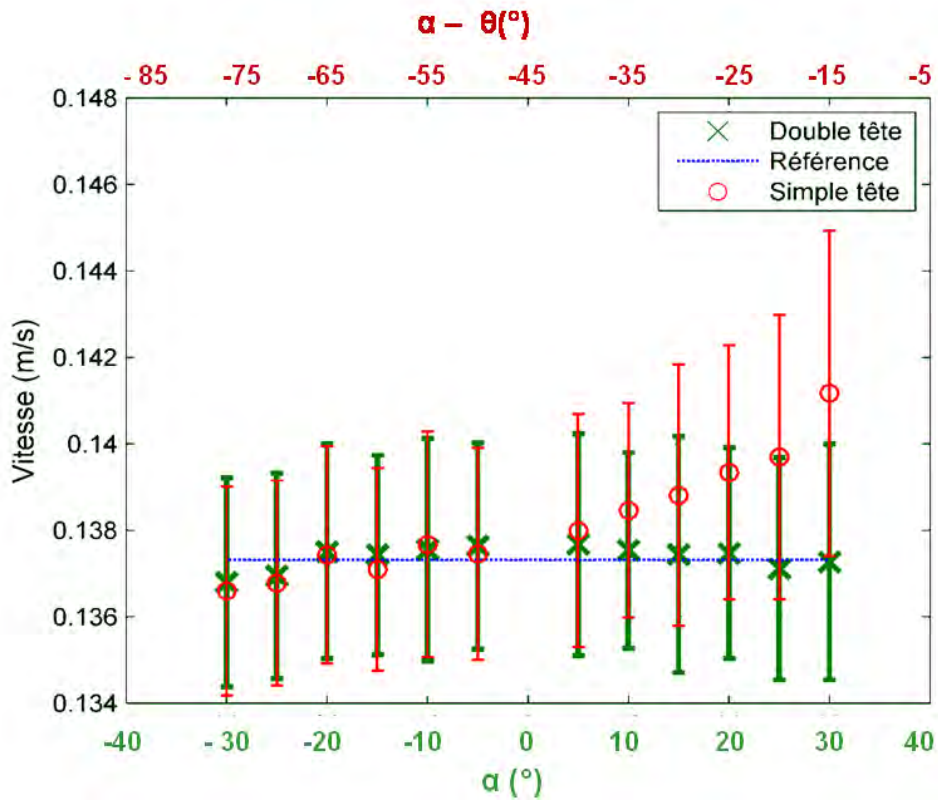


Figure II-12. Estimation de la vitesse de la cible par les dispositifs à simple et double-tête laser. L'intervalle de confiance de 95% est présenté. L'angle $\alpha - \theta$ est l'angle entre la normale à la cible et le faisceau émis par DL1 (cf. Figure II-8).

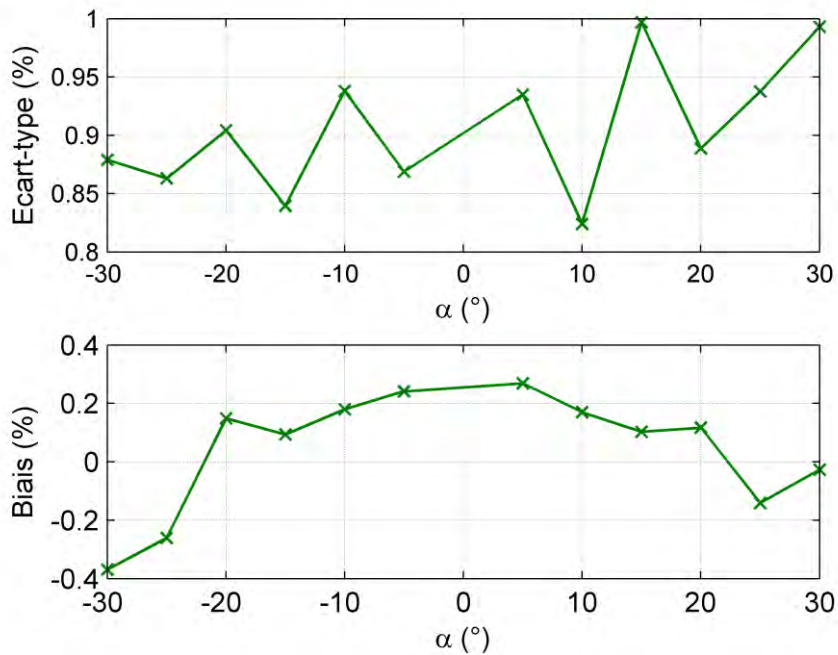


Figure II-13. Représentation de l'écart-type et du biais des estimations de la vitesse de la cible par le dispositif à double-tête laser.

Les résultats expérimentaux sont présentés dans les Figure II-12 et Figure II-13. La Figure II-12 représente les mesures de vitesse obtenues avec le dispositif à simple tête (en utilisant DL1 uniquement) et à double tête respectivement. L'intervalle de confiance de 95% est représenté correspondant à un intervalle $\pm 2\sigma_{VT}$ autour de la valeur moyenne des mesures avec σ_{VT} l'écart-type des mesures. 95% des vitesses mesurées se situent donc dans cet intervalle. Nous remarquons que toutes les mesures effectuées avec le dispositif à double-tête restent proches de la valeur de référence (biais faible <0,4%) et que leurs intervalles de confiance ne dépendent pas de l'angle de mesure α , ce qui est en accord avec le résultat obtenu par les analyses d'incertitude (cf. Figure II-9). L'écart-type de ces estimations est toujours inférieur à 1% (cf. Figure II-13) quel que soit l'angle α et sa valeur moyenne est de 0,9% ce qui est très proche de la valeur trouvée précédemment par les analyses d'incertitude (0,857%). En revanche, avec le dispositif à simple tête le biais et l'écart-type des mesures croissent quand l'angle d'incidence α du faisceau sur la cible diminue en valeur absolue.

Les résultats expérimentaux présentés ci-dessus nous permettent de conclure que le vélocimètre à double-tête laser est de bonne précision quel que soit l'angle α à l'exception notable de $\alpha = 0^\circ$ en opposition au vélocimètre mono-diode laser qui est extrêmement sensible aux variations d'angle d'incidence.

3.4 Conclusion

Les analyses d'incertitude du vélocimètre à double-tête laser ont montré que l'architecture optimale de ce dispositif permettant de minimiser l'incertitude des mesures de vitesse correspond à un angle droit entre les faisceaux des deux lasers. Ce dispositif permet d'estimer la direction (en estimant l'angle α) et le module de la vitesse de la cible. Les résultats des analyses d'incertitude et les résultats expérimentaux ont montré les performances de ce dispositif en termes de précision et d'insensibilité aux variations d'angle d'incidence de la cible en opposition au dispositif à simple tête laser.

Par contre, lorsque les faisceaux des deux lasers ne sont pas alignés, i.e. les deux faisceaux n'illuminent pas le même point sur la cible, des erreurs de mesure de vitesse pourraient se produire. Dans la section suivante, des analyses et des mesures expérimentales sont effectuées afin de quantifier ces erreurs de désalignement des deux lasers.

4 Détermination de l'erreur due au désalignement des faisceaux laser du vélocimètre à double-tête [129]

Il a été démontré dans la section précédente qu'un vélocimètre à double-tête laser permet d'augmenter les potentialités du capteur de vitesse à base de self-mixing. Par contre, ce dispositif peut engendrer des erreurs de mesure si les faisceaux des deux lasers ne sont pas bien alignés [129]. Ces erreurs peuvent être plus ou moins importantes selon le type de mouvement surveillé. Par exemple, si la cible est un solide en mouvement de translation, nous démontrons ci-dessous que les mesures de vitesse ne sont pas perturbées. En revanche, dans le cas d'une rotation, des erreurs de mesure pourraient avoir lieu selon la position du plan de rotation par rapport au plan des deux lasers et selon le type de désalignement, dans le plan (in-plane) ou hors plan (out-of-plane). Nous effectuerons des analyses pour ces différents cas afin de quantifier les erreurs de mesure générées et nous validerons les résultats de ces analyses par des résultats expérimentaux.

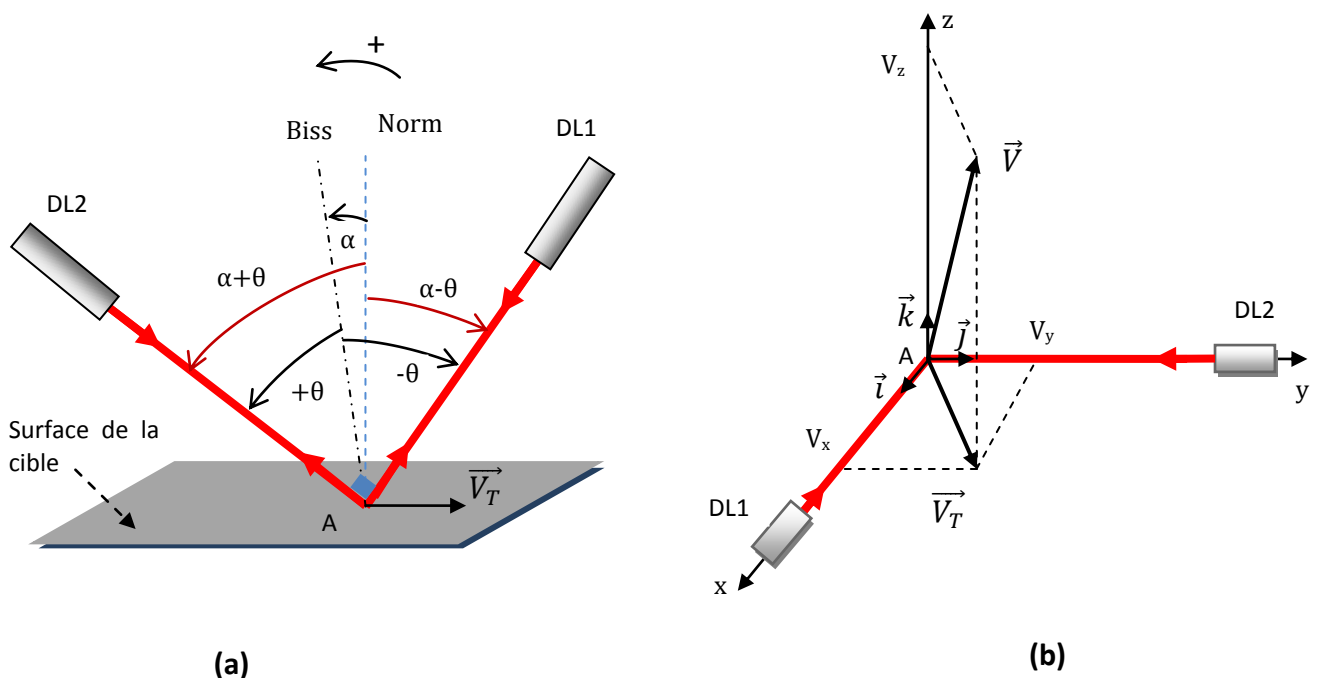


Figure II-14. (a) Prototype du vélocimètre à double-tête laser avec $\theta = 45^\circ$, (b) Représentation du dispositif à double-tête dans une base orthonormée $(A, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$.

Dans la section précédente, Nous avons montré que l'architecture optimale du vélocimètre à double-tête laser correspondait au cas où les deux axes optiques de propagation des

faisceaux lasers sont orthogonaux ($\beta = 90^\circ$ et $\theta = 45^\circ$). Cela a permis d'améliorer les performances du capteur. Le prototype de ce dispositif avec cette configuration est présenté dans la Figure II-14(a). La vitesse \vec{V}_T vue par le vélocimètre à double-tête est la projection orthogonale de la vitesse \vec{V} de l'espace dans le plan (x,y) contenant les deux diodes laser (Figure II-14(b)).

Avec $\theta = 45^\circ$ et en substituant l'angle α donné par la relation (II - 15) dans la relation (II - 13) nous obtenons :

$$|V_T| = \frac{\lambda}{2} \sqrt{F_{D_1}^2 + F_{D_2}^2} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} \quad (\text{II - 23})$$

où $V_x = \frac{\lambda}{2} F_{D_1}$ et $V_y = \frac{\lambda}{2} F_{D_2}$ sont les projections orthogonales de V_T sur les axes optiques de propagation (Ax) et (Ay) de DL1 et DL2 respectivement (Figure II-14(b)). La relation (II - 23) permet d'estimer la vitesse de la cible V_T dans le cas du vélocimètre à double-tête avec un angle droit entre les faisceaux laser.

Dans le prototype du vélocimètre à double-tête présenté dans la Figure II-14(a), les faisceaux laser sont supposés d'être coplanaires et illuminant le même point sur la cible. Cependant, il est possible que ces faisceaux laser n'illuminent pas parfaitement le même point et qu'ils ne soient pas coplanaires. Dans les sections suivantes, les erreurs d'estimation de vitesse par le vélocimètre à double-tête, dues à un désalignement des faisceaux laser, sont quantifiées pour une cible solide à surface plane ayant un mouvement de translation et de rotation respectivement.

4.1 Solide en mouvement de translation

Quand une cible solide se déplace avec un mouvement de translation transverse, tous les points de la cible se déplacent à la même vitesse \vec{V}_T . Ainsi, si les deux faisceaux laser illuminent deux points différents A et B sur la cible (cf. Figure II-15) alors les vecteurs de vitesse en A et B sont égaux : $\vec{V}_A = \vec{V}_B = \vec{V}_T$. Par conséquent, les équations (II - 13), (II - 15) et (II - 23) sont toujours valables. Dans ce cas, la mesure n'est pas influencée par le défaut d'alignement des faisceaux laser. Et il n'y a aucune erreur d'estimation de vitesse à cause de ce défaut d'alignement.

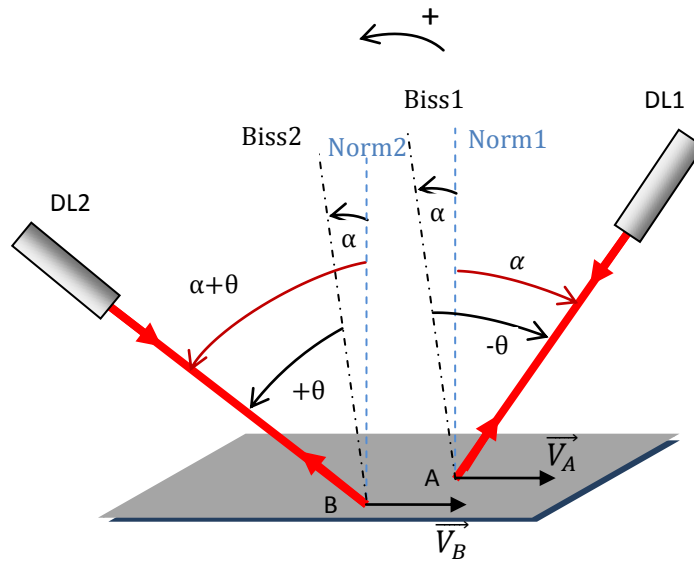


Figure II-15. Les faisceaux émis par les diodes laser DL1 et DL2 illuminent deux points différents A et B sur la cible en mouvement de translation.

4.2 Solide en mouvement de rotation

Quand un solide se déplace avec un mouvement de rotation autour d'un axe fixe perpendiculaire à la cible (Figure II-16), la vitesse V_A à un point A de la cible est liée à la vitesse angulaire w de la cible par $V_A = r_A w$ où r_A est la distance entre l'axe de rotation et le point A, i.e. $r_A = OA$. Ainsi, pour un solide en rotation autour d'un axe fixe, la vitesse augmente de manière linéaire avec la distance (perpendiculaire) à l'axe de rotation. La direction de V_A est perpendiculaire au rayon OA.

Par conséquent, les erreurs d'estimation de vitesse peuvent se produire lorsque les deux faisceaux lasers éclairent 2 points différents A et B sur la cible tournante. Cela est dû au fait que l'équation (II - 13) n'est plus valide. Ces erreurs sont quantifiées pour les deux cas suivants :

- Les faisceaux lasers sont considérés comme étant coplanaires mais éclairant deux points différents sur la cible (désalignement in-plane).
- Les faisceaux lasers ne sont pas coplanaires et le second a une direction parallèle à sa direction d'origine (désalignement out-of-plane), i.e. l'axe de propagation optique de DL2 est translaté parallèlement à l'axe z (Figure II-19 (a)).

A noter que dans ces deux cas, la cible est considérée dans un plan perpendiculaire au plan (x, y) (Figure II-19 (a)).

4.2.1 Faisceaux laser coplanaires

4.2.1.1 Analyse théorique

Le faisceau laser émis par DL1 illumine un point A de la cible tournante. A est situé sur l'axe z qui appartient au plan de la cible. Le plan de la cible est perpendiculaire au plan (x,y) contenant les deux faisceaux laser. DL2 est translaté perpendiculairement à son axe de propagation optique, en parallèle à l'axe x (Figure II-16(a)). Le second faisceau laser illumine maintenant un autre point noté B sur la cible. Les deux points A et B appartiennent à l'intersection (AX) du plan de la cible et du plan (x,y) (Figure II-16 (a)). Les vitesses aux points A et B sont respectivement $V_A = r_A w$ et $V_B = r_B w$ où r_A et r_B sont respectivement les distances des points A et B à l'axe de rotation. Notons que V_A appartient au plan des deux faisceaux laser alors que V_B est hors du plan (x,y) . La projection orthogonale V_{BX} de V_B dans le plan (x,y) est donnée par :

$$V_{BX} = V_B \sin \delta \quad (\text{II - 24})$$

où δ est l'angle entre (OB) et (BX) (Figure II-16(b)). δ est donné par :

$$\sin \delta = \frac{r_A}{r_B} \quad (\text{II - 25})$$

Les équations (II - 24) et (II - 25) donnent :

$$V_{BX} = r_A w = V_A \quad (\text{II - 26})$$

Par conséquent, l'équation (II - 13) est valable dans ce cas. Il n'y a donc pas d'erreurs d'estimation de vitesse lorsque les deux faisceaux laser sont toujours coplanaires et la cible se trouve dans un plan perpendiculaire au plan des faisceaux laser.

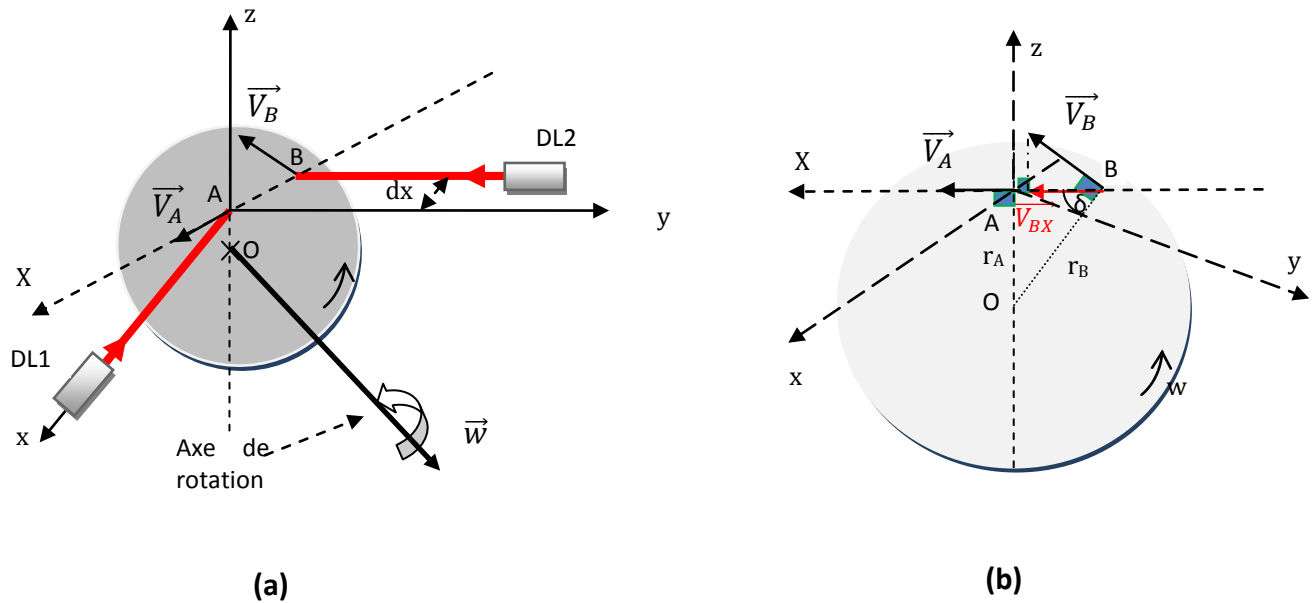


Figure II-16. Faisceaux laser coplanaires illuminant deux points A et B sur une cible en rotation dans un plan perpendiculaire au plan (x,y) contenant les deux faisceaux laser. (a) vue en 3D et (b) vue en 2D dans le plan de la cible.

4.2.1.2 Résultats expérimentaux

Le même dispositif expérimental que la section 3.3 est utilisé (cf. Figure II-11). L'angle α est égal à 10° . Le disque tourne à une vitesse constante. La translation perpendiculairement aux rails est utilisée pour désaligner le faisceau laser de DL2 de la position originale A appartenant à l'axe z à une position B alternative (Figure II-16(a)). Par contre, les deux faisceaux laser maintiennent dans le même plan (plan (x,y)).

Trois acquisitions ont été effectuées pour chaque position de B telle que $0 < AB < 4,5 \text{ cm}$ avec un pas de $0,5 \text{ cm}$. Deux cents mesures de fréquences Doppler ont été effectuées pour chaque acquisition et donc deux cents estimations de vitesse en utilisant la relation (II - 23). Au total, 600 mesures ont été effectuées pour chaque position de B.

Les résultats expérimentaux sont présentés dans les Figure II-17 et Figure II-18. La Figure II-17 présente les variations des fréquences Doppler F_{D1} et F_{D2} par rapport aux mesures initiales quand les deux faisceaux laser illuminaient le même point A sur la cible ($AB = 0$). Les variations ΔF_{D1} de F_{D1} sont dues aux erreurs de mesure de la fréquence Doppler car le faisceau de DL1 illumine toujours le même point A durant toutes les mesures. Elles sont inférieures à 0,6%. Par contre, Les variations ΔF_{D2} de F_{D2} sont légèrement supérieures à ΔF_{D1} à cause de la vobulation du disque en rotation, i.e. le disque ne tourne pas parfaitement au-

tour de son axe de rotation et une composante de vitesse supplémentaire vient s'ajouter au vecteur vitesse initial. Cette composante de vitesse n'est pas la même pour tous les points du disque. Ainsi, elle induit des variations de fréquence Doppler un peu différentes d'un point à l'autre de la cible. Mais ces variations ΔF_{D2} restent minimales, moins de 1,5% de la F_{D2} originale. Par conséquent, les vitesses mesurées varient peu autour de la vitesse originale (Figure II-18). L'erreur relative moyenne reste inférieure à 1%.

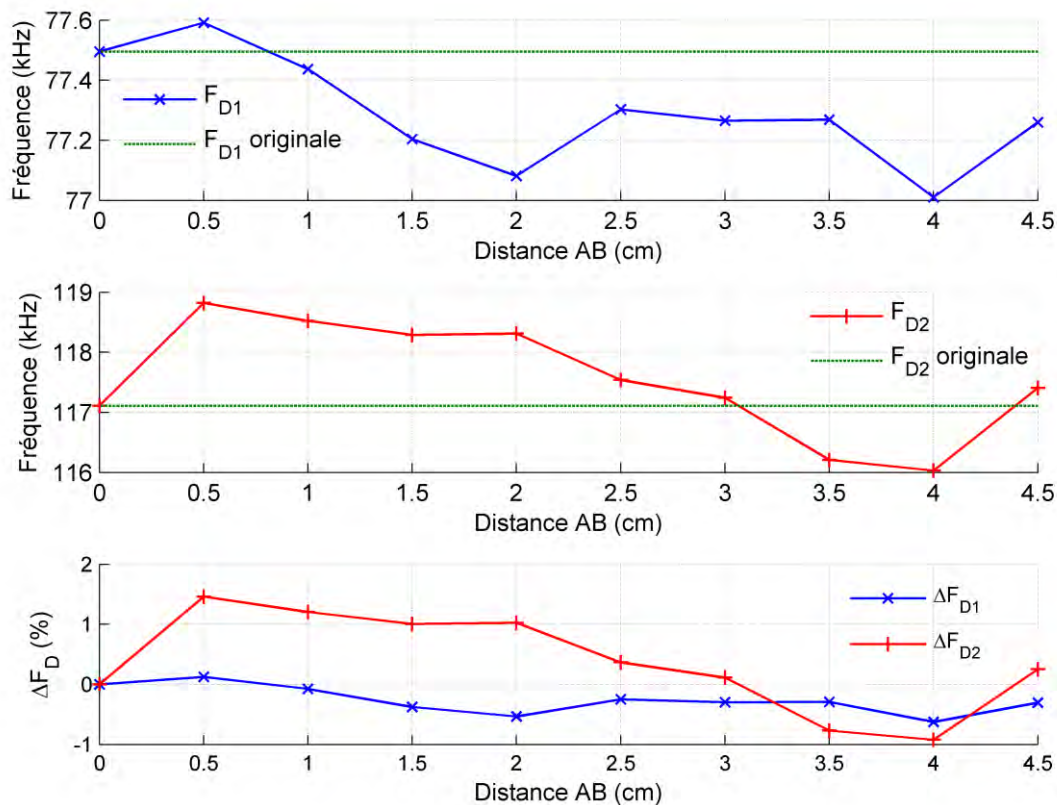


Figure II-17. Variations des mesures de fréquence Doppler lorsque les faisceaux laser sont coplanaires mais n'illuminent pas le même point sur la cible. A chaque position de B, une moyenne de 600 mesures de fréquence Doppler est représentée. ΔF_D est l'écart moyen relatif de la fréquence Doppler par rapport à la valeur originale.

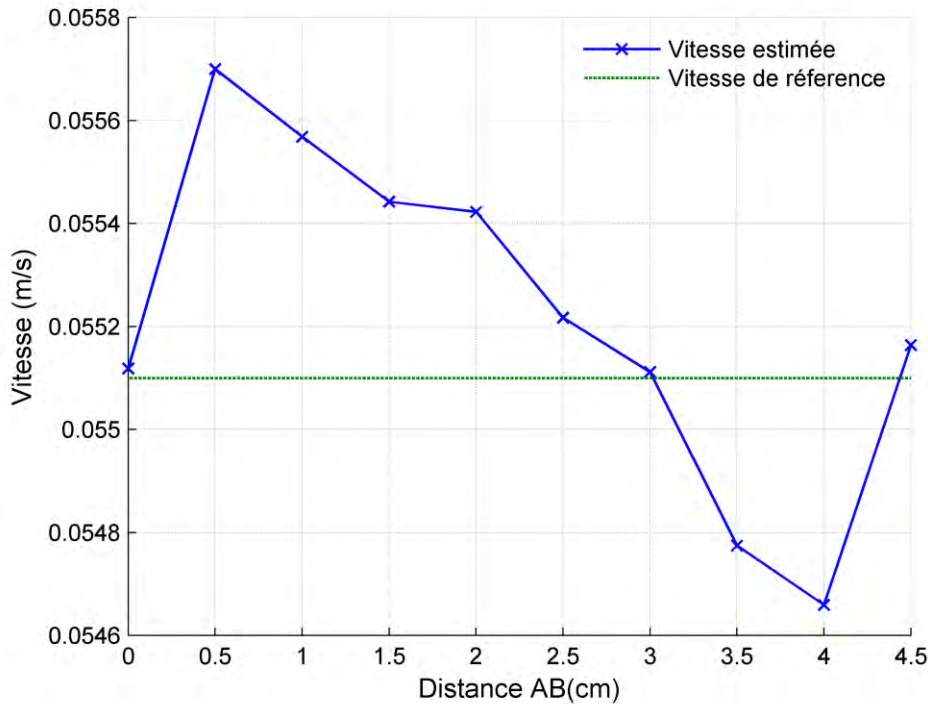


Figure II-18. Variations des mesures de vitesse quand les faisceaux laser sont coplanaires mais n'illuminent pas le même point sur la cible. Une moyenne de 600 mesures est représentée à chaque point.

Nous pouvons conclure de l'étude théorique et des résultats expérimentaux obtenus que le vélocimètre à double-tête laser reste de bonne précision quand les faisceaux laser coplanaires mais mal alignés, illuminent une cible en rotation dans un plan orthogonal au plan des lasers.

4.2.2 Faisceaux laser non coplanaires

4.2.2.1 Analyse théorique

Maintenant, DL2 est traduit perpendiculairement par rapport à son axe de propagation parallèlement à l'axe z (Figure II-19(a)). Les deux points A et B appartiennent à l'axe z . Dans ce cas, les vecteurs vitesse \vec{V}_A et \vec{V}_B appartiennent au plan (x,y) . Soit δr la différence entre les distances de l'axe de rotation aux points B et A :

$$\delta r = r_B - r_A \quad (\text{II} - 27)$$

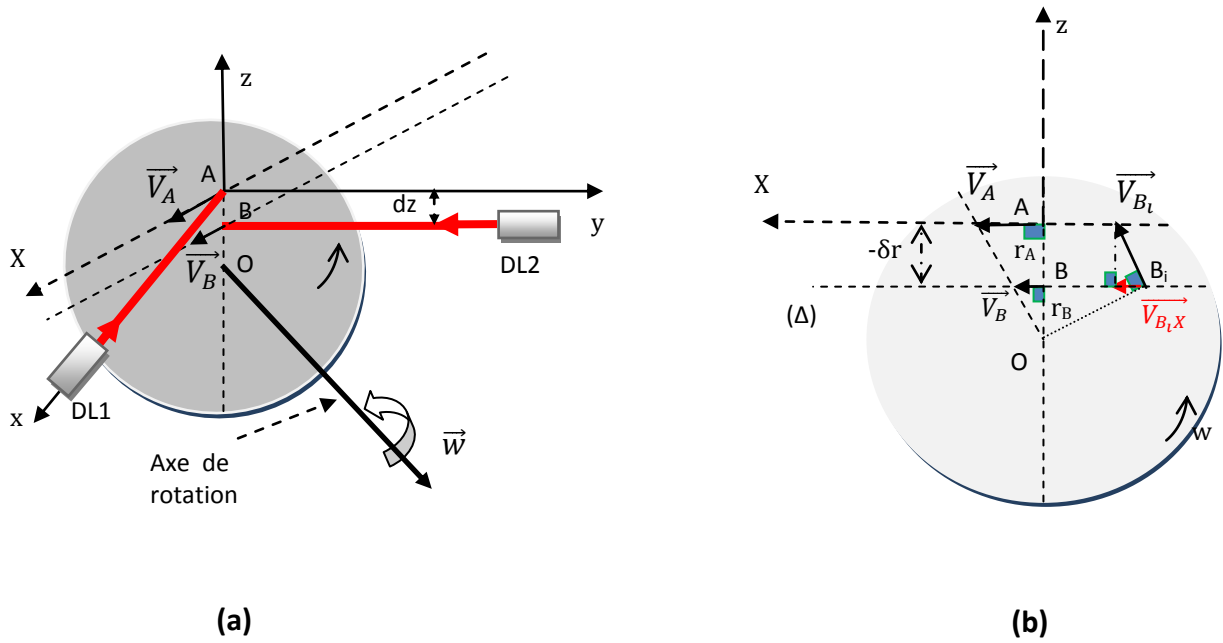


Figure II-19. Faisceaux laser non coplanaires illuminant deux points A et B sur une cible en rotation dans un plan perpendiculaire au plan (x,y) contenant les deux faisceaux laser. (a) vue en 3D et (b) vue en 2D dans le plan de la cible.

Et le décalage de V_B par rapport à V_A est donné par :

$$\delta V = V_B - V_A = \delta r w \quad (\text{II} - 28)$$

δV induit une variation δF_{D2} dans l'estimation de F_{D2} :

$$\delta F_{D_2} = \frac{2 \delta V \sin(\alpha + \theta)}{\lambda} \quad (\text{II} - 29)$$

Alors la valeur de F_{D2} mesurée est décalée de δF_{D2} par rapport à la valeur exacte correspondant à la vitesse V_A . La vitesse mesurée par le vélocimètre à double-tête laser est dans ce cas :

$$V_T = \frac{\lambda}{2} \sqrt{F_{D_1}^2 + (F_{D_2} + \delta F_{D_2})^2} \quad (\text{II} - 30)$$

L'erreur relative de la vitesse mesurée V_T par rapport à la vitesse exacte V_A est alors :

$$\frac{V_T - V_A}{V_A} = \sqrt{1 + \frac{\delta F_{D_2}^2 + 2 F_{D_2} \delta F_{D_2}}{F_{D_1}^2 + F_{D_2}^2}} - 1 \quad (\text{II} - 31)$$

En outre, les vecteurs vitesse $\overrightarrow{V_{B_i}}$ aux points B_i de la droite (Δ) , parallèle à (AX) en B (cf. Figure II-19(b)), ont des projections orthogonales V_{BiX} égales sur le plan (x,y) comme il a été montré dans la section précédente :

$$V_{BiX} = V_B \quad (\text{II - 32})$$

Alors, si le second laser illumine un point B_i , les erreurs d'estimation de vitesse sont égales à celles en B . Donc, l'erreur d'estimation de vitesse dépend seulement du décalage δr selon l'axe z (Figure II-19(b)).

La Figure II-20 représente l'erreur relative de mesure de vitesse en fonction du désalignement relatif $\delta r/r_A$ du faisceau laser de DL2, et de l'angle α . $\delta r/r_A = -1$ correspond au cas où le faisceau laser de DL2 illumine le centre O de rotation, i.e. B coïncide en O ; $\delta r/r_A = 0$ quand les deux lasers sont parfaitement alignés en A , i.e. B coïncide en A ; et $\delta r/r_A = 1$ quand $r_B = 2 r_A$. Pour $\delta r/r_A \approx 0$, i.e. quand les deux lasers sont quasiment alignés, l'erreur de mesure de vitesse est faible. Puis l'erreur relative augmente avec la valeur absolue de $\delta r/r_A$ mais non pas de manière symétrique par rapport à l'origine ($\delta r/r_A = 0$), i.e. l'erreur relative augmente plus rapidement quand $\delta r/r_A > 0$. Par exemple, pour $\alpha = -10^\circ$, l'erreur relative de mesure de vitesse est égale à 41% pour $\delta r/r_A = 1$ alors qu'elle est seulement de 18% pour $\delta r/r_A = -1$. Cela est dû au fait que quand $\delta r/r_A > 0$, i.e. $r_B > r_A$, la vitesse V_B vue par le second laser (DL2) est plus grande et donc la fréquence Doppler F_{D2} est plus grande et induit une erreur relative de mesure plus importante (cf. équation (II - 31)). En outre, l'angle α influe aussi la grandeur de l'erreur de mesure. Quand l'angle α augmente vers $+45^\circ$, l'angle $(\theta + \alpha)$ que fait le second laser avec la cible tend vers 90° , et ainsi F_{D2} est plus grande (cf. relation (II - 13)). Alors l'erreur de mesure est d'autant plus grande quand α augmente. Cela peut être lié au résultat obtenu dans l'analyse de sensibilité et d'incertitude effectuée dans la section 3.2 : la mesure de vitesse est plus sensible à la fréquence Doppler correspondant au laser faisant le plus grand angle avec la cible.

En conclusion, quand les faisceaux des deux lasers sont non coplanaires et illuminent une cible en rotation dans un plan perpendiculaire au plan original des deux lasers, l'erreur de mesure de vitesse due au désalignement des faisceaux laser dépend du désalignement relatif $\delta r/r_A$ (module et signe) et de l'angle α . Elle est d'autant plus grande quand le désalignement est important et quand l'angle d'incidence du faisceau désaligné est important.

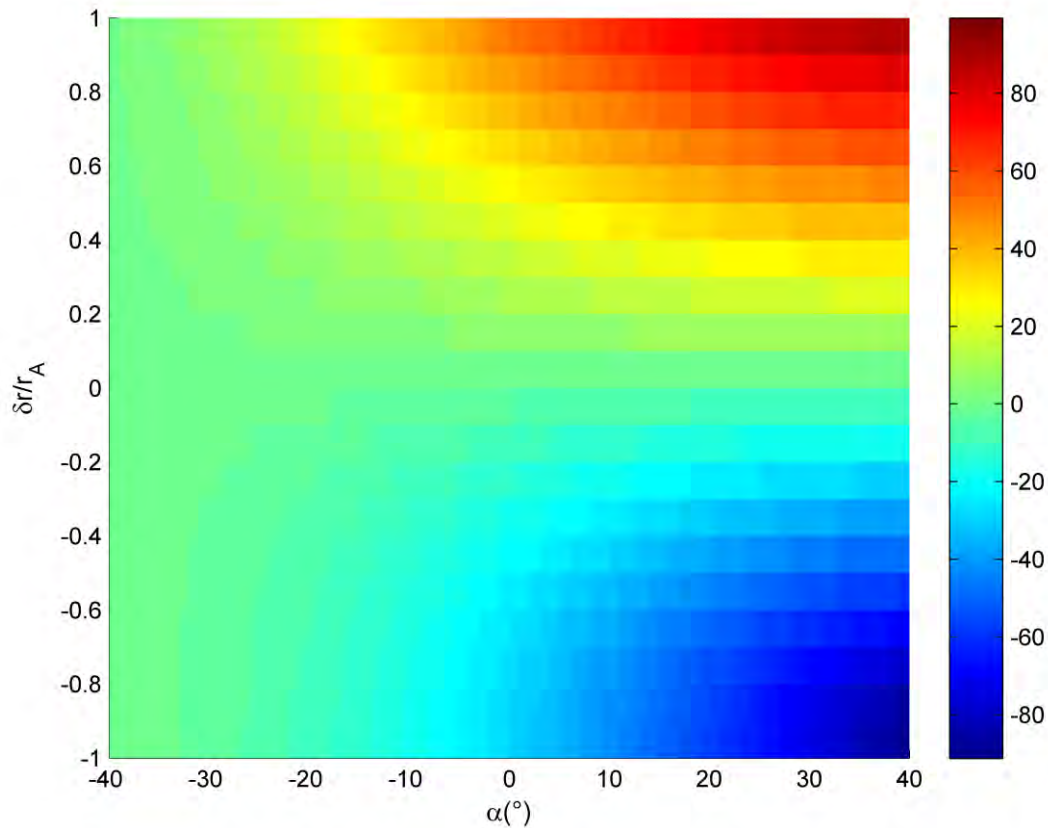


Figure II-20. Erreur relative (%) de la vitesse mesurée par rapport à la vitesse exacte en fonction du désalignement relatif $\delta r/r_A$ et de l'angle α .

4.2.2.2 Résultats expérimentaux

Le même dispositif expérimental qu'auparavant est utilisé. L'angle α est égal à 10° . Le disque tourne à une vitesse w constante. DL2 est translatée de manière verticale, i.e. en parallèle par rapport à l'axe z , afin de désaligner le faisceau laser de sa position originale en A ($r_A = OA \approx 1,4$ cm) à une position B alternative (Figure II-19(a)). A et B appartiennent à l'axe z . Dans ce cas, les faisceaux laser ne sont plus coplanaires.

Six cents mesures de vitesse ont été effectuées pour chaque position de B telle que $-0,5 < AB < 3$ cm avec un pas de $0,5$ cm.

Les résultats expérimentaux sont présentés dans les Figure II-21 et Figure II-22. La Figure II-21 représente les fréquences Doppler F_{D1} et F_{D2} mesurées et calculées utilisant l'équation (II - 29), i.e. $F_{D2} = F_{D2}$ originale + δF_{D2} , par rapport aux mesures initiales de fréquence Dop-

pler quand les deux lasers illuminaient le point original A ($AB = 0$). Les variations ΔF_{D1} en F_{D1} sont dues aux erreurs d'estimation de la fréquence Doppler. Elles sont inférieures à 1%. Notons que :

(a) les F_{D1} calculées sont égales à F_{D1} originale parce que, théoriquement, F_{D1} reste égale à sa valeur d'origine

(b) les F_{D2} calculées et mesurées augmentent linéairement avec la distance de désalignement AB ($AB = \delta r$).

Nous remarquons la bonne concordance entre les mesures et les calculs théoriques. La Figure II-22(a) montre la vitesse originale et les vitesses mesurées et calculées (utilisant les équations (II - 28), (II - 29) et (II - 30)) en fonction de la distance de désalignement AB . L'erreur relative des vitesses mesurées et celle calculée à partir des équations (II - 28), (II - 29) et (II - 31) sont présentées dans la Figure II-22(b). Elles augmentent de manière quasi linéaire avec la distance de désalignement AB . Pour $AB = 0,5$ cm ($\delta r/r_A = 0,36$) l'erreur relative de mesure de vitesse est égale à 25%. Les résultats présentés dans les Figure II-21 et Figure II-22 montrent la bonne concordance entre les mesures et les calculs théoriques.

Nous pouvons conclure que le vélocimètre à double-tête laser n'est pas de bonne précision dans le cas où les deux faisceaux laser désalignés sont non coplanaires et illuminent une cible en rotation dans un plan orthogonal au plan original des faisceaux laser. Les erreurs dues au désalignement dépendent de la distance de désalignement et de l'angle α .

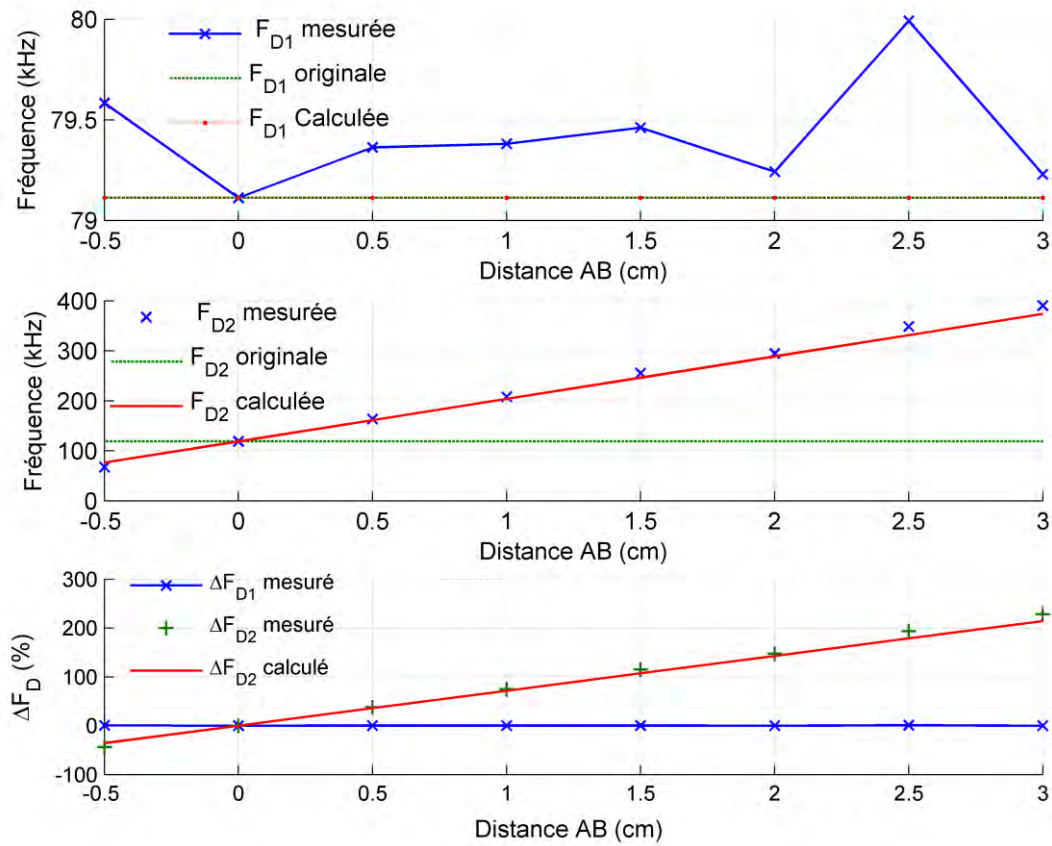


Figure II-21. Variations des mesures de fréquence Doppler lors que les faisceaux laser ne sont pas coplanaires. A chaque position de B, une moyenne de 600 mesures de fréquence Doppler est représentée. ΔF_D est l'écart moyen relatif de la fréquence Doppler par rapport à la valeur originale.

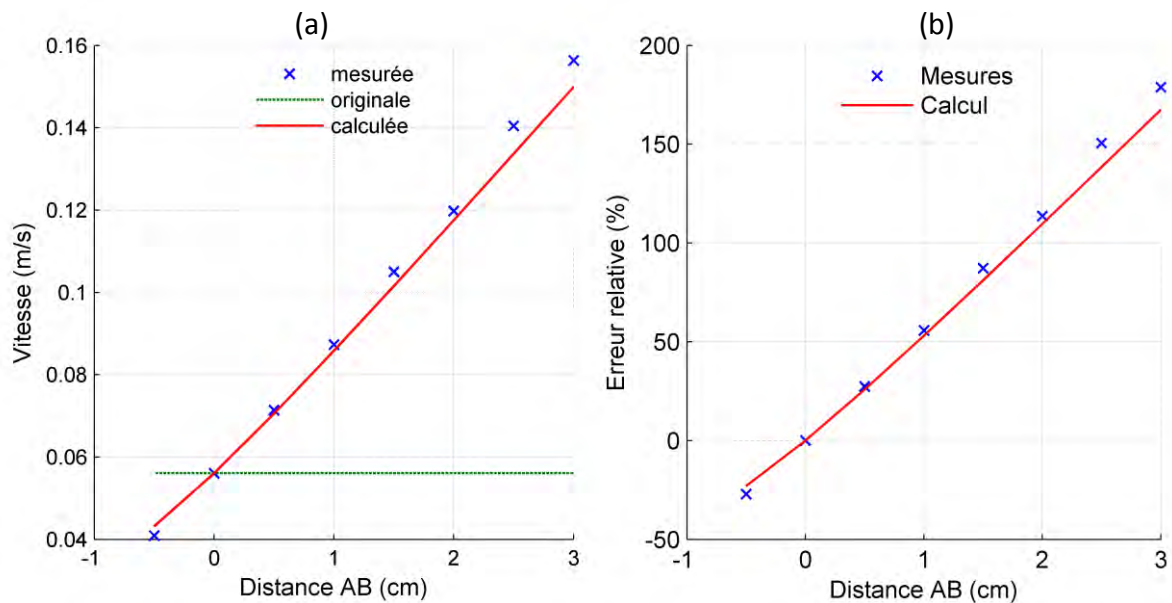


Figure II-22. (a) Représentation de la vitesse mesurée, originale et calculée. (b) Représentation de l'erreur relative des mesures de vitesse trouvée à partir des mesures et par calcul.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord montrés les limites du vélocimètre self-mixing mono-diode laser en termes de sensibilité aux variations d'angle avec la cible : une meilleure tolérance sur $\Delta\gamma$ est obtenue pour des valeurs supérieures de γ (autour de 90°) mais au prix d'une bande passante élevée et d'un rapport signal-sur-bruit moins bon (et alors une mesure moins précise).

Nous avons proposé par la suite une architecture du vélocimètre par self-mixing à double-tête laser permettant d'augmenter les potentialités de cette méthode de mesure. Ce dispositif permet d'estimer la direction (en estimant l'angle α) et le module de la vitesse de la cible. Nous avons analysé les paramètres de configuration afin de déterminer l'architecture optimale permettant d'optimiser les performances de ce dispositif. Cette architecture optimale correspond à un angle droit entre les faisceaux des deux lasers. Ces analyses validées par des résultats expérimentaux ont montré la qualité du vélocimètre à double-tête en termes de précision et de robustesse liée à son insensibilité aux variations d'angle de la cible.

Ensuite, nous avons analysé les erreurs de mesure qui peuvent se produire en cas de désalignement des deux lasers du dispositif. Ces analyses ont été validées par des résultats expérimentaux. Nous avons montré que pour un solide en translation transverse (défilement), les mesures de vitesse ne sont pas perturbées. De même, pour un solide en rotation dans un plan perpendiculaire aux faisceaux laser, si les faisceaux restent coplanaires mais désalignés (i.e. ils illuminent deux points différents du solide, qui appartiennent au plan (x,y) des faisceaux), les mesures de vitesse ne sont pas perturbées dans ce cas car la projection de la vitesse dans le plan (x,y) des faisceaux reste inchangeable. Par contre, si les faisceaux ne sont plus coplanaires, des erreurs de mesure apparaissent car les deux faisceaux laser ne voient plus la même vitesse comme dans les cas précédents. Ces erreurs sont en fonction de la distance AB de désalignement sur le solide en rotation (car pour un solide en rotation, la vitesse à un point du solide est proportionnelle à sa distance de l'axe de rotation) et de l'angle que font les deux faisceaux avec la cible. Dans ce cas, les erreurs peuvent augmenter de manière quasi linéaire avec la distance de désalignement. Donc, des erreurs de mesure de vitesse se produisent quand les vitesses vues par les deux faisceaux ne sont pas les mêmes. Cela peut se produire quand la cible est un solide en mouvement rotationnel, i.e. les points du solide n'ont pas la même vitesse, ou un fluide en mouvement turbulent.

Dans cette thèse, nous nous intéressons à mesurer la vitesse de défilement d'un solide (déplacement transverse) ou d'un fluide ayant un écoulement laminaire dans des canaux à l'échelle micro ou macroscopique. Ainsi, la mesure de vitesse par le dispositif à double-tête laser est peu perturbée en cas de désalignement des faisceaux, d'où l'intérêt de ce dispositif en termes de précision et de robustesse pour les applications qu'on vise (mesure de vitesse de défilement d'objets telles que du papier, de plaques d'aluminium et du verre et vitesse d'écoulement dans des micro-canaux).

Dans le chapitre suivant, une analyse sera faite pour le signal de self-mixing obtenu à la sortie de la photodiode ou directement à partir de la tension de la jonction laser. Ensuite les algorithmes de traitement du signal permettant d'estimer sa fréquence Doppler F_D (et ainsi la vitesse de la cible) seront présentés et discutés.

CHAPITRE III

TRAITEMENT DU SIGNAL VELOCIMETRIQUE DE

SELF-MIXING POUR LES APPLICATIONS

MECATRONIQUES

1 Introduction

Le but du capteur envisagé est de fournir la valeur, V_T , de la vitesse de la cible, en sortie d'un dispositif composé d'au moins une tête de mesure optoélectronique et d'une carte de traitement du signal adaptée. Ce dispositif essentiellement constitué d'une diode laser combinée à un module de traitement du signal doit permettre d'obtenir une mesure précise, sans contact, permettant de travailler dans des environnements éventuellement hostiles et cela sur une cible non-coopérative. De plus, le capteur en lui-même présente l'avantage d'un encombrement réduit mais aussi un faible coût comparé aux techniques laser Doppler traditionnelles qui existent sur le marché. Il sera ici dédié à la mesure de la vitesse réelle d'une cible solide par rapport à un support fixe.

Le phénomène de Self-Mixing exploité pour réaliser le capteur de vitesse, fournit un signal analogique périodique en dents de scie comme illustré par la Figure III-1. Ce signal est soit acquis directement à partir de la variation de tension de jonction aux bornes de la diode laser, soit à partir d'une photodiode qui détecte les variations de la puissance optique [115]. La vitesse de la cible, V_T , est reliée à la période de ce signal suivant l'expression (III - 1) ci-dessous par l'intermédiaire de la fréquence Doppler F_D et de l'angle d'incidence γ .

$$V_T = \frac{\lambda F_D}{2 \sin(\gamma)} \quad (\text{III} - 1)$$

où λ est la longueur d'onde du laser dans le vide.

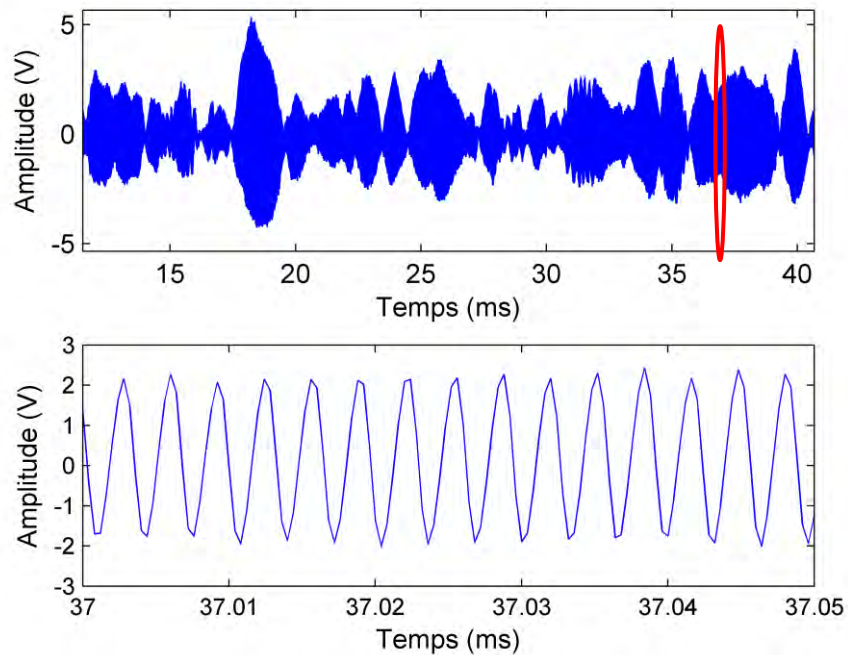


Figure III-1. Signal expérimental de puissance optique en présence de speckle obtenu sur une cible en cuivre. La figure en bas est une vue zoomée sur la partie entourée en rouge de la figure du haut. Le phénomène de speckle induit une forte modulation de l'enveloppe du signal de self-mixing.

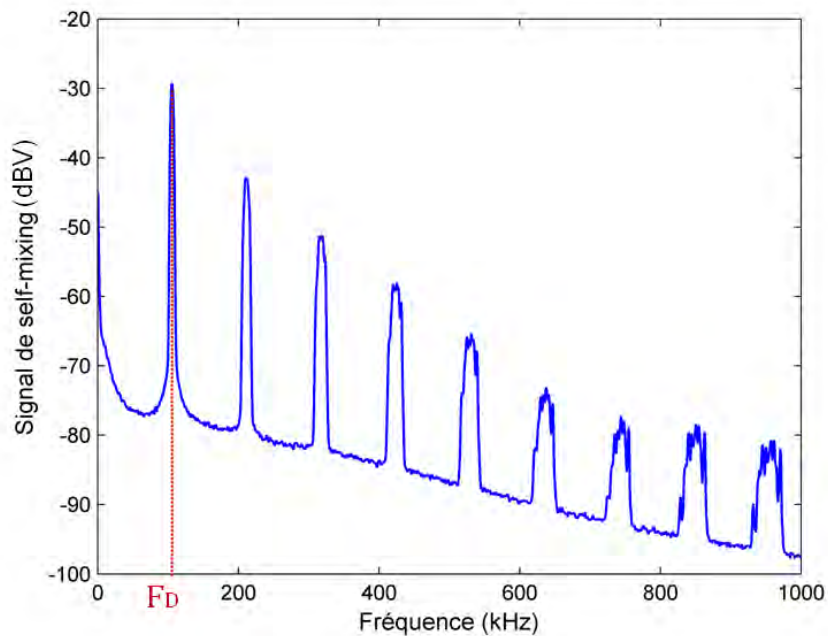


Figure III-2. Spectre du signal présenté dans la Figure III-1. Il présente des pics à la fréquence Doppler F_D et à certaines des harmoniques. La modulation de l'enveloppe du signal de self-mixing par l'effet speckle conduit à un élargissement spectral dans le domaine fréquentiel.

2 Analyse du signal vélocimétrique de self-mixing

Le signal de self-mixing contenant l'information sur la vitesse de la cible présente une allure en dents de scie. La Figure III-3 présente un signal idéal en présence d'une cible de type miroir où le phénomène de self-mixing n'est pas perturbé par le speckle. Les dents de scie de ce signal d'enveloppe constante définissent une période et une orientation du sens de déplacement de la cible.

Cependant, pour les cibles usuelles (cibles dépolies ou rugueuses), le phénomène de self-mixing est perturbé par un bruit parasite d'origine optique, le *phénomène de speckle* ou granularité lié à l'état de surface de l'objet étudié.

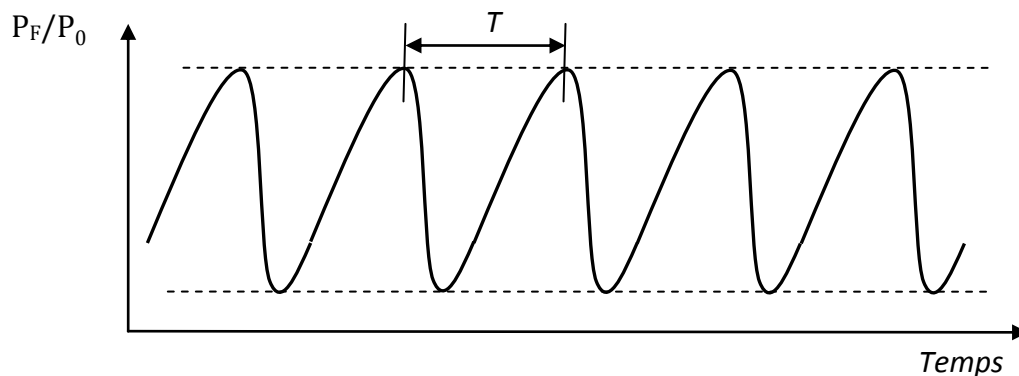


Figure III-3. Signal idéal de self-mixing en absence de speckle pour une cible qui s'éloigne du laser. C'est une fonction périodique avec une amplitude constante ; dans le domaine fréquentiel il peut être représenté par des pics de Dirac à la fréquence Doppler fondamentale F_D et à certaines des harmoniques.

2.1 L'effet speckle

Suivant l'état de surface de la cible, la lumière laser qu'elle reçoit est plus ou moins diffusée suivant la direction d'observation (qui est la direction opposée à la direction d'incidence dans notre cas). Il existe deux cas limites :

1. Cas où la cible peut être considérée comme réfléchissant la lumière suivant les lois de Descartes (cible coopérative telle qu'un miroir). Cette réflexion est connue sous le nom de réflexion spéculaire.
2. Cas où la cible peut être considérée comme diffusant la lumière dans l'espace de manière isotrope (cas du plâtre) : c'est la réflexion diffusante ou Lambertienne.

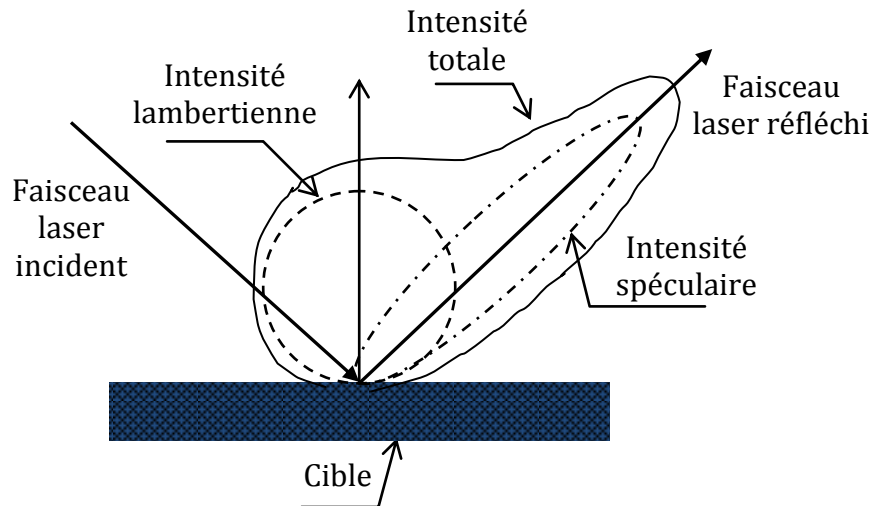


Figure III-4. Diagramme de rayonnement lors de l'illumination d'une cible par un faisceau laser.

Pour la majorité des matériaux usuels, la diffusion est due à la combinaison de ces deux réflexions, spéculaire et diffusante (voir la Figure III-4).

La lumière cohérente (laser) réfléchie par une surface rugueuse présente une distribution d'intensité lumineuse particulière appelée *speckle* ou granularité laser (Figure III-5). Ce *speckle* est une distribution aléatoire d'intensité résultant de l'interférence d'ondes diffusées par une surface désordonnée. Chaque élément de la surface dont la rugosité est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière diffuse la lumière dans l'espace. Les ondes provenant des différents points de la surface interfèrent dans tout l'espace. On passe ainsi par une succession de maximums et de minimums d'intensité lumineuse. La nature aléatoire de la variation du chemin optique due à la nature aléatoire de l'état de surface (rugosité) donne cet aspect particulier du phénomène d'interférence [130].

Le phénomène de *speckle* apparaît donc sous la forme de grains alternativement sombres et brillants répartis dans l'espace de manière aléatoire comme l'illustre la Figure III-5. La présence de ces grains de *speckle* répartis dans l'espace environnant le laser représente un bruit pour ce dernier et en perturbe le fonctionnement. Le défilement des grains sombres de *speckle* au niveau de l'entrée de la diode laser induit une forte modulation de l'enveloppe du signal de self-mixing. Ainsi des atténuations fortes du signal (phénomène de fading) peuvent apparaître comme on peut le voir sur la Figure III-1.

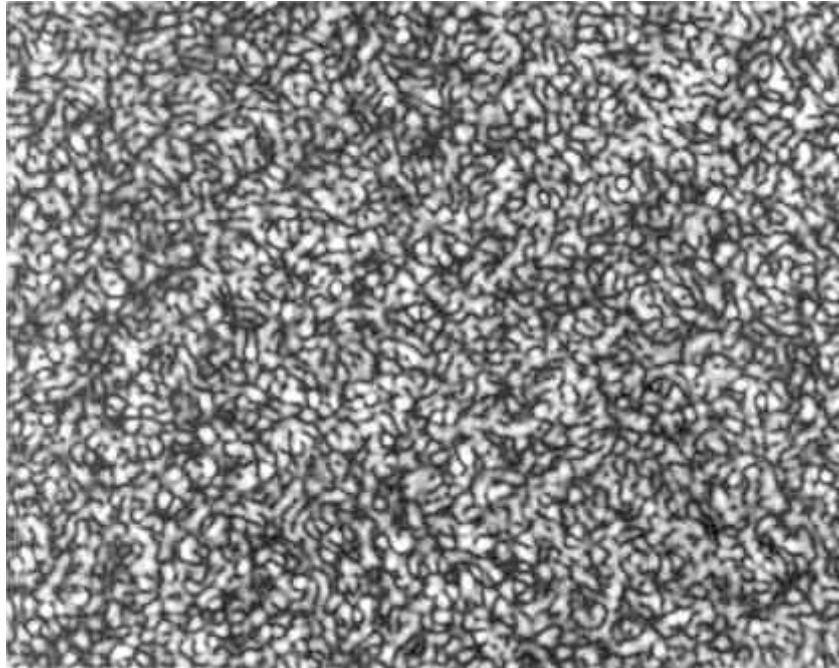


Figure III-5. Enregistrement d'une figure de speckle.

En effet, lorsqu'un grain sombre de speckle se situe au niveau de l'entrée de la diode laser, la rétro-injection de lumière dans la diode diminue, parfois jusqu'à l'extinction. La diode laser n'est donc plus, ou très peu, perturbée par un retour de lumière réfléchi par la surface de la cible. Il en résulte alors une forte diminution de l'amplitude du signal de puissance optique, pouvant aller jusqu'à une perte du signal de self-mixing comme on peut le voir sur la Figure III-1, par exemple à l'instant proche de 35,7 ms. Dans le cas d'une mesure de déplacement, si le signal disparaît même un court instant, la mesure ne sera plus valable, car la reconstitution d'un déplacement est une opération continue. C'est-à-dire que l'on détermine le déplacement relatif par rapport à l'instant de mesure précédent pour obtenir le déplacement total [68], [131]. En revanche, lorsqu'un grain brillant se situe devant l'entrée de la diode laser, la lumière rétrodiffusée par la surface de la cible est transmise vers la diode. Un couplage aura donc lieu entre l'onde rétro-injectée et l'onde oscillant dans la cavité active de la diode laser. Le comportement spectral de la diode laser est alors perturbé par le phénomène de self-mixing et le signal de puissance optique émis présente une allure caractéristique en dents de scie périodiques très prononcées conformément à la théorie sur le phénomène de self-mixing.

Dans le cas des capteurs utilisant le phénomène de self-mixing pour estimer la position ou le déplacement d'une cible dans l'axe du faisceau laser, le bruit de speckle s'est révélé être un problème majeur. Le capteur est en effet positionné de sorte que l'axe du faisceau laser soit perpendiculaire à la surface de la cible et le déplacement mesuré. Quand il existe un déplacement de la cible par rapport au capteur, se fait selon l'axe du faisceau laser. Le speckle est alors un bruit très gênant car les propriétés de forme des grains de speckle font que si un grain est situé devant l'ouverture de la diode laser, il y restera. Si c'est un grain sombre, il empêchera la mesure d'être réalisée. Pour pallier ce problème, si la cible est non préparée (i.e. état de surface rugueux), plusieurs solutions ont été proposées : (1) une première solution consiste à maintenir électroniquement le point de fonctionnement de l'interféromètre de self-mixing fixe à la moitié de la frange interférométrique [100], (2) une autre solution consiste à asservir le capteur sur un grain lumineux à l'aide d'un transducteur piézoélectrique [89]. Une version améliorée de celle-ci ajoute un atténuateur à cristaux liquides pour maintenir un régime de rétro-injection modérée [92]. (3) En [132], deux approches ont été proposées pour surmonter la disparition du signal due à l'effet speckle. La première utilise un élément optique adaptatif sous la forme d'une lentille liquide à tension programmable, qui modifie de manière adaptative sa distance focale pour changer la configuration du speckle. La seconde approche utilise deux diodes laser ayant deux tailles différentes de spot laser. Toutes ces méthodes mentionnées ci-dessus nécessitent d'ajouter des composants optiques ou électromécaniques afin d'obtenir des signaux de self-mixing sans l'effet speckle. (4) Une nouvelle technique de traitement du signal, basée sur la poursuite (*tracking*) de l'enveloppe du signal de self-mixing corrompu par le speckle, a été présenté récemment [95]. L'intérêt de cette nouvelle solution est qu'elle ne nécessite pas des composants optiques ou électromécaniques supplémentaires susceptibles d'augmenter le prix du capteur.

Dans le cas du vélocimètre à mouvement transverse, objet de cette thèse, le déplacement latéral de la cible devant le capteur induit un défilement des grains de speckle devant l'ouverture de la diode. Bien que le signal de puissance optique puisse être fortement déformé par la présence de grains de speckle, il reste possible d'exploiter ce signal pour estimer la vitesse de la cible visée [131] car la durée pendant laquelle l'amplitude du signal est nulle est très réduite comme il est possible de l'observer sur la Figure III-1.

2.1.1 Capteurs à base du phénomène de speckle

Le speckle, tout comme le self-mixing, est un phénomène optique qui a d'abord été considéré comme nuisible pour toute utilisation. Cependant, par la suite, de nombreux capteurs ont été développés avec ces deux phénomènes. Dans le cas du speckle, des nombreux capteurs ont été développés en exploitant ce phénomène pour mesurer les petits déplacements latéraux de surfaces rugueuses, des vibrations, des rotations, des déformations, [20] ... De fait, ces différents capteurs exploitent la propriété suivante : lorsqu'une surface rugueuse éclairée par un faisceau de lumière cohérente est soumise à un faible déplacement rigide, la distribution d'amplitude du champ diffracté avant et après le déplacement est identique mais déplacée par une quantité et dans une direction liées au mouvement de la partie correspondante de la surface [20].

A partir de cette propriété, il existe différents dispositifs qui permettent de mesurer le déplacement d'un objet, l'information sur la vitesse étant directement dérivée. Un dispositif courant consiste à réaliser, sur le même récepteur, deux enregistrements successifs de la figure de speckle issue de l'éclairement de l'objet par un faisceau incident de lumière cohérente, puis à calculer la fonction de corrélation de ces deux enregistrements de figure de speckle [133]. La fonction de corrélation peut être calculée en utilisant l'algorithme de la transformée de Fourier rapide (FFT) ou bien l'algorithme de corrélation bipolaire [134]. A partir de la fonction de corrélation des deux figures de speckle, le déplacement de l'objet peut être déterminé. L'intervalle de temps Δt entre les deux enregistrements étant connu, la vitesse de l'objet peut être donc calculée.

En outre, des vélocimètres à rétro-injection optique à base du speckle ont été développés [135]–[141]. Le principe de ces vélocimètres est le suivant : la lumière rétro-injectée par la surface rugueuse de la cible dans la diode laser cause, par l'effet speckle, des variations aléatoires dans la puissance optique de sortie de la diode laser [60]. Dans la majorité des cas, les faisceaux laser illuminent orthogonalement la cible ($\gamma = 0$) de manière à éliminer l'effet Doppler. En [140], avec un laser DFB (Distributed Feedback Laser) illuminant la même surface rugueuse, une relation linéaire a été trouvée entre la fréquence moyenne du signal de speckle et la vitesse de la cible. En revanche, d'une cible à une autre, cette relation linéaire varie car la fréquence des fluctuations de la puissance optique varie notamment pour des surfaces différentes se déplaçant à la même vitesse. Ainsi un calibrage préliminaire de para-

mètres tels que la taille du spot du faisceau laser ou les caractéristiques de la surface de la cible, est-il nécessaire pour chaque type de surface. Par ailleurs, plusieurs approches ont été proposées pour calculer la vitesse de la cible à partir du signal de speckle. Citons-en trois :

(1) à partir de la fonction d'autocorrélation du signal de speckle, la vitesse de la cible peut être calculée en mesurant le temps d'autocorrélation défini comme étant le temps de délai durant lequel la fonction d'autocorrélation normalisée chute de $1/e$ [136]. Une relation linéaire a été démontrée entre l'inverse du temps d'autocorrélation du signal de speckle et la vitesse de la cible à surface rugueuse. Cette propriété a été utilisée en [137] pour améliorer la procédure de calibrage et optimiser le capteur en termes de reproductibilité et précision. Un tel capteur a été appliqué pour caractériser la rugosité des surfaces et leur classification à l'aide d'un réseau de neurones artificiels [142];

(2) en calculant la FFT du signal afin d'affecter la variation de la bande passante de la FFT au signal de speckle [143] ;

(3) une méthode d'analyse fractale qui considère simultanément l'amplitude et la fréquence du signal de speckle a permis de mesurer la vitesse [141]. Cette dernière méthode est plus performante en termes de linéarité et sensibilité à la variation de la vitesse que les deux précédentes [141].

Par ailleurs, pour éviter la procédure de calibrage, un dispositif a été conçu avec deux diodes laser séparées d'une distance connue [138]. Les deux spots laser sont alignés afin de parcourir le même chemin optique lors de l'illumination. Ce dispositif permet de mesurer simultanément la vitesse et la longueur d'une cible en mouvement uniforme (vitesse constante) ayant une surface rugueuse homogène. Il peut être appliqué à tout type de surface avec une erreur de mesure inférieure à 1%.

2.2 Analyse de l'effet speckle sur le signal de self-mixing

Comme nous avons vu auparavant, un signal idéal de self-mixing en absence de l'effet speckle est un signal périodique d'amplitude constante (cf. Figure III-3). Dans le domaine fréquentiel, il peut être représenté par des pics de Dirac à la fréquence F_D et à certaines des harmoniques. Par contre, une surface rugueuse conduit à un effet speckle dynamique forçant le signal de self-mixing à subir des variations en amplitude [58] et en phase (cf. Figure

III-1). Cela conduit à un élargissement spectral dans le domaine fréquentiel [144] (cf. Figure III-2). Cet élargissement spectral a été rapporté dans plusieurs publications [137], [145], [120], [146] et plusieurs modèles ont été proposés [101], [121], [140], [146]–[148]. Il conduit à une incertitude sur la vitesse fournie par le capteur.

Les variations en amplitude et en phase du signal de self-mixing engendrées par l'effet speckle dépendent de plusieurs paramètres tels que la rugosité de la surface [136], la taille du spot du faisceau laser, la longueur d'onde, et l'emplacement des plans de détection et d'illumination [137]. Ainsi, pour des surfaces différentes se déplaçant à la même vitesse, illuminées par le même faisceau laser (la taille du spot, la longueur d'onde et le chemin optique du faisceau laser sont fixes), l'amplitude et la fréquence de la modulation de l'enveloppe du signal de self-mixing varient et en conséquence l'élargissement spectral aussi [138]. De même, cet élargissement spectral dépend de la focalisation du faisceau laser, i.e. de la taille du spot laser sur la cible [137], [146]. Il a été démontré aussi expérimentalement que le courant d'alimentation de la diode laser et la distance de la cible par rapport au capteur affectent également l'élargissement spectral [137]. A part tous ces facteurs, la vitesse de la cible reste cependant le facteur le plus considérable qui affecte l'élargissement spectral dû au speckle. Plus la vitesse est importante, plus l'élargissement spectral est important [137], [146].

Un modèle capable de prédire l'élargissement de spectre dû à l'effet speckle dans un vélocimètre self-mixing a été proposé [146]. Ce modèle s'applique à un vélocimètre self-mixing dont le spot du laser est de profil gaussien et focalisé sur la cible. Ainsi, sous cette double condition, une puissance maximale de la lumière est rétro-injectée dans la cavité du laser, conduisant au meilleur rapport signal-sur-bruit. La relation (III - 2) exprimant la densité spectrale de puissance normalisée Φ en fonction de la fréquence f a été trouvée :

$$\Phi(f) = e^{-\frac{2\pi^2 r_s^2 (f-F_D)^2}{V_T^2}} \quad (\text{III - 2})$$

où r_s est le rayon du spot laser sur la cible. Cette relation est indépendante de la rugosité de la surface de la cible. Cela est dû au fait que la rugosité de la cible est grande devant la lon-

gueur d'onde du faisceau laser [146]. Cette condition est remplie par la majorité des surfaces artificielles et naturelles [149]. Notons que la relation (III - 2) est valable seulement pour des spots laser de petite taille [146].

L'élargissement spectral est quantifié en mesurant la largeur à mi-hauteur FWHM (*Full Width at Half Maximum*) des signaux de self-mixing. La FWHM de l'expression (III - 2) est [146] :

$$\text{FWHM} = \frac{V_T \cos \gamma \sqrt{2 \log_e 2}}{\pi r_s} \quad (\text{III - 3})$$

La Figure III-6 montre le tracé de $\Phi(f)$ où la FWHM et le pic de fréquence F_D sont indiqués. La formule analytique simple de la FWHM peut être utilisée pour prédire l'élargissement spectral des signaux de self-mixing. Ce résultat montre que l'élargissement spectral dépend seulement de la composante de vitesse orthogonale à l'axe optique du faisceau laser ($V_T \cdot \cos(\gamma)$) et du rayon du spot laser sur la cible. Notamment, il ne dépend pas explicitement de la longueur d'onde et est indépendant de l'angle d'inclinaison γ de la cible en cas de petits angles ($-20^\circ < \gamma < 20^\circ$). Ainsi, la FWHM est proportionnelle à la vitesse et inversement proportionnelle à la taille du spot comme il a été noté expérimentalement auparavant en [137].

Il existe aussi d'autres facteurs que l'effet speckle, qui contribuent à l'élargissement spectral tels que : la présence d'une gamme de vitesses dans la région illuminée (solide en rotation, écoulements fluidiques, ...) ; les vibrations, ...

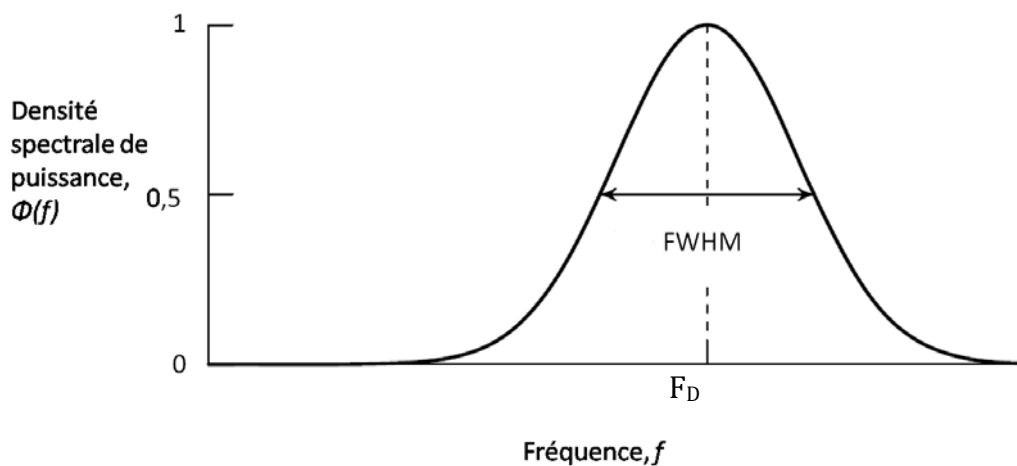


Figure III-6. Tracé de la densité spectrale de puissance normalisée avec la FWHM et le pic de fréquence Doppler indiqués.

2.3 Modèle du signal vélocimétrique

Après avoir présenté le signal de self-mixing idéal et l'effet speckle, nous allons dans cette section proposer un modèle représentant le signal de self-mixing en vélocimétrie.

Plusieurs modèles du signal de self-mixing ont été rapportés [121], [147], [148]. Les modèles présentés en [147], [148] sont des modèles analytiques paramétriques basées sur la théorie du self-mixing [60] et du speckle. Ces modèles requièrent un grand nombre de paramètres tels que le facteur d'élargissement de raie, les temps de vol dans les cavités externe et active du laser, le paramètre de couplage dû à la cavité externe, la fraction de l'onde lumineuse rétro-injectée ou encore la rugosité de la cible. Nous avons choisi un modèle simplifié qui permet cependant de représenter de manière fiable le signal de self-mixing. Ce modèle est basé sur les caractéristiques spectrales du signal de self-mixing.

Pour une cible à vitesse constante V_T , une simple transformée de Fourier rapide du signal de sortie analogique de la diode laser $v(t)$ (signal à la sortie de la photodiode ou signal de tension de la jonction laser) montre que ce processus aléatoire stationnaire corrompu par un bruit multiplicatif (l'effet de speckle provoque une modulation aléatoire d'amplitude du signal de self-mixing qui peut être interprétée comme un bruit multiplicatif [121]) a une densité spectrale de puissance (DSP) passe-bande étroite centrée sur la fréquence Doppler F_D constante [150]. Un modèle d'un tel signal a été proposé en [121] lorsque $v(t)$ est réel et aucune hypothèse particulière n'est faite sur le bruit multiplicatif passe-bas de speckle.

Afin d'appliquer un traitement numérique du signal, $v(t)$ est échantillonné avec une fréquence d'échantillonnage $F_e = 1/T_e$ en Hertz où T_e est l'intervalle d'échantillonnage des données. Ainsi, un signal numérique $v(k) = v(kT_e)$ est obtenu et utilisé pour estimer la fréquence Doppler. Notons $f_D(k) = F_D(kT_e)/F_e$, la fréquence Doppler instantanée réduite, i.e. la fréquence comme une fraction de la fréquence d'échantillonnage. Selon le théorème de Shannon, la fréquence réduite doit être inférieure à 0,5 (fréquence inférieure à $F_e/2$).

Puisque $v(k)$ est un signal à bande passante étroite, on peut écrire :

$$v(k) = x(k) \cos[\phi(k)] - y(k) \sin[\phi(k)] + n(k) \quad (\text{III} - 4)$$

où $x(k)$ et $y(k)$ sont deux processus stochastiques passe-bas qui représentent les perturbations multiplicatives dues à l'effet speckle. Ces deux processus peuvent être modélisés

comme étant les signaux de sortie de deux filtres passe-bas ayant une réponse en fréquence $H(f)$ avec deux bruits blanc gaussiens $c(k)$ et $s(k)$ de variance σ^2 appliqués en entrée [121] (cf. Figure III-7). $n(k)$ est un bruit additif gaussien de moyenne nulle et de variance σ_n^2 . $\phi(k) = \phi(kT_e)$ représente la phase numérique instantanée des ondes sinusoïdales. Elle peut être exprimée en fonction de la fréquence Doppler f_D à l'aide d'un simple intégrateur numérique[151] :

$$\phi(k + 1) = 2\pi f_D(k) + \phi(k) \quad (\text{III} - 5)$$

La condition initiale de cette équation récursive est donnée par $\phi(0) = \alpha_0$ où α_0 est une variable aléatoire uniformément distribuée sur $[0, 2\pi]$. Ce modèle est illustré sur la Figure III-7.

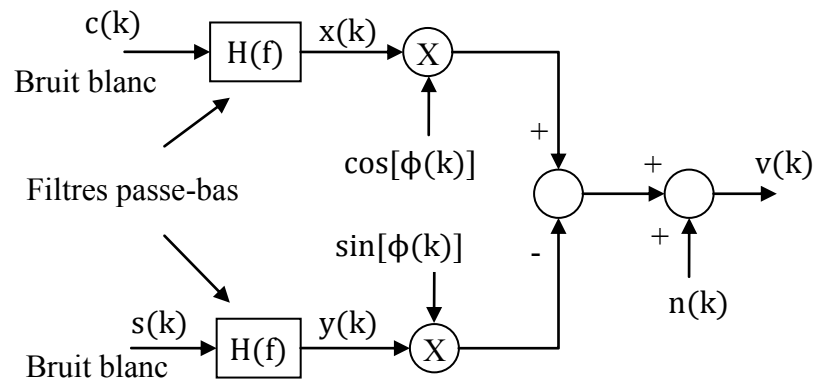


Figure III-7. Modèle du signal de sortie de la diode laser avec effet speckle et bruit additif.

Pour une fréquence Doppler constante $f_D(k) = f_D$, l'équation (III - 5) donne :

$$\phi(k) = 2\pi f_D k + \alpha_0 \quad (\text{III} - 6)$$

Dans ce cas, la DSP $\Phi_v(f)$ du signal stationnaire en sortie de la diode laser est donnée par la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (moment de second ordre) $r_{vv}(k)$ du processus aléatoire stationnaire $v(k)$ [121] :

$$r_{vv}(k) = E[v(l)v(l+k)] = \sigma^2 \varphi_h(k) \cos(2\pi f_D k) \quad \forall l \quad (\text{III} - 7)$$

où E est l'espérance mathématique et $\varphi_h(k)$ est la séquence d'autocorrélation de la réponse impulsionnelle $h(k)$ du filtre passe-bas

$$\varphi_h(k) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} h(l)h(l+k) \quad (\text{III - 8})$$

qui peut être interprétée comme l'enveloppe de $r_{vv}(k)$. Nous obtenons à partir des propriétés de la transformée de Fourier :

$$|H(f)|^2 = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \varphi_h(k)e^{-j2\pi fk} \quad (\text{III - 9})$$

Et la DSP de $v(k)$ est donnée par :

$$\Phi_v(f) = \frac{\sigma^2}{2} [H(f + f_D)^2 + H(f - f_D)^2] \quad (\text{III - 10})$$

Nous supposons que $|H(f)|^2$ a une forme rectangulaire

$$|H(f)|^2 = \begin{cases} 1, & \text{pour } |f| \leq f_s \\ 0, & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{III - 11})$$

où f_s est la fréquence (réduite) du speckle, ou autrement dit l'élargissement spectral dû au speckle, $f_s \ll 0,5$. Elle correspond à la demi bande-passante du signal de self-mixing[101], [145] :

$$f_s = \frac{\text{FWHM}}{2} \quad (\text{III - 12})$$

Il a été démontré en [150] que le choix d'une forme rectangulaire de $|H(f)|^2$ n'est pas restrictif car la plupart des algorithmes de traitement du signal proposés pour estimer f_D dépendent seulement des premières valeurs de $r_{vv}(k)$ qui ne dépendent pas beaucoup de la forme de la réponse en fréquence $H(f)$ du filtre passe-bas. A partir de l'équation (III - 11), la séquence d'autocorrélation $\varphi_h(k)$ sera donnée par :

$$\varphi_h(k) = 2f_s \frac{\sin(2\pi f_s k)}{2\pi f_s k} = 2f_s \text{sinc}(2f_s k) \quad (\text{III - 13})$$

Afin de montrer la validité du modèle présenté, une comparaison avec des signaux réels expérimentaux a été menée. Les paramètres des signaux simulés ont été choisis à posteriori pour correspondre à ceux des signaux expérimentaux, i.e. les estimations des fréquences f_D et f_s ont été calculées à partir de la DSP des signaux expérimentés. La Figure III-8 montre la

DSP d'un signal expérimental de self-mixing et d'un signal simulé selon le modèle décrit dans la Figure III-7. Elle montre une grande similarité entre signal expérimental et signal simulé. Cela permet de valider le modèle proposé.

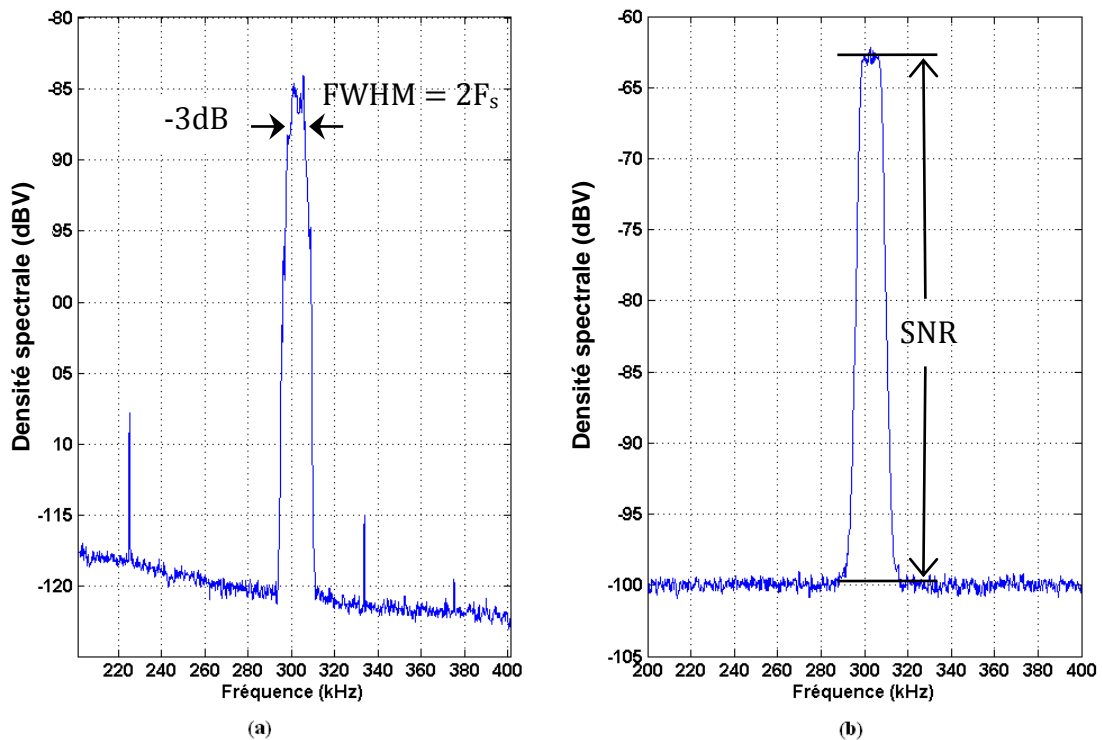


Figure III-8. Densité spectrale de puissance (DSP) d'un signal expérimental de self-mixing (a) et d'un signal synthétisé par le modèle (b). Sur la figure (b) est montré comment le rapport signal-sur-bruit SNR est déterminé. Il correspond à la différence entre le pic du signal Doppler et le bruit de fond au-dessous. Conditions expérimentales : diode laser HL7851G émettant à 785 nm et à une puissance maximale de 50 mW ; cible : disque en cuivre tournant à une vitesse constante ; faisceau laser focalisé en un point de la cible ; distance laser-cible : 27 cm ; angle avec le vecteur vitesse au point de mesure : 30° .

3 Traitement du signal vélocimétrique

Notre objectif est de développer un algorithme temps-réel de traitement numérique du signal de self-mixing pour estimer la fréquence Doppler et par la suite la vitesse de la cible. Cet algorithme doit requérir alors le plus petit nombre de calculs possible (complexité algorithmique basse) pour garantir une bande passante élevée et ainsi la contrainte temps-réel sera respectée.

Nous avons sélectionné les algorithmes les plus simples qui offrent une précision acceptable des estimations de la fréquence Doppler, i.e. la fréquence de battement du signal de self-mixing. Parmi les différentes méthodes d'estimation de fréquence, quatre d'entre elles

ont été choisies. La première est basée sur une analyse spectrale classique de $v(k)$ et requiert un calcul de FFT. La deuxième et la troisième sont des méthodes paramétriques basées sur une modélisation autorégressive d'ordre 2 (AR2) du signal [121]. La quatrième est une méthode d'analyse temporelle basée sur la définition temporelle de la fréquence, i.e. nombre de périodes pendant un certain temps de mesure. Nous avons adapté cette technique de traitement du signal au self-mixing en s'inspirant des techniques utilisées en LDV. Dans les sections suivantes, nous présenterons comment ces méthodes permettent d'estimer la fréquence Doppler instantanée.

3.1 Analyse spectrale classique : Spectrogramme

Les techniques classiques d'estimation spectrale sont parmi les méthodes les plus robustes d'estimation spectrale disponibles aujourd'hui. Celles-ci utilisent généralement l'algorithme de FFT pour calculer la transformée de Fourier du signal $v(k)$ et sont, par conséquent, une des méthodes d'estimation spectrale les plus efficaces parmi les méthodes disponibles [150].

Cette méthode consiste à calculer la FFT d'une trame de L points du signal numérique de sortie de la diode laser $v(k)$. Cela requiert approximativement $L \log_2(L)$ additions et $L \log_2(L/2)$ multiplications complexes. Plus précisément, les différentes étapes de l'algorithme sont les suivantes :

- 1) Le signal optique $v(k)$ est divisé en des segments de P points chacun.
- 2) Une fenêtre de Hanning est appliquée à chaque segment.
- 3) Afin d'augmenter la résolution en fréquence, le segment est complété par des zéros pour former un vecteur de L points tel que L est puissance de 2 pour minimiser le temps de calcul.
- 4) La FFT du vecteur de L points est calculée.
- 5) Estimation de la fréquence Doppler f_D correspondant au pic du module complexe de la FFT. Cette tâche requiert L multiplications, L additions et $L/2$ tests.

Un désavantage principal des techniques d'estimation spectrales classiques est l'effet de distorsion du fenêtrage inhérent à l'ensemble fini de données. Cette remarque est importante car le vélocimètre nécessite une précision élevée de la mesure de la fréquence Doppler et donc une longue séquence de données. De plus, ces méthodes nécessitent un matériel électronique complexe et coûteux en ressources pour le traitement du signal en temps réel surtout pour des fréquences d'échantillonnage élevées.

En outre, il a été démontré en [145] que, dans le cas d'une fréquence Doppler constante, les estimations sont non biaisées mais ont un écart-type important, de l'ordre de la largeur f_s de $|H(f)|$. Ainsi, plus l'effet speckle est important, plus l'écart-type des estimations de f_D est grand. En cas d'évanouissement du signal à cause du speckle, deux pics peuvent même apparaître dans le spectre du signal de self-mixing, à des fréquences aléatoires F_{p-} et F_{p+} autour de la fréquence Doppler avec des amplitudes aléatoires, comme illustré dans la Figure III-9. Les fréquences et amplitudes des deux pics dépendent fortement de la place de l'évanouissement du signal dans la trame de données et de la valeur du déphasage dû au speckle entre la partie du signal avant l'évanouissement et celle après. La Figure III-9 représente le pire des cas, i.e. quand l'évanouissement a lieu au milieu de la trame de données et le déphasage entre les deux parties du signal avant et après l'évanouissement est de π . Dans ce cas, F_{p-} et F_{p+} sont situées de manière symétrique par rapport à la fréquence Doppler. Ainsi l'influence du speckle sur le spectre du signal peut mener l'algorithme basée sur la FFT à identifier une fréquence contenue dans l'intervalle $[F_{p-}; F_{p+}]$ comme la valeur de la fréquence Doppler F_D .

Vu les limites de l'algorithme basé sur la FFT, notamment sa grande sensibilité à l'effet speckle, l'algorithme AR2 est proposé dans la section suivante afin d'augmenter la précision des estimations de la fréquence Doppler.

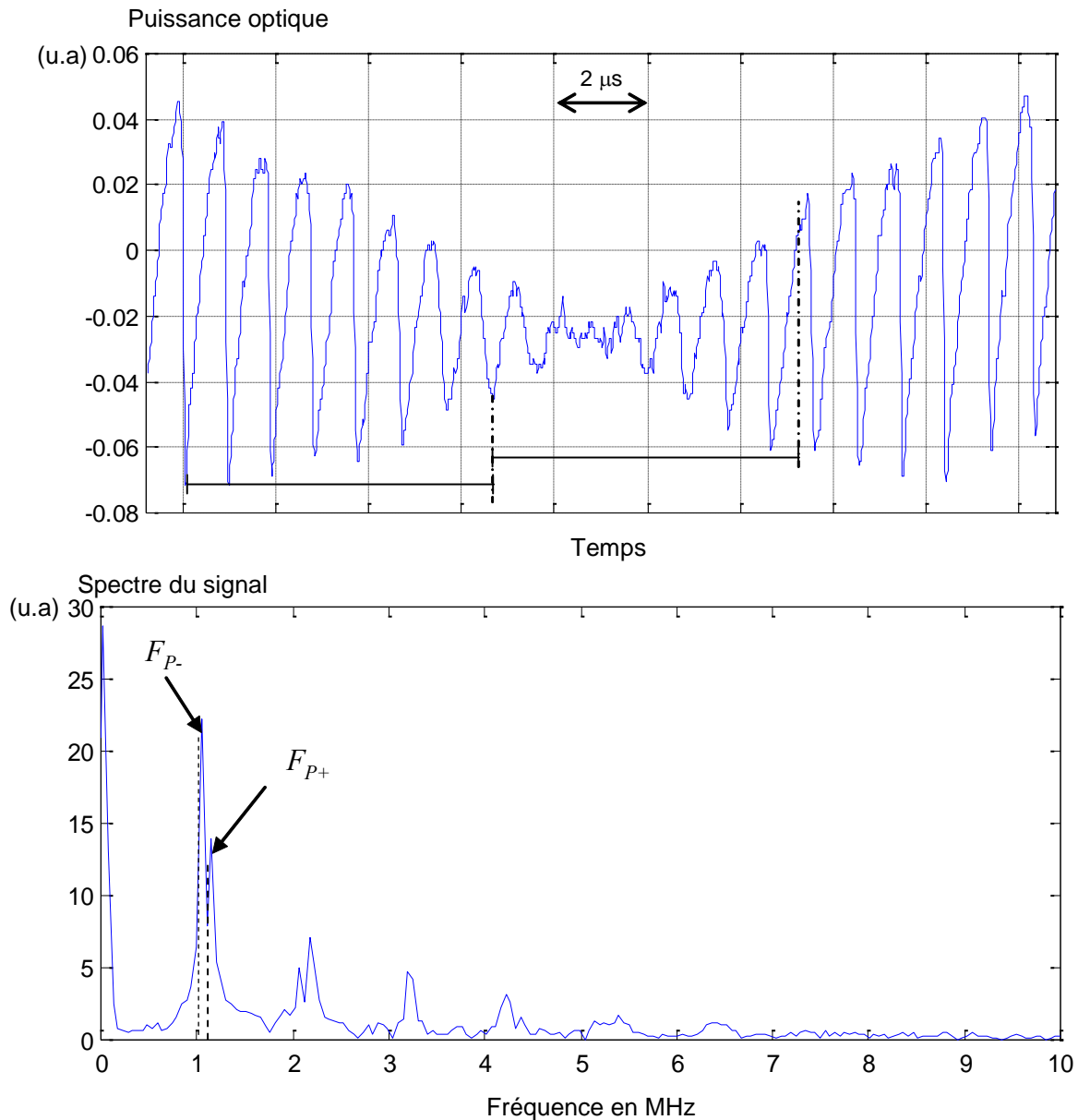


Figure III-9. Signal expérimental de self-mixing qui subit l'effet speckle. Deux pics apparaissent dans le spectre du signal à des fréquences aléatoires F_{P-} et F_{P+} autour de la fréquence Doppler [120].

3.2 Méthode autorégressive

Cette méthode consiste à modéliser les données par un filtre de prédiction linéaire. Afin de réduire le nombre et la complexité des calculs numériques, et pour assurer un biais d'estimation le plus petit possible, il a été proposé en [131], [150] d'utiliser un ordre 2 du filtre de prédiction pour modéliser le signal vélocimétrique de self-mixing.

Une modélisation autorégressive d'ordre 2 (AR2) du signal vélocimétrique correspond à estimer qu'il existe une certaine relation de récurrence entre les différents échantillons du

signal (cf. équation (III - 14)). L'échantillon d'ordre k est relié par l'expression (III - 14) aux échantillons d'ordre $k-1$ et $k-2$.

$$v(k) = -a_1v(k-1) - a_2v(k-2) + e(k) \quad (\text{III - 14})$$

où $e(k)$ représente l'erreur de prédiction et a_1 et a_2 sont les coefficients autorégressifs à déterminer. Un tel modèle est bien adapté pour des spectres comme $\Phi_v(f)$ avec un pic pointu mais sans zéros profonds. Cette série temporelle montre que $v(k)$ est le signal de sortie d'un filtre numérique d'ordre 2 sans zéros conduit par un bruit blanc gaussien.

Dans le domaine du traitement du signal numérique, la transformée en z généralise la transformée de Fourier :

$$V(z) = Z(v(k)) = \sum_{k=0}^{\infty} v(k)z^{-k} \quad (\text{III - 15})$$

Elle permet notamment d'étudier le comportement des systèmes linéaires en termes de zones de stabilité et d'instabilité, ainsi que de pôles et de zéros de la fonction de transfert. A partir de l'équation aux différences (III - 14) une expression de la fonction de transfert peut être déterminée sous la forme d'un filtre. Les propriétés de la transformée en z permettent de transformer l'expression (III - 14) comme suit [152] :

$$V(z)(1 + a_1z^{-1} + a_2z^{-2}) = E(z) \quad (\text{III - 16})$$

où $E(z)$ est la transformée en z de $e(k)$.

A partir de la relation précédente, l'expression de la fonction de transfert $G(z)$ ($=V/E$) du filtre autorégressif d'ordre 2 correspondant au système linéaire envisagé (cf Figure III-10) est obtenue :

$$\begin{aligned} G(z) &= \frac{1}{1 + a_1z^{-1} + a_2z^{-2}} \quad (\text{III - 17}) \\ &= \frac{1}{1 - 2r \cos(2\pi f_r)z^{-1} + r^2z^{-2}} \end{aligned}$$

où r et $2\pi f_r$ représentent, respectivement, le module et l'angle de phase des deux pôles de $G(z)$. f_r est la fréquence de résonance du filtre et permet l'estimation de la position du pic de $\Phi_v(f)$, i.e. la fréquence Doppler.

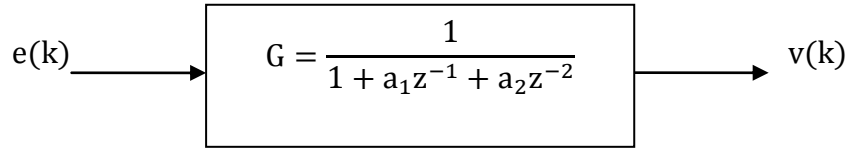


Figure III-10. Filtre autorégressif d'ordre 2.

La Figure III- 11 représente les deux pôles de $G(z)$ dans le plan de Nyquist. Les deux pôles p_1 et p_2 sont complexes conjugués de module r et de phase $\theta_{\text{pôle}} = 2\pi f_r$ et donc symétriques par rapport à l'axe des abscisses dans le plan de Nyquist. Le cercle de rayon unité correspond, dans le plan de Nyquist, à la surface dans laquelle les pôles d'un système linéaire sont situés lorsque le système linéaire concerné est stable.

La relation (III - 17) montre que, si les coefficients a_1 et a_2 sont connus, la fréquence Doppler peut être estimée par :

$$\hat{f}_D = f_r = \frac{1}{2\pi} \arccos\left(-\frac{a_1}{2\sqrt{a_2}}\right) \quad (\text{III} - 18)$$

L'ensemble optimal de prédiction des coefficients a_1 et a_2 est choisi pour minimiser la variance de l'erreur de prédiction $e(k)$ [153]. Ce processus donne les équations de Wiener-Hopf associés au problème, qui se réduisent aux équations de Yule-Walker dans le cas d'un processus autorégressif [153]. Ce système d'équations linéaires relie les coefficients a_1 et a_2 du modèle aux coefficients d'autocorrélation $r_{vv}(0)$, $r_{vv}(1)$ et $r_{vv}(2)$ du signal étudié :

$$\begin{bmatrix} r_{vv}(0) & r_{vv}(1) \\ r_{vv}(1) & r_{vv}(0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} r_{vv}(1) \\ r_{vv}(2) \end{bmatrix} \quad (\text{III} - 19)$$

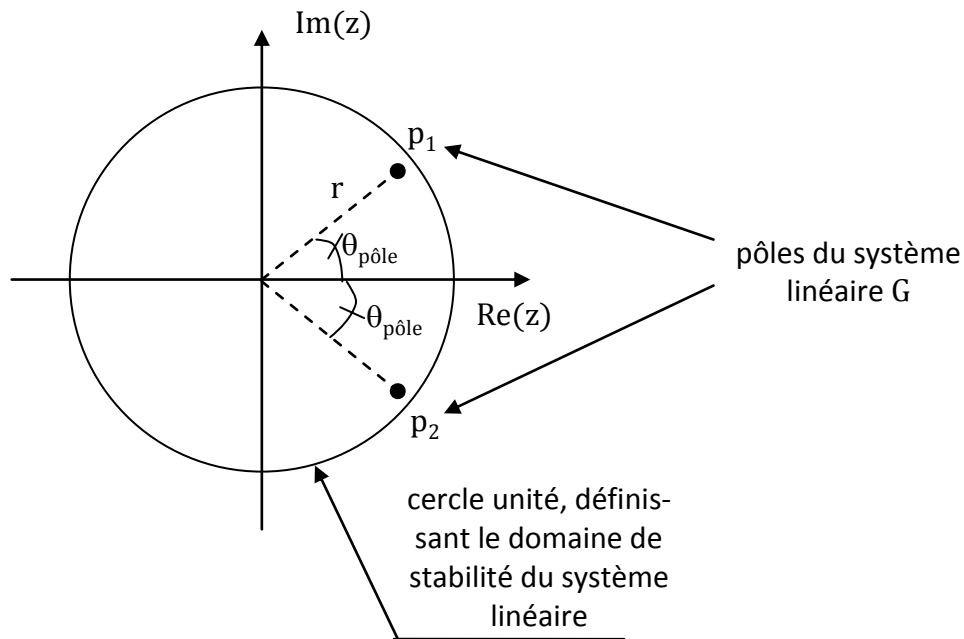


Figure III- 11. Représentation des pôles complexes du filtre AR2 dans le plan du Nyquist.

Par contre, en pratique, un ensemble de signaux nécessaires pour évaluer l'ensemble des moyennes statistiques ($r_{vv}(k) = E[v(l)v(l+k)]$) dans les équations de Yule-Walker (il faudrait avoir à chaque instant k plusieurs réalisations du signal $v(k)$) n'est pas disponible. En outre, quand la fréquence Doppler varie, le signal $v(k)$ n'est plus stationnaire et cette méthode d'autocorrélation pour l'estimation de la fréquence Doppler n'est plus valide. En revanche, les moyennes statistiques peuvent être remplacées par des moyennes temporelles à court terme pour suivre les variations de la fréquence Doppler [121]. Plus précisément, une estimation de la séquence d'autocorrélation d'un enregistrement de données de L points de $v(k)$ est donnée par :

$$\hat{r}_{vv}(k) = \sum_{l=0}^{L-k-1} v(l)v(l+k) , \quad \text{pour } 0 \leq k \leq L - 1 \quad (\text{III} - 20)$$

Le nombre L de points doit être choisi de manière à accomplir une estimation correcte des coefficients d'autocorrélation (i.e. avec des petites variances), mais aussi à garantir des variations faibles de la fréquence Doppler durant l'intervalle de temps LT_e . L'estimateur défini par l'équation (III - 20) donne une estimation biaisée pour un nombre L fini mais est asymptotiquement non biaisé quand $L \rightarrow \infty$.

L'algorithme basé sur un modèle autorégressif d'ordre 2 du signal peut s'interpréter comme la recherche du maximum de corrélation entre une fonction de type gaussien et l'allure du spectre du signal vélocimétrique [131]. Ainsi l'influence du speckle et de ses deux pics éventuels du spectre (cf. Figure III-9) sont filtrés et donc l'influence de l'évanouissement du signal et des variations de phases induites par le speckle est minimisée.

Cependant pour garantir la meilleure précision possible, il est important que le signal étudié ne présente pas d'harmoniques dans la bande de fréquences analysées. En effet, la présence d'un pic de fréquence proche de celle recherchée (la fréquence Doppler) pourrait entraîner un décalage de l'estimation de fréquence Doppler vers ce pic. Pour éviter ce genre de problème, une transformée de Fourier rapide sur un nombre réduit d'échantillons de signal accompagnée d'une recherche de maximum dans le spectre étudié permet de réaliser une première estimation de la fréquence Doppler [131]. Une fois cela réalisé, un filtrage passe-bande du signal autour de cette valeur permet de garantir une allure quasi-sinusoïdale du signal analysé. Une amélioration des performances en termes de précision est démontrée pour une fréquence réduite $f_D \approx 0,25$ [150]. Le signal filtré subira donc une décimation¹ afin de ramener la fréquence fondamentale réduite aux alentours de 0,25. Finalement la fréquence Doppler est estimée en utilisant les équations (III - 19) de Yule-Walker, (III - 20) de l'estimateur utilisé pour calculer les coefficients d'autocorrélation et (III - 18) donnant la relation de f_D en fonction des coefficients autorégressifs a_1 et a_2 .

Les différentes étapes de l'algorithme sont alors :

- 1) Enregistrement de L échantillons du signal vélocimétrique $v(k)$;
- 2) Une première estimation de la fréquence fondamentale (FFT + recherche de maximum) ;
- 3) Enregistrement de L nouveaux échantillons de $v(k)$;
- 4) Filtrage passe-bande autour de la fréquence fondamentale (filtrage des harmoniques) ;
- 5) Décimation du signal (recentrage sur la fréquence réduite optimale) ;
- 6) Estimation de la fréquence Doppler :

¹ décimation d'un facteur R d'un signal numérique : ré-échantillonnage d'un signal numérique à une fréquence $1/R$ fois inférieure à la fréquence d'origine

-
- 1) Estimation de $\hat{r}_{vv}(0)$, $\hat{r}_{vv}(1)$ et $\hat{r}_{vv}(2)$ avec (III - 20), qui requiert $3L$ multiplications et $3L$ additions ;
 - 2) Détermination des paramètres autorégressifs a_1 et a_2 en résolvant les équations de Yule-Walker ;
 - 3) Calcul de la fréquence Doppler \hat{f}_D donnée par (III - 18) ;
 - 4) Mise à jour de la fréquence centrale du filtre passe-bande et revenir à l'étape 3.

Pour faire une dernière comparaison entre l'algorithme AR2 et l'algorithme basé sur une analyse par transformée de Fourier rapide, il a été démontré en [131] qu'à partir d'un nombre d'échantillons L supérieur ou égal à $L_0 = 16$, l'algorithme AR2 est plus rapide (complexité des calculs plus basse) qu'un algorithme basé sur la FFT. En outre, comme l'algorithme AR2 est décomposé en plusieurs étapes comme présenté ci-dessus, une parallélisation poussée des traitements est envisageable, ce qui n'est pas possible pour l'algorithme basé sur la FFT qui est composé seulement de deux étapes : calcul de la FFT et recherche de maximum. Au final, l'algorithme AR2 donne des plus petites variances pour les estimations et a un petit biais [145] et il est moins sensible à l'effet speckle [120].

3.3 Tracking de la vitesse avec un filtre adaptatif

Les deux algorithmes, FFT et AR2, proposés ci-dessus, traitant des blocs de données, sont simples quant à leur principe mais complexes de mise en œuvre pour des applications temps-réel avec des fréquences d'échantillonnage élevées. Afin de résoudre ce problème, une procédure récursive a été présentée en [121] qui permet de trouver l'ensemble optimal des coefficients a_1 et a_2 donné par l'équation (III - 19) de Yule-Walker. Cette méthode fait partie des méthodes de traitement adaptatif du signal [154].

Pour le problème de prédiction linéaire, l'ensemble optimal des coefficients est, en fait, la solution d'un problème de minimisation d'une surface de performance quadratique (SPQ) [121]. Une propriété importante de cette SPQ pour un signal stationnaire $v(k)$ est que la SPQ demeure constante. Le processus adaptatif de minimisation consiste à commencer en un point aléatoire de la surface, procéder à la descente au voisinage du minimum et d'y res-

ter. D'autre part, si $v(k)$ n'est pas stationnaire (i.e. la fréquence Doppler n'est pas constante) et a des propriétés statistiques changeant lentement, le processus adaptatif consiste alors non seulement de se déplacer en descente au minimum, mais également de suivre le minimum (i.e. *tracking* de la fréquence Doppler).

Un des algorithmes adaptatifs les plus populaires est l'algorithme des moindres carrés (LMS) [154]. Cet algorithme est appliqué pour calculer les coefficients a_1 et a_2 du modèle AR2. Nous appelons cette association de l'algorithme LMS et du modèle AR2 par l'algorithme AR2-LMS. Cet algorithme est présenté dans la Figure III-12 et est résumé comme suit :

Pour chaque nouveau échantillon de $v(k)$, avec $k = 0, 1, 2, \dots$, nous appliquons les étapes suivantes :

1. Calcul de la prédiction $v_p(k)$ de $v(k)$

$$v_p(k) = -a_1 v(k-1) - a_2 v(k-2) \quad (\text{III - 21})$$

2. Calcul de l'erreur de prédiction $e(k)$

$$e(k) = v(k) - v_p(k) \quad (\text{III - 22})$$

3. Mise à jour des coefficients a_1 et a_2 (algorithme LMS)

$$\begin{bmatrix} a_1(k+1) \\ a_2(k+1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1(k) \\ a_2(k) \end{bmatrix} - 2\mu e(k) \begin{bmatrix} v(k-1) \\ v(k-2) \end{bmatrix} \quad (\text{III - 23})$$

où μ est le facteur d'adaptation de l'algorithme LMS.

4. Calcul de la nouvelle estimation de fréquence

$$f_D(k) = f_r(k) = \frac{1}{2\pi} \arccos\left(-\frac{a_1}{2\sqrt{a_2}}\right) \quad (\text{III - 24})$$

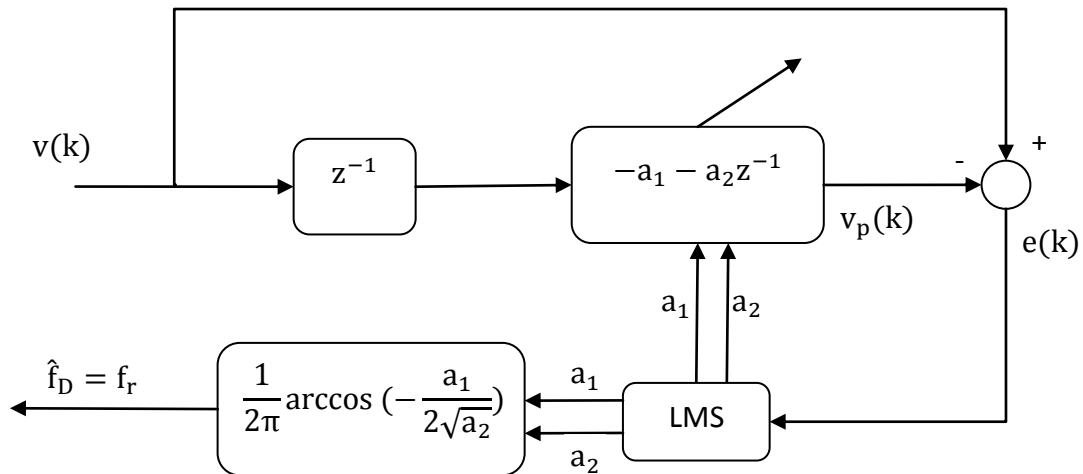


Figure III-12. Tracking de la fréquence Doppler basé sur l’algorithme adaptatif LMS qui permet de calculer de manière adaptative les coefficients a_1 et a_2 du modèle autorégressif AR2.

Cet algorithme est très simple et requiert seulement 5 additions, 5 multiplications et une fonction arccosinus qui peut être accomplie avec une table LUT (*Look-Up Table*) [121]. Par contre, la convergence de cet algorithme est garantie si et seulement si

$$0 < \mu < \frac{1}{\lambda_{\max}} \quad (\text{III} - 25)$$

où λ_{\max} est la valeur propre maximale de la matrice d’autocorrélation de $v(k)$ définie en (III - 19). En outre, comme cela a été précisé dans la section précédente, un filtrage des harmoniques du signal et ré-échantillonnage du signal pour ramener la fréquence fondamentale réduite aux alentours de 0,25 sont nécessaires afin de garantir une bonne estimation de la fréquence Doppler.

Pour une fréquence Doppler constante, cet algorithme donne l’estimation optimale obtenue par la solution des équations (III - 18) et (III - 19). Par contre, le processus d’adaptation prend un temps τ_{adapt} appelé constante de temps. Cette constante de temps dépend de la différence $f_D - 0,25$. Ainsi, pour des fréquences Doppler variant aux alentours de $f_D = 0,25$, la fonction de transfert du système complet composé de la diode laser et l’algorithme AR2-LMS est un filtre passe-bas de 1^{er} ordre [121]. La fréquence de coupure F_c de ce filtre est minimale pour $f_D = 0,25$. Ainsi les performances optimales de cet algorithme sont obtenues pour $f_D \approx 0,25$ comme dans le cas de l’algorithme AR2 présenté dans la section précédente.

Il a été démontré en [121] que cet algorithme simple est plus performant que la méthode basée sur la FFT en termes de variance des estimations car la méthode FFT est très sensible à l'effet speckle et donne des écarts-types des estimations de l'ordre de la demi bande passante f_s , ce qui est 10 fois plus grand que ceux obtenus avec l'algorithme AR2-LMS.

En revanche, un point délicat de cet algorithme est de choisir un bon facteur d'adaptation μ qui vérifie l'équation (III - 25), sinon l'algorithme diverge et il sera impossible d'estimer la fréquence Doppler. Mais en fait, λ_{\max} dépend de plusieurs paramètres, notamment de l'amplitude du signal, du rapport signal-sur-bruit SNR, de la fréquence du speckle f_s et de la différence ($f_D - 0,25$). Ainsi, μ doit être adapté en fonction des conditions de mesure telles que la distance entre le capteur et la cible, la rugosité de la surface de la cible, le courant d'alimentation de la diode laser et autres facteurs qui influent sur la forme du signal de self-mixing. Lorsqu'un de ces facteurs change, il se peut que la valeur de μ ne soit plus valide (i.e. ne vérifiant plus la condition (III - 25)) et l'algorithme AR2-LMS diverge. Ainsi, à chaque fois qu'une condition de mesure change, un processus de calibrage est nécessaire afin de trouver manuellement le facteur d'adaptation optimale qui garantit le bon fonctionnement de l'algorithme AR2-LMS.

Outre ce danger de divergence, le facteur μ (pas d'adaptation de l'algorithme LMS) a une grande influence sur la convergence de l'algorithme et la variance des estimations de la fréquence Doppler. Ces deux facteurs déterminent la robustesse de l'algorithme LMS. En effet, plus μ est grand, plus le temps d'adaptation (de convergence) τ_{adapt} est petit (et ainsi la fréquence de coupure F_c du système complet augmente), mais par contre, les coefficients a_1 et a_2 du filtre peuvent changer de façon importante entre les instants k et $k+1$ (cf. équation (III - 23)) et ainsi osciller avec une grande variance autour des coefficients optimaux. Comme la fréquence Doppler est estimée à partir de ces coefficients, cela induit une grande variance des estimations de fréquence (cf. relation (III - 24)). D'autre part, pour μ plus petit, l'algorithme converge plus lentement mais la variance des estimations de fréquence Doppler diminue. Ainsi, le facteur d'adaptation μ doit être choisi proprement de façon à garantir, à la fois, le *tracking* de la fréquence Doppler et une faible variance des estimations.

Vu les limites de l'algorithme AR2-LMS en termes de convergence, de robustesse et de flexibilité, nous proposons dans la section suivante un algorithme simple de traitement du

signal basé sur la définition de la fréquence d'un signal périodique, i.e. le nombre de périodes par temps de mesure.

3.4 Comptage de fréquence (Fréquence-mètre)

3.4.1 Principe et méthode de mesure

3.4.1.1 Définition

Un signal sinusoïdal idéal $v(t)$ a une fréquence F constante en fonction du temps :

$$v(t) = A_0 \sin(2\pi Ft)$$

où A_0 est l'amplitude du signal. Dans le cas du signal idéal de self-mixing en absence de speckle (cf. Figure III-3), F est égale à la fréquence Doppler.

La fréquence moyenne d'un signal périodique continu sur un certain temps de mesure est définie par :

$$\text{Fréquence (Hz)} = \frac{\text{Nombre de périodes complètes}}{\text{Temps de mesure}} \quad (\text{III} - 26)$$

Dans le monde réel, le signal peut être affecté par des bruits d'amplitude et de phase [155], [156], ce qui signifie que les périodes peuvent varier (cela est connu par « *period jitter* » ou « *time jitter* » en anglais). Ainsi, on peut exprimer le signal par :

$$v(t) = (A_0 + \varepsilon(t)) \sin(2\pi Ft + \varphi_b(t))$$

où $\varepsilon(t)$ et $\varphi_b(t)$ représentent les bruits d'amplitude et de phase respectivement. Par exemple, le signal de self-mixing est soumis au speckle qui cause des modulations d'amplitude mais aussi de phase du signal. La notion de fréquence moyenne implique alors que la mesure soit faite sur plusieurs cycles (au moins un cycle). La fréquence d'un signal ne peut pas être définie en mesurant seulement une fraction de cycle (une fraction d'une période du signal).

Si la fréquence $F(t)$ du signal est fonction du temps, le défi est de suivre de près cette fréquence réelle $F(t)$ dans le temps. Cela peut exiger des mesures de haute résolution et très rapides.

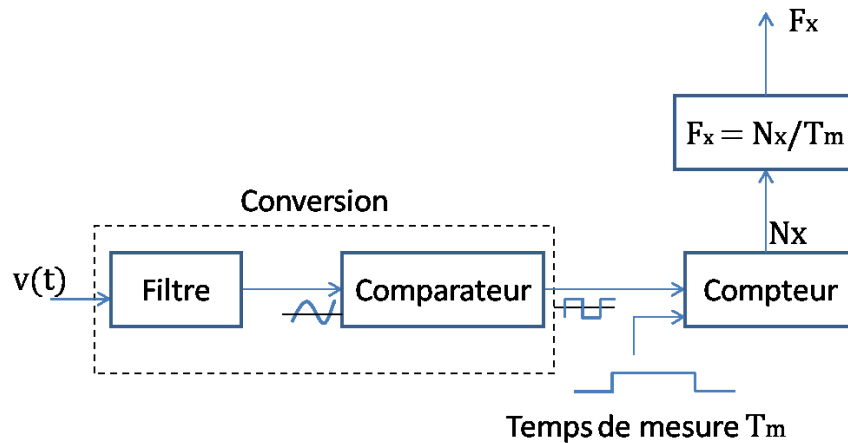


Figure III-13. Principe du fréquencemètre.

3.4.1.2 Principe de mesure de fréquence dans le domaine temporel

Le schéma de principe du fréquencemètre est illustré sur la Figure III-13. Le filtre élimine les fréquences hors la bande passante désirée (le filtre passe-haut supprime le piédestal du signal (composante basse fréquence), alors que le filtre passe-bas diminue les bruits optiques et électroniques à haute fréquences). Ensuite le signal sera mis en forme par un trigger (Figure III-14). Le signal à la sortie du trigger (comparateur) est un signal à uniquement 2 niveaux, bas et haut, conforme à un signal numérique. Le compteur détermine le nombre N_x de périodes T_x du signal pendant un temps de mesure T_m appliqué à son entrée d'autorisation En (Figure III-15). T_m est fixé par l'intermédiaire d'un diviseur de rapport N_c d'un signal de référence (horloge) de fréquence F_0 . On obtient :

$$N_x T_x = T_m \quad (\text{III - 27})$$

Avec

$$T_m = N_c \frac{1}{F_0} = N_c T_0 \quad (\text{III - 28})$$

La fréquence du signal inconnu F_x est estimée par :

$$F_x = \frac{1}{T_x} = \frac{N_x}{T_m} \quad (\text{III - 29})$$

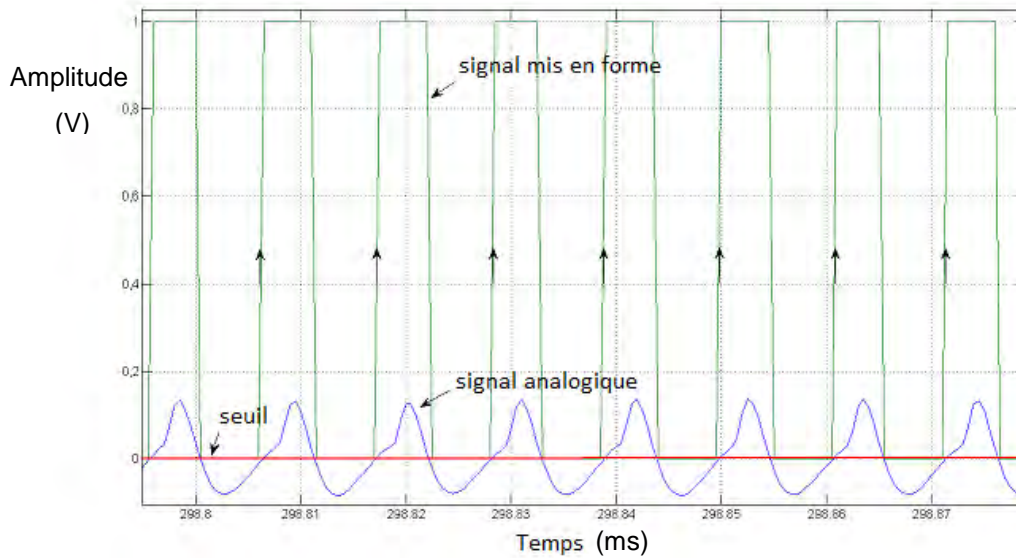


Figure III-14. Mise en forme d'un signal expérimental de self-mixing par un comparateur simple.

Du fait de la nature numérique de la mesure, l'imprécision absolue est de ± 1 unité du chiffre le moins significatif. La résolution du système correspond à la quantification du nombre N_x : $\delta N_x = 1$. Donc la précision sur la fréquence mesurée est donnée par [156]:

$$\frac{\delta F_x}{F_x} = \frac{1}{N_x} \Leftrightarrow \frac{\delta F_x}{F_x} = \frac{1}{F_x T_m} \quad (\text{III} - 30)$$

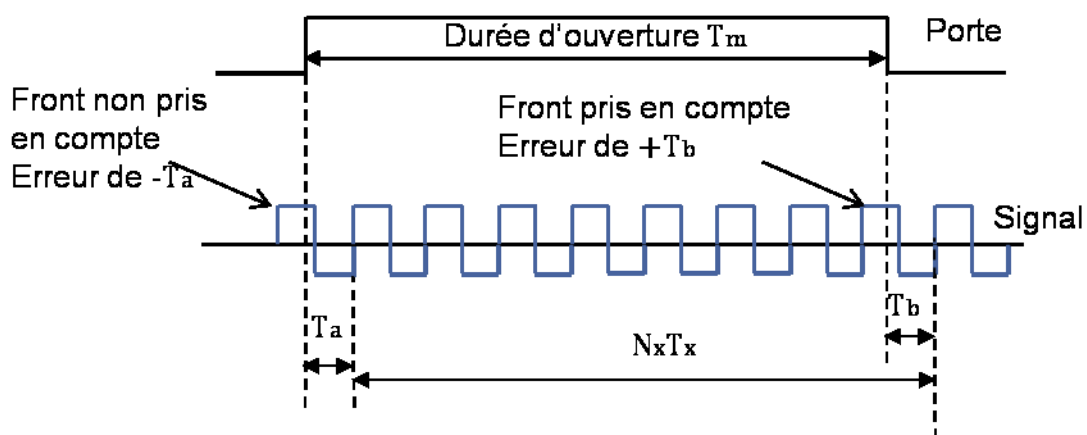


Figure III-15. Définition du comptage conventionnel.

Ainsi la résolution est faible pour les basses fréquences de F_x (Figure III-16). La résolution relative du compteur est donnée en nombre de chiffres affichables par l'appareil pour un

temps de comptage donné. Dans ce cas (compteur conventionnel), elle est fonction de la fréquence mesurée.

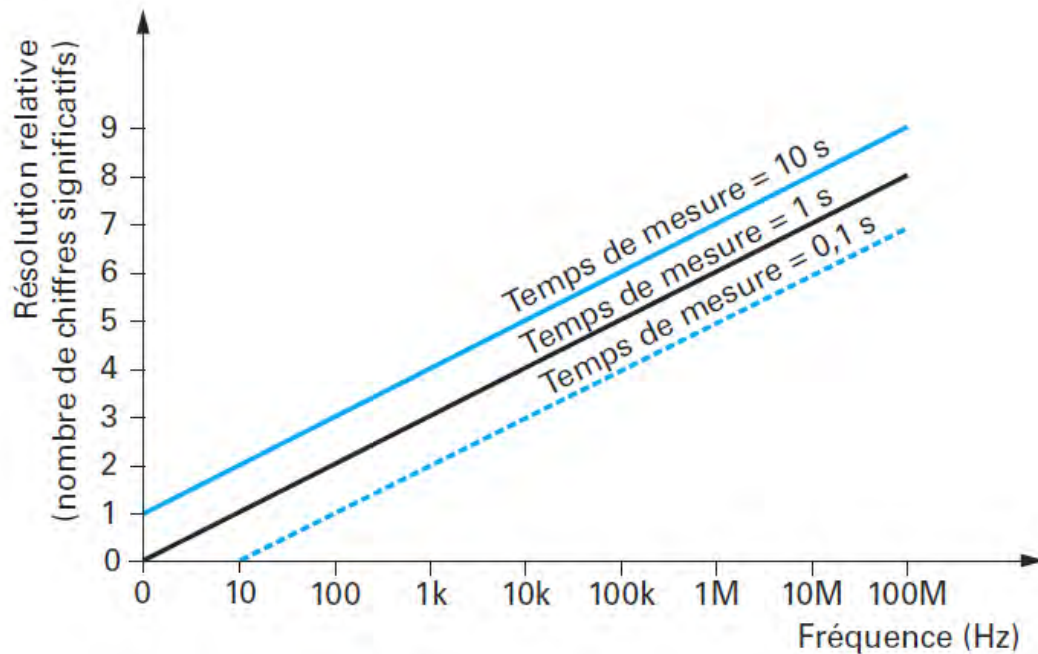


Figure III-16. Résolution d'un compteur conventionnel [156].

3.4.1.3 Mise en forme du signal (Conversion du signal)

Le signal doit être mis en forme avant de commencer le comptage numérique. Le schéma bloc correspondant est présenté dans la Figure III-17. La composante continue du signal est éliminée par une capacité précédant l'amplificateur. L'amplificateur est suivi d'un circuit de déclenchement (trigger) fournissant un signal rectangulaire à la sortie dont les niveaux logiques sont adaptés aux circuits placés en aval. Un réglage du gain peut être effectué sur les signaux perturbés (bruit, speckle), de sorte qu'après amplification, les seuils de déclenchement ne soient franchis qu'une fois à chaque période du signal à mesurer. Ainsi, le gain de l'amplificateur est contrôlé par une commande automatique du gain CAG. Les seuils de déclenchement peuvent éventuellement aussi être contrôlés pour éviter le bruit et les déclenchements parasites. Les perturbations créées par des signaux parasites de fréquence très supérieure à celle du signal à mesurer (> 10 fois) peuvent également être supprimées par l'adaptation de la bande passante de l'amplificateur.

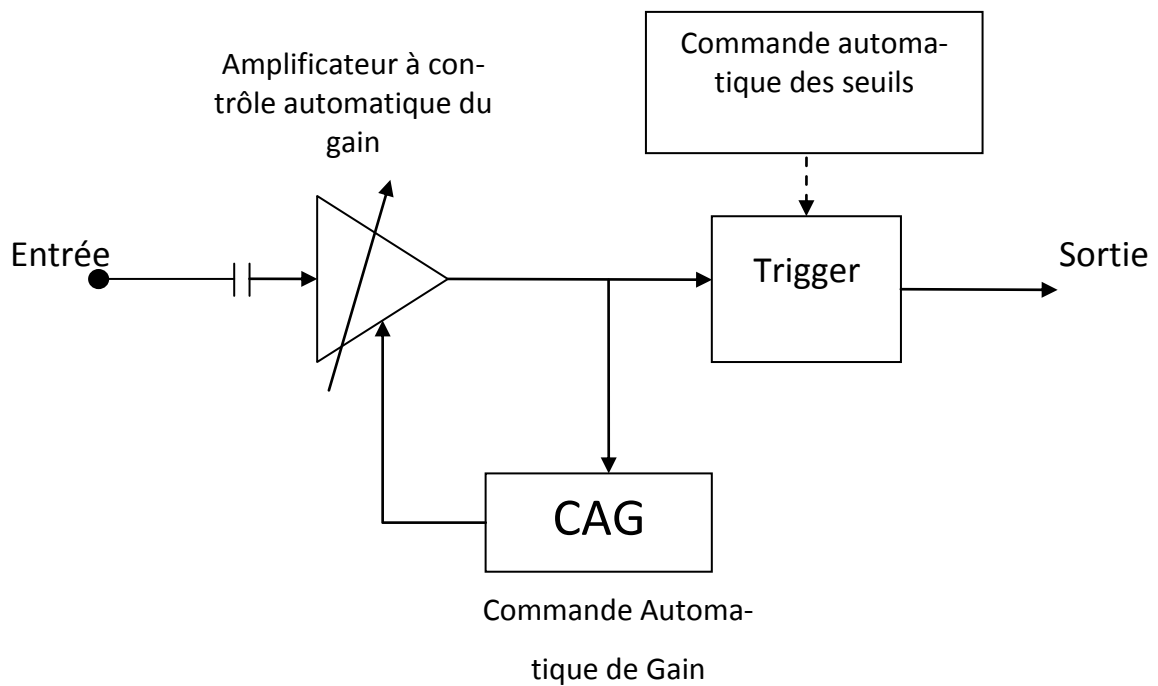


Figure III-17. Schéma bloc de mise en forme du signal fréquentiel.

Le circuit à déclenchement peut être un comparateur simple ayant un seuil de déclenchement (Figure III-14), ou bien un circuit de déclenchement à hystérésis à deux seuils, trigger de Schmitt (Figure III-18). L'un ou l'autre a ses avantages et ses inconvénients pour la mise en forme d'un signal de self-mixing perturbé par le bruit et le speckle.

Le comparateur simple ayant un seuil de déclenchement, met sa sortie au niveau logique haut quand l'entrée dépasse le seuil et au niveau logique bas quand elle passe en dessous. Comme le signal est de moyenne nulle car la composante continue du signal a été éliminée par une capacité, alors le seuil du comparateur simple peut être mis à 0 pour détecter toutes les périodes du signal, même celles très atténuées par l'effet speckle. Dans ce cas, la commande automatique de gain (CAG) et la commande automatique de seuils ne sont pas nécessaires. Par contre, un point négatif de l'utilisation du comparateur simple est que celui-ci est sensible aux bruits (additifs) qui causent un multi-basculement autour du seuil (Figure III-18). Une solution est d'adapter la bande passante de l'amplificateur afin de filtrer les fréquences supérieures à 3 fois la fréquence du signal ou d'appliquer des moyens d'extraction du signal noyé dans le bruit tel qu'un filtre d'autocorrélation en amont du comparateur à seuil.

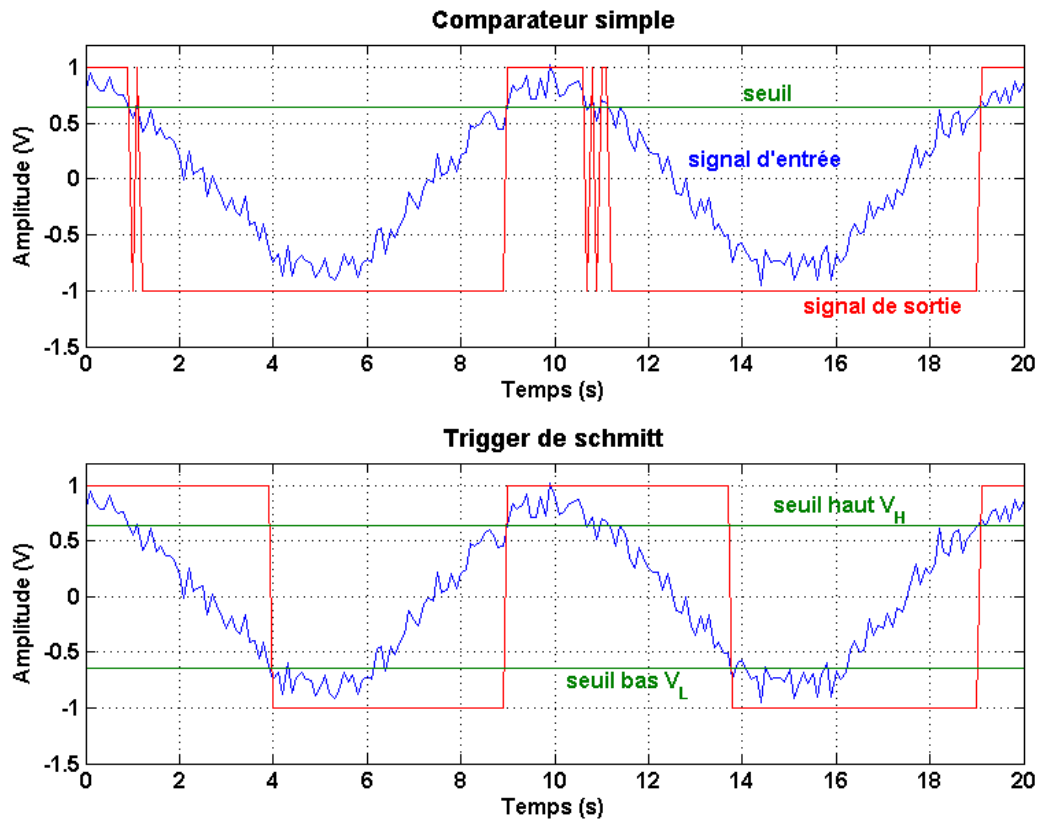


Figure III-18. Mise en forme par un comparateur simple et un trigger de Schmitt d'un signal bruité.

Le trigger de Schmitt est un circuit de déclenchement à deux seuils, haut V_H et bas V_L (Figure III-18). La sortie du trigger bascule au niveau logique haut quand l'entrée dépasse V_H et au niveau logique bas quand elle passe en dessous de V_L . Le principal intérêt de ce trigger réside dans la disparition du phénomène de multi-basculement du comparateur simple autour du seuil. Si le signal d'entrée franchit un seuil, ce dernier bascule directement à son opposé, et de fait, même si l'entrée est bruitée, elle ne fait plus basculer le trigger autour du seuil (Figure III-18). Par contre, comme le signal de self-mixing est modulé en amplitude à cause de l'effet speckle, les deux seuils haut et bas doivent être adaptés afin de détecter toutes les périodes du signal même quand il est très atténué, mais en évitant le phénomène de multi-basculement. En effet, si les seuils sont de valeur (absolue) élevée, le trigger de Schmitt ne détecte pas les périodes du signal atténuées en dessous de cette valeur. D'autre part, si les seuils sont de valeur absolue très basse, i.e. les deux seuils sont très proches, le phénomène de multi-basculement réapparaît. Une solution à ce problème est d'ajouter au circuit de mise en forme du signal, une commande automatique des seuils du trigger per-

mettant d'ajuster les seuils en fonction de l'amplitude du signal. La commande automatique des seuils du trigger doit s'adapter rapidement à l'enveloppe du signal. Cette adaptation peut se faire au moyen d'un asservissement en amplitude par le biais d'une résistance variable basée sur l'utilisation d'un transistor à effet de champs type JFET.

Jusqu'ici, la mise en forme du signal introduite est complètement analogique, i.e. le signal n'a pas été converti en numérique à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique (CAN). Cela permet de réduire la consommation du circuit et de garantir une bande passante plus élevée.

3.4.1.4 Compteurs

Les compteurs logiques sont les composants fondamentaux des fréquencesmètres. Ils comptent le nombre de périodes du signal mis en forme pendant le temps de mesure. Ainsi, la fréquence peut être estimée utilisant la définition (III - 26). Nous nous contentons de présenter ici deux compteurs de base.

3.4.1.4.1 Compteurs conventionnels

Ces compteurs mesurent selon la définition (III - 26) mais avec des restrictions. Le principe est d'ouvrir une fenêtre d'exactly 1s et de compter le nombre de fronts montants du signal d'entrée (i.e. le signal qui a été mis en forme) qui se produisent durant cette seconde. Le registre de comptage contient le nombre de cycles par seconde ($1 \text{ cycle/s} = 1 \text{ Hz}$) qui correspond à la fréquence. Le temps du fenêtrage défini précisément à 1s est obtenu à partir d'un oscillateur de référence avec une bonne précision (typiquement de l'ordre de 100 ppm).

Le temps de fenêtrage n'est pas synchronisé avec le signal d'entrée (Figure III-15). L'incertitude de la mesure est de ± 1 cycle d'entrée, ce qui signifie que la résolution est de 1 Hz pour une porte temporelle de 1 s pour toutes les fréquences du signal d'entrée. Pour permettre des mesures avec une résolution autre que 1 Hz, des portes temporelles multiples (ou sous-multiple) de 1 s sont utilisées. Par exemple, une porte temporelle de 10s améliore la résolution d'un facteur 10. La résolution relative du compteur conventionnel est fonction de la fréquence mesurée (cf. relation (III - 30), Figure III-16). Elle est souvent donnée en

nombre de chiffres significatifs affichables par l'appareil pour un temps de comptage (T_m) donné.

3.4.1.4.2 Compteurs réciproques

Un compteur réciproque est un double compteur (Figure III-19). L'un compte le nombre de périodes N_x du signal et l'autre compte le nombre de périodes M d'horloge de référence. C'est le signal d'entrée, et non pas l'oscillateur de référence, qui contrôle la durée d'ouverture de la mesure moyenne de plusieurs périodes. Les périodes du signal d'entrée N_x sont comptées durant un temps de mesure $MT_0 = N_x T_x$. Ils calculent le temps de cycle moyen $\bar{T}_x = MT_0 / N_x$ et la valeur réciproque, la fréquence moyenne $\bar{F}_x = 1/\bar{T}_x$.

La Figure III-20 montre le schéma bloc d'un compteur de fréquence réciproque. Il contient deux registres de comptage. L'un compte le nombre de cycles d'entrée et l'autre les impulsions de l'horloge, pour mesurer la durée du temps de comptage (MT_0). Deux portes principales synchronisées simultanément contrôlent les deux registres de comptage [157].

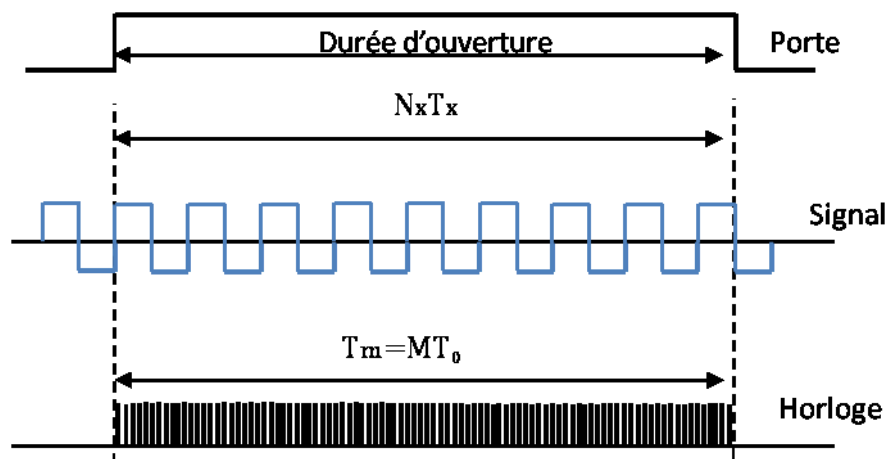


Figure III-19. Fonctionnement d'un compteur réciproque.

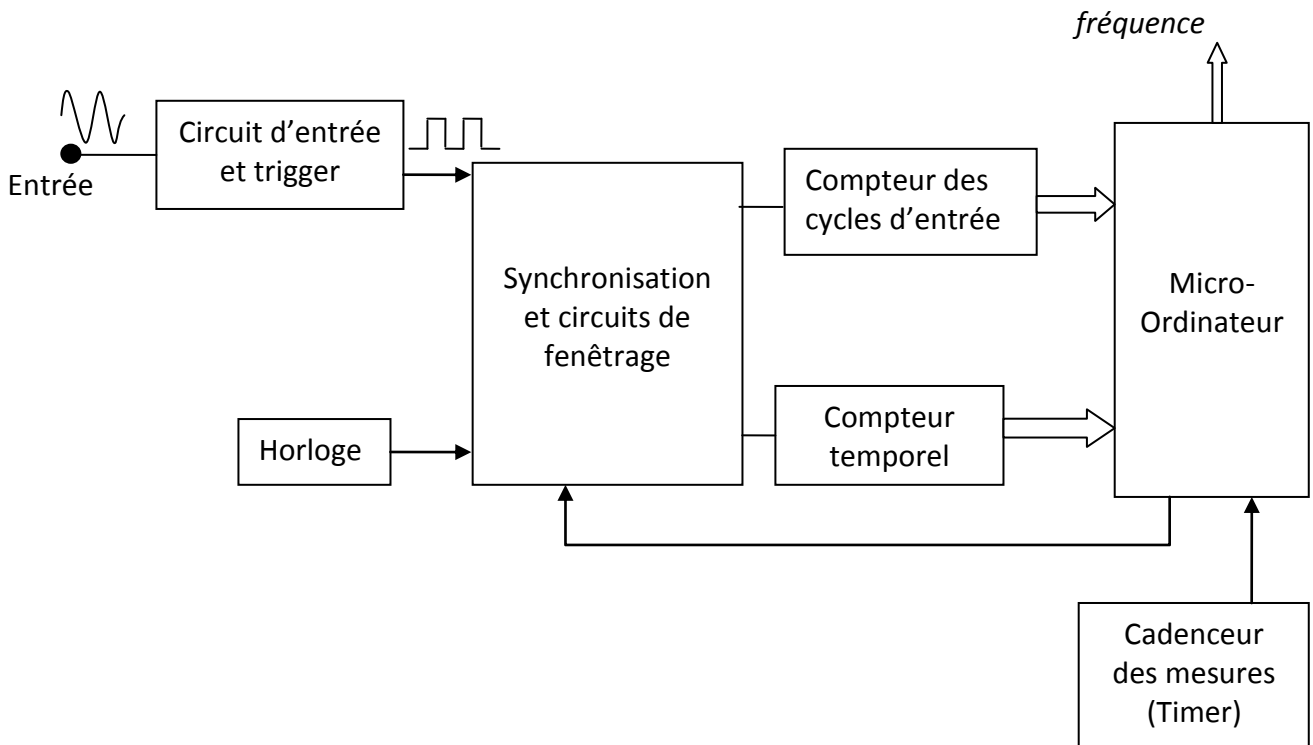


Figure III-20. Schéma de principe du compteur de fréquence réciproque.

Contrairement aux compteurs conventionnels, le temps de mesure fixé n'est pas une fenêtre définie exactement. La durée de mesure souhaitée est fixée par un micro-ordinateur, mais la durée de la mesure réelle MT_0 est synchronisée sur le déclenchement du signal d'entrée. La mesure contient un nombre exact de cycles d'entrée. Ainsi, l'erreur de ± 1 concernant le nombre de cycles d'entrée est évitée. Les erreurs de troncature sont désormais dans le comptage du temps ; c'est-à-dire ± 1 impulsion d'horloge de référence. La valeur de fréquence moyenne est donnée par :

$$\text{fréquence} = \frac{\text{cycles d'entrée comptés}}{(\text{impulsions d'horloge comptés}) \times T_0} = \frac{N_X}{MT_0} \quad (\text{III} - 31)$$

où T_0 est le temps d'un cycle d'horloge.

La résolution d'un tel compteur est plus ou moins une période T_0 d'horloge. La résolution relative du résultat calculé est $\pm T_0 / MT_0$. Elle est indépendante de la fréquence du signal d'entrée (Figure III-21) contrairement au compteur conventionnel. En augmentant la fréquence de l'horloge de référence, on peut obtenir avec le compteur réciproque, une résolution meilleure [157] qu'avec un compteur conventionnel.

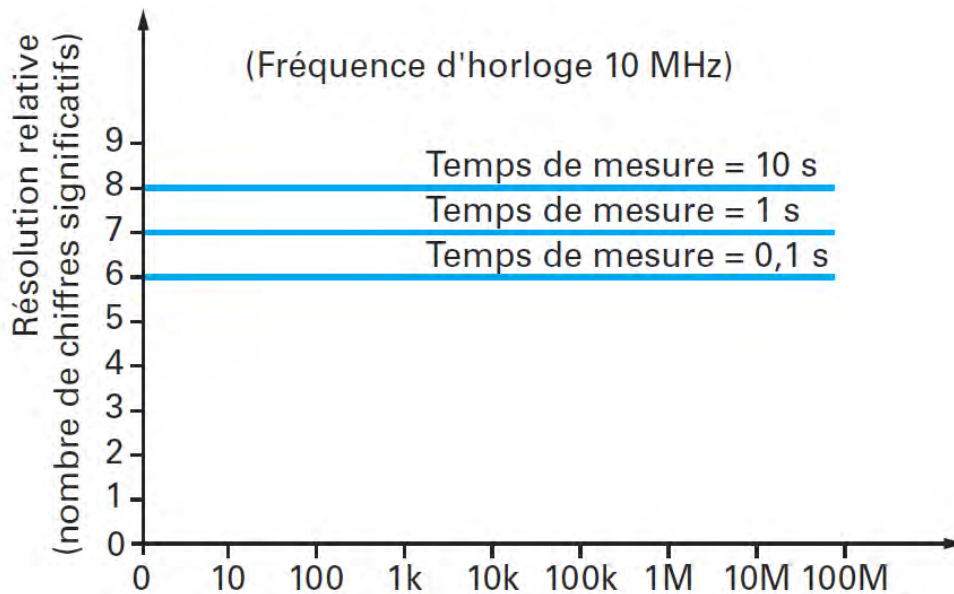


Figure III-21. La résolution relative est indépendante de la fréquence d'entrée pour un compteur de fréquence réciproque [156].

3.4.2 Application du fréquencemètre aux signaux de self-mixing

Nous allons appliquer la méthode de mesure de fréquence par comptage des périodes du signal durant un temps de mesure pour mesurer la fréquence d'un signal de self-mixing. L'évaluation de cette méthode comprend plusieurs phases :

1. [Simulations du fréquencemètre avec des signaux de self-mixing synthétisés](#)
2. [Essai sur des signaux expérimentaux](#)
3. [Implémentation sur un circuit logique programmable \(FPGA\) et test sur site](#)

La phase de simulation consiste à créer sur ordinateur des signaux de self-mixing à partir du modèle spécifié à la section 2.3 et appliquer la méthode de mesure par comptage de fréquence sur ces signaux. La 2^{ème} phase est d'appliquer la méthode fréquencemétrique sur des signaux réels de self-mixing obtenus sur différents types de cibles solides (métal, papier de verre, verre). La 3^{ème} phase consiste à réaliser un circuit électronique pour la mise en forme du signal avant le comptage numérique, implémenter le fréquencemètre sur un réseau logique programmable (FPGA) et tester ce dispositif en temps réel.

3.4.2.1 Simulations

Afin d'évaluer les performances du fréquencemètre, des simulations de Monte-Carlo ont été effectuées avec des signaux synthétisés $v(k)$ obtenus à partir du modèle présenté dans

la section 2.3 (cf. relation (III - 4) et Figure III-7). Des signaux de fréquence Doppler allant de 50 à 800 kHz ont été alors synthétisés. Cette gamme de fréquence a été choisie de manière à correspondre à la gamme de fréquence des signaux expérimentaux. Tenant compte de la nature numérique des simulations, effectuées sur ordinateur, une fréquence d'échantillonnage $F_e = 2,5$ MHz est adoptée. La fréquence de coupure du filtre passe-bas $H(f)$ correspondant à l'élargissement spectral du pic Doppler dû au speckle est $F_s = 3,5$ kHz, ce qui implique une bande passante de largeur $2 \times F_s = 7$ kHz des signaux $v(k)$ synthétisés. Ce choix de F_s a été fait grâce aux observations de signaux réels de self-mixing obtenues en illuminant des cibles en cuivre, papier de verre et verre (cf. section 3.4.2.2). Elle correspond à une valeur moyenne de fréquence de speckle des différentes observations. Cent synthétisations, de durée de 2s chacune, du signal $v(k)$ ont été effectuées pour chaque valeur de fréquence. Les signaux synthétisés ont un rapport signal-sur-bruit d'environ 45 dB. La Figure III-8 montre comment le rapport signal-sur-bruit est déterminé. Il correspond à la différence entre le pic du signal Doppler et le bruit de fond au-dessous.

Ces signaux sont ensuite appliqués au prototype présenté dans la Figure III-13. Un filtre passe-bande permet de filtrer les fréquences en dehors de la bande passante qui est entre 10 kHz et 900 kHz (cette bande passante est à adapter selon la gamme de fréquence qu'on souhaite mesurer. Pour les simulations, nous avons choisi cette bande passante de manière à inclure toutes les fréquences des signaux synthétisés). Le signal est ensuite mis en forme par un comparateur simple. Et enfin, le comptage de fréquence est réalisé par un compteur conventionnel avec une fenêtre de mesure $T_m = 10$ ms. Ainsi, pour chaque fréquence, 20 000 estimations ont été effectuées.

Les résultats des estimations de fréquence obtenues par la simulation sont présentés dans la Figure III-22. L'intervalle de confiance de 99,7% correspondant à un intervalle de ± 3 fois l'écart-type autour de la valeur estimée moyenne, est représenté. Dans un tel cas, 99,7% des valeurs mesurées sont situées dans cet intervalle centré sur la valeur moyenne des mesures. Nous remarquons que l'intervalle de confiance est plus large pour les basses fréquences. Les Figure III-23 et Figure III-24 montrent les biais et les écarts-types des estimations de fréquence. Le biais correspond à la différence entre la valeur estimée moyenne et la valeur exacte. Nous remarquons qu'il est élevé pour les basses fréquences (9% pour $F_D = 50$

kHz correspondant à une fréquence réduite $f_D = 0,02$). Nous observons aussi la même chose pour l'écart-type ($\approx 3\%$ pour $F_D = 50$ kHz). Cela est dû à deux facteurs :

1. la résolution du fréquencemètre est moins bonne pour les basses fréquences (cf. relation (III - 30)). En effet, pour les basses fréquences, il y a moins de périodes dans la fenêtre de mesure et ainsi l'erreur (résolution) relative est plus grande.
2. le phénomène de multi-basculement qui est le facteur le plus important. La probabilité qu'un multi-basculement du comparateur simple ait lieu est bien plus importante pour les basses fréquences d'une bande passante déterminée. Par exemple, dans notre cas, la bande passante du filtre est de 10 kHz à 900 kHz. Pour un signal de fréquence égale à 50 kHz, des fréquences parasites de valeurs jusqu'à 18 fois la fréquence du signal, existent dans la bande. Ces fréquences parasites causent le phénomène de multi-basculement surtout quand le signal est très atténué par le speckle, i.e. de très basse amplitude et donc de rapport signal-sur-bruit médiocre. Quand la fréquence du signal est plus élevée, il y a moins de fréquences qui lui sont parasites dans la bande et le phénomène de multi-basculement aura lieu moins souvent. Par conséquent, le biais et l'écart-type des estimations diminuent.

A partir d'une fréquence de 150 kHz (correspondant à une fréquence réduite égale à 0,06), le biais et l'écart-type des estimations sont respectivement moins de 1% et 0,5%. Nous notons que dans cette simulation, les valeurs minimales du biais (zéro) et de l'écart-type (0,34 kHz) sont atteintes pour la fréquence égale à 500 kHz correspondant à une fréquence réduite égale à 0,2. Par contre, en valeur relative par rapport à la fréquence exacte, la valeur minimale d'écart-type (0,25%) est obtenue pour la fréquence réduite égale à 0,25.

En conclusion, les simulations de Monte Carlo montrent qu'afin de garantir un biais et un écart-type de moins de 0,5%, la bande passante du filtre passe-bande doit être adaptée afin de ne pas contenir des fréquences supérieures à 4 fois la fréquence du signal. Avec les conditions fixées (bande passante entre 10 kHz et 900 kHz, temps de mesure $T_m = 10$ ms, fréquence d'échantillonnage $F_e = 2,5$ MHz, $F_s = 3,5$ kHz) dans les simulations, les estimations obtenues des fréquences supérieures à 150 kHz sont de bonne précision (biais $< 1\%$ et écart-type $< 0,5\%$). En outre, la fréquence d'échantillonnage du signal influe sur l'exactitude et la précision des mesures de fréquence par la méthode de comptage de fréquence.

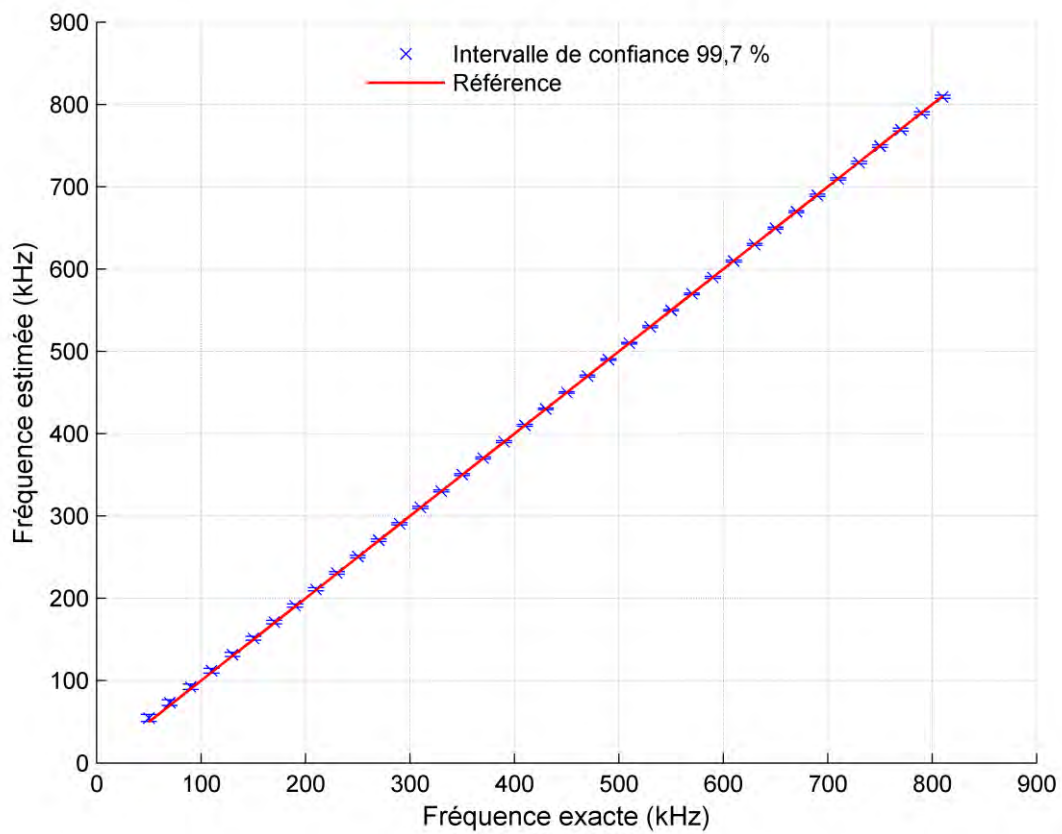


Figure III-22. Estimations de fréquence (intervalle de confiance de 99,7%) obtenues par les simulations de Monte Carlo du fréquencesmètre conventionnel.

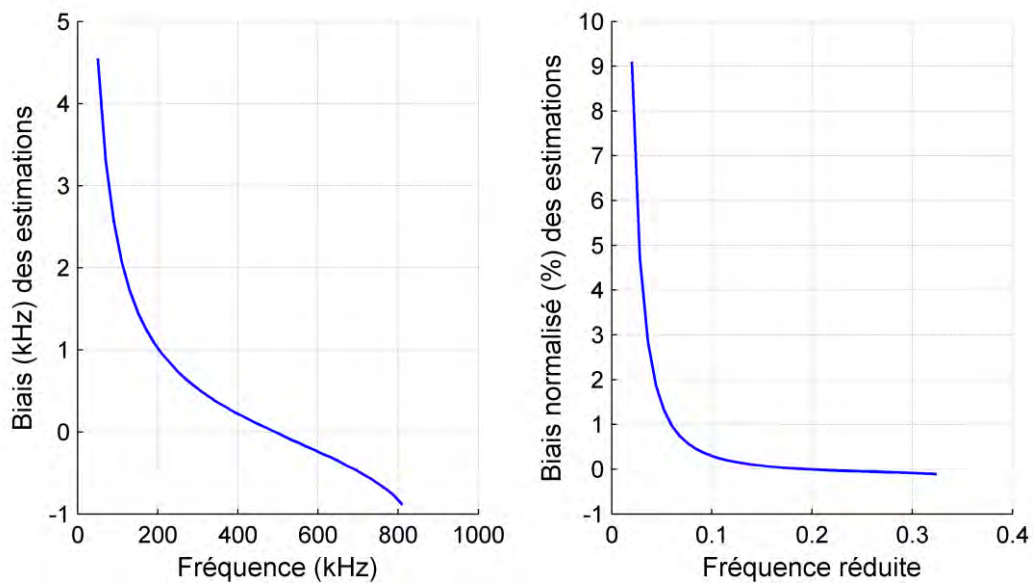


Figure III-23. Biais des estimations de fréquence obtenues par les simulations de Monte Carlo du fréquencesmètre conventionnel. $F_e = 2,5 \text{ MHz}$; $T_m = 10 \text{ ms}$.

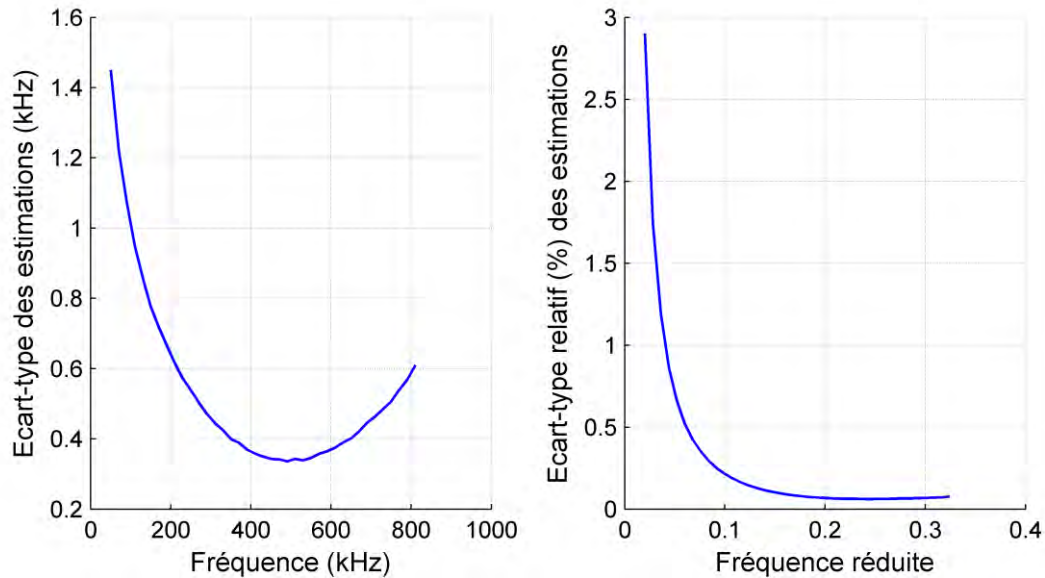


Figure III-24. Ecart-type des estimations de fréquence obtenues par les simulations de Monte Carlo du fré-
quencemètre conventionnel. $F_e = 2,5$ MHz ; $T_m = 10$ ms

Afin d'étudier cette influence de la fréquence d'échantillonnage sur la précision des estimations de fréquence, nous effectuons des simulations de Monte-Carlo similaires à celles effectuées antérieurement mais cette fois-ci la fréquence des signaux synthétisés est maintenue constante (300 kHz) et les signaux sont filtrés uniquement par un filtre passe-bas qui élimine les très basses fréquences ($< 0,005$ en valeur réduite). Nous choisissons d'appliquer aux signaux des fréquences d'échantillonnage allant de 700 kHz à 5 MHz. Les autres paramètres sont identiques à ceux de la 1^{ère} simulation ($T_m = 10$ ms, $F_s = 3,5$ kHz, 20 000 mesures par fréquence d'échantillonnage).

Les résultats de ces simulations sont présentés sur les Figure III-25 et Figure III-26. La Figure III-25 représente les estimations de fréquence en fonction de la fréquence d'échantillonnage. L'intervalle de confiance de 95% est représenté, i.e. 95% des estimations appartiennent à cet intervalle. Nous remarquons que les estimations de fréquence se dégradent lorsque la fréquence d'échantillonnage augmente. Le biais et l'écart-type des estimations croissent avec la fréquence d'échantillonnage pour atteindre respectivement 45 kHz (15%) et 10 kHz (3,3%) pour $F_e = 5$ MHz (Figure III-26), i.e. égale à 17 fois la fréquence du signal. En fait, pour une fréquence d'échantillonnage plus élevée, les fréquences parasites contenues dans le signal seront plus élevées (jusqu'à $F_e/2$). Par conséquent, ces fréquences parasites perturbent le comparateur simple (multi-basculément) et les estimations seront

perturbées. Par contre, le biais et l'écart-type des estimations restent inférieurs à 0,2% quand la fréquence d'échantillonnage est inférieure à 6 fois la fréquence du signal. Donc les estimations de fréquence par comptage de fréquence, utilisant simplement un comparateur à seuil unique pour la mise en forme du signal avant le comptage numérique, peuvent être considérées comme valides pour une fréquence d'échantillonnage allant jusqu'à six fois la fréquence du signal à mesurer.

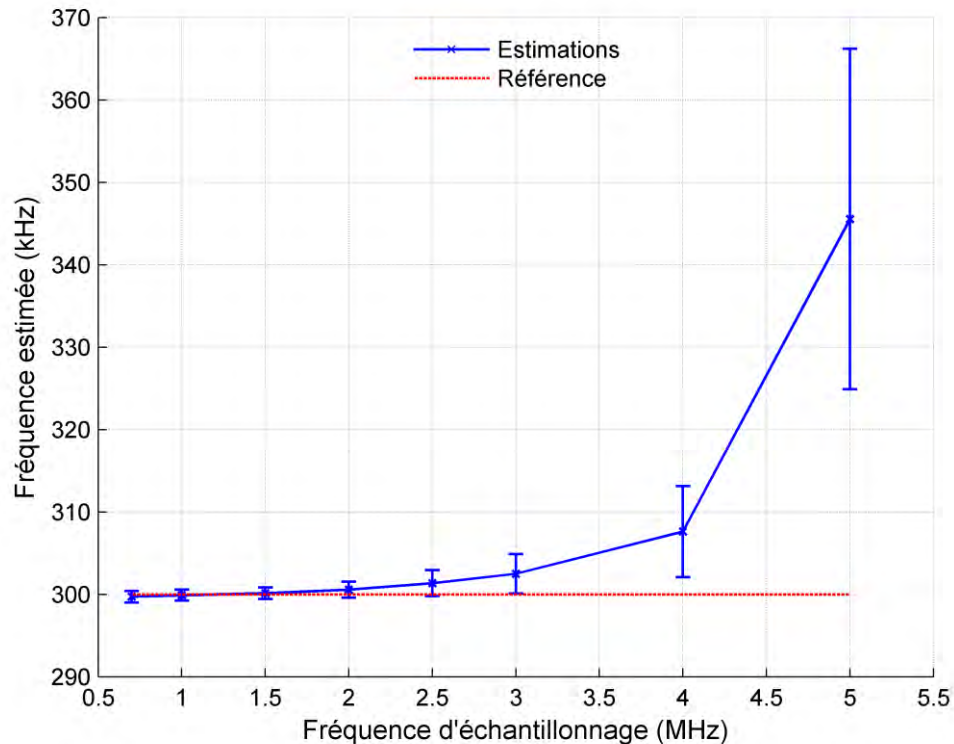


Figure III-25. Représentation des fréquences estimées moyennes en fonction de la fréquence d'échantillonnage (l'intervalle de confiance de 95% est représenté). $T_m = 10$ ms ; $F_D = 300$ kHz. Les basses fréquences sont éliminées avec un filtre passe bas de fréquence réduite de coupure égale à 0,005.

Quand la fréquence d'échantillonnage est supérieure à 6 fois la fréquence du signal à mesurer, trois solutions sont envisageables :

1. Adaptation de la bande passante du filtre afin de filtrer les fréquences supérieures à 3 fois la fréquence du signal à mesurer ;
2. Utilisation d'un trigger de Schmitt avec des seuils bien adaptés ;
3. Ré-échantillonnage du signal pour que $3 \times F_D < F_e < 6 \times F_D$, i.e. $0,17 < f_D < 0,33$, avant la mise en forme par un comparateur simple.

Les deux premières techniques appliquées au signal de fréquence Doppler égale à 300 kHz échantillonné avec une fréquence d'échantillonnage égale à 5 MHz, ont permis de diminuer le biais de 45 kHz (15%) à 3 kHz (1%) et l'écart-type de 10 kHz (3,3%) à 1,2 kHz (0,4%). Par contre, la troisième technique donne les meilleurs résultats. Elle a permis de diminuer le biais et l'écart-type à moins de 600 Hz et 500 Hz respectivement, soit des valeurs relatives inférieures à 0,2% de la fréquence Doppler. Il semble qu'une fréquence d'échantillonnage égale à environ 4 fois la fréquence du signal (i.e. fréquence Doppler réduite $f_D \approx 0,25$) est idéale pour cette méthode de mesure par comptage de fréquence. Une quatrième solution envisageable consiste à contrôler de manière adaptative les seuils du trigger de Schmitt en fonction de l'amplitude du signal.

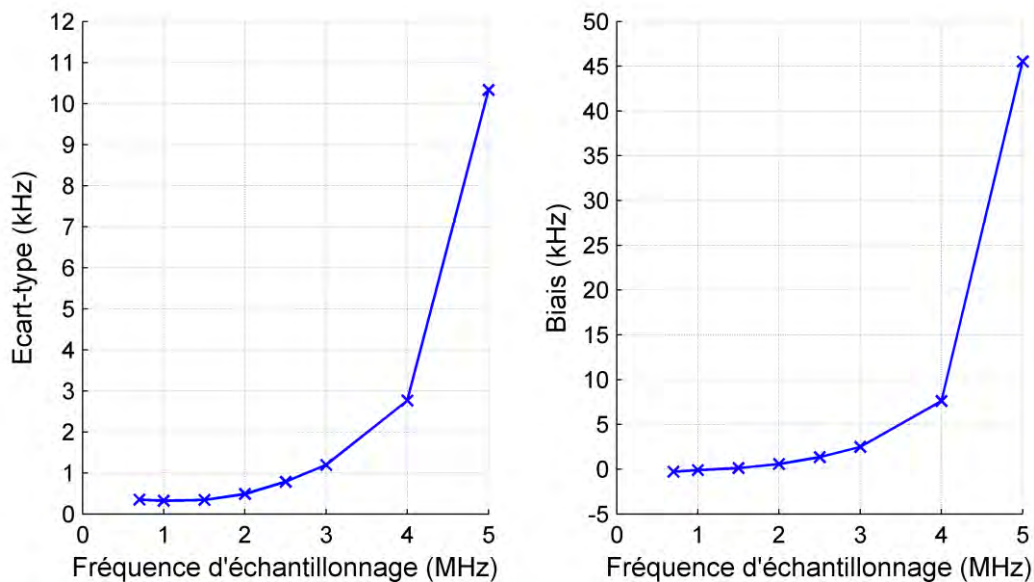


Figure III-26. Représentation du biais et de l'écart-type des estimations de fréquence en fonction de la fréquence d'échantillonnage. $T_m = 10$ ms ; $F_D = 300$ kHz. Les basses fréquences sont éliminées avec un filtre passe bas de fréquence réduite de coupure égale à 0,005.

En conclusion, les simulations de Monte Carlo ont montré que si la bande passante du filtre ou la fréquence d'échantillonnage sont adaptées afin d'éliminer les fréquences supérieures à trois fois la fréquence du signal à mesurer, l'estimateur utilisant la méthode de comptage de fréquence donne des estimations de fréquence Doppler avec un biais et un écart-type de moins de 0,2%.

3.4.2.2 Essai sur des signaux expérimentaux

Après avoir validé par simulation la méthode de mesure par comptage de fréquence présentée ci-dessus, l'étape suivante est d'appliquer cette méthode de mesure sur des signaux réels de self-mixing.

3.4.2.2.1 Expérimentation

La Figure III-27 et la Figure III-28 présentent le dispositif expérimental utilisé pour acquérir des signaux de self-mixing. La diode laser HL7851G émettant à une longueur d'onde λ de 785 nm délivre une puissance maximale de 50 mW. Le faisceau laser illumine une cible tournant à une vitesse constante. \vec{V}_T est la vitesse de la cible au point illuminé. Norm est la normale à la cible et γ est l'angle que fait Norm avec le faisceau laser. La photodiode (PD) convertit le signal optique à la sortie de la diode laser (DL) en un signal électrique. Le signal est ensuite conditionné par un circuit électronique composé d'un amplificateur avec une bande passante entre 0 et 1 MHz, avant d'être visualisé et enregistré avec un oscilloscope numérique.

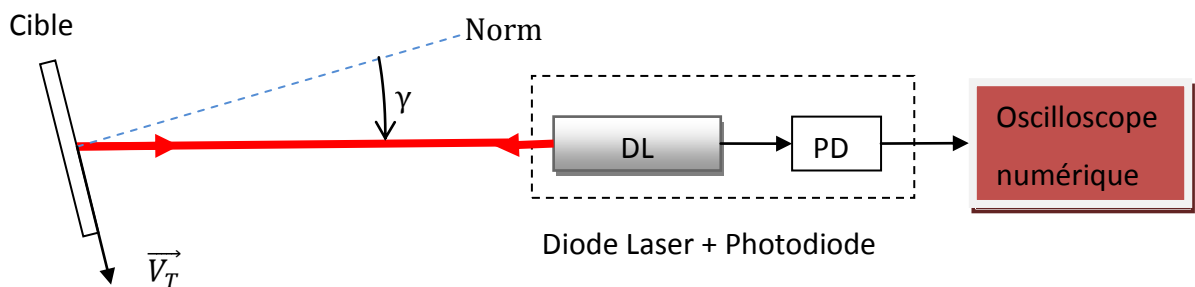


Figure III-27. Setup du dispositif expérimental.

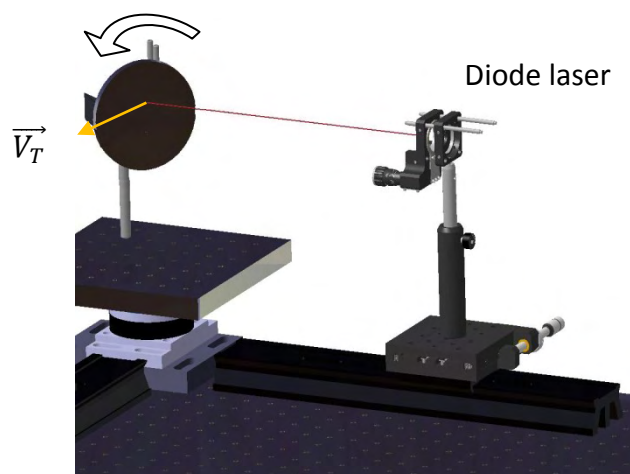


Figure III-28. Schéma représentant le dispositif expérimental. Une diode laser illumine un disque tournant autour de son centre à une vitesse constante. \vec{V}_T est la vitesse au point illuminé de la cible.

Nous commençons par un premier test sur un signal de self-mixing obtenu sur une cible de nature métallique (cuivre). Ce signal a un rapport signal sur bruit, SNR, égal à 35 dB et une fréquence fondamentale de 317 kHz. L'acquisition de ce signal a été réalisée avec une portée mémoire d'un million de points à une fréquence d'échantillonnage de 2 MHz. Ainsi la durée totale du signal enregistré est de 500 ms. Le spectre de ce signal est représenté dans la Figure III-29 avec le pic Doppler à la fréquence 317 kHz. Ainsi, la fréquence d'échantillonnage est d'environ six fois la fréquence du signal, ce qui permet d'obtenir des estimations valides par la méthode de comptage comme il a été montré dans la section précédente.

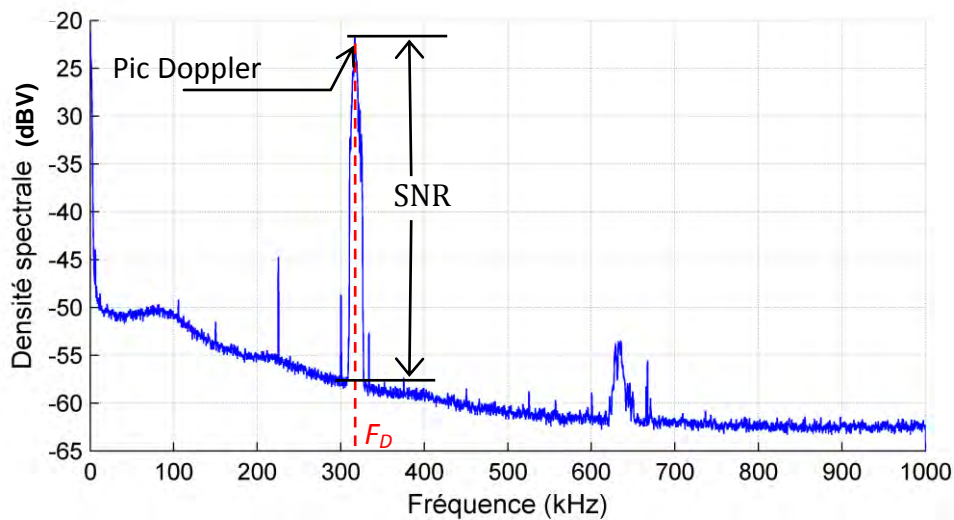


Figure III-29. Spectre d'un signal de self-mixing obtenu sur une cible métallique (cuivre). Le rapport signal-sur-bruit SNR est déterminé comme la différence entre le pic Doppler et le bruit de fond au-dessous.

La mise en forme du signal a été effectuée par un comparateur simple après un filtrage passe-bande avec une fréquence de coupure basse de 60 kHz et une fréquence de coupure haute de 900 kHz (≈ 3 fois la fréquence du signal) pour éviter le phénomène de multi-basculement. La méthode fréquentométrique (comptage de fréquence) utilisant respectivement un compteur de fréquence conventionnel et un compteur réciproque, est appliquée pour estimer la fréquence de ce signal. La fréquence de l'horloge de référence du compteur réciproque est égale à la fréquence d'échantillonnage (2 Mhz). La fenêtre de mesure des compteurs souhaitée est de 1ms. Elle est exactement égale à 1ms pour le compteur conventionnel alors qu'elle n'est pas définie de manière exacte pour le compteur réciproque car la durée de mesure réelle MT_0 est synchronisée sur le déclenchement du signal d'entrée. Au

total, environ 500 mesures de fréquence sont obtenues pour ce signal avec chacun des deux compteurs.

Les mesures de fréquence instantanée par la méthode de comptage sont représentées dans la Figure III-30. Les fréquences mesurées sont entre 303,5 et 328,5 kHz, de moyenne 316,9 kHz et d'écart-type 3,5 kHz (1,1%) pour les deux types de compteur (conventionnel et réciproque). Elles ont une distribution quasiment gaussienne autour de la valeur exacte égale à 317 kHz (Figure III-31). Le biais moyen des mesures par rapport à la valeur exacte (317 kHz) est 0,032% pour les deux types de compteur, donc les deux estimations sont non biaisées.

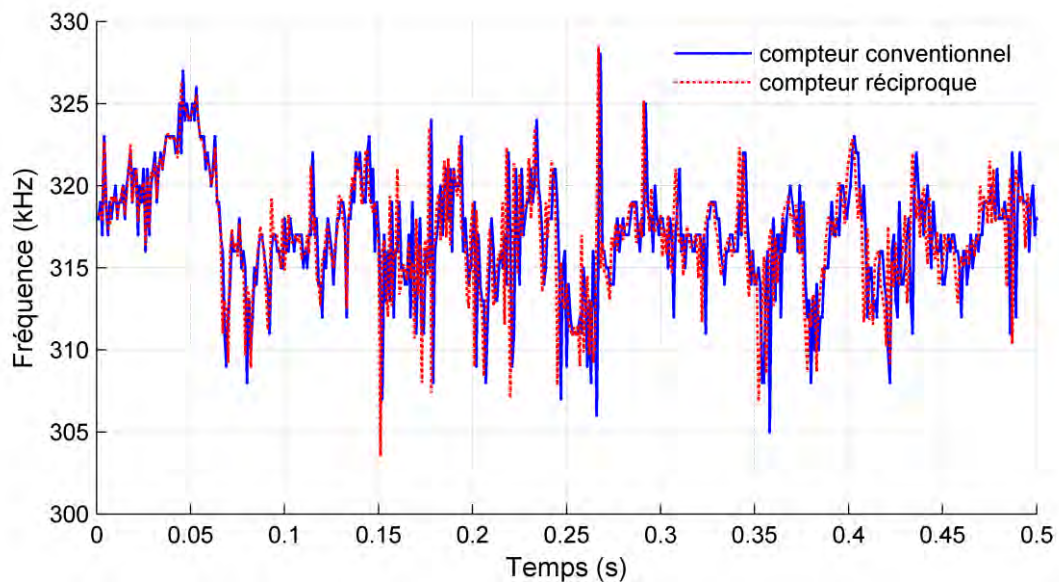


Figure III-30. Mesures de fréquence instantanée par la méthode de comptage conventionnelle et réciproque. Le décalage entre les deux courbes est dû au fait que les fenêtres de mesure des deux compteurs ne sont pas exactement les mêmes. Conditions expérimentales : matériau : cuivre ; distance capteur-cible : 27 cm ; $\gamma = 65^\circ$.

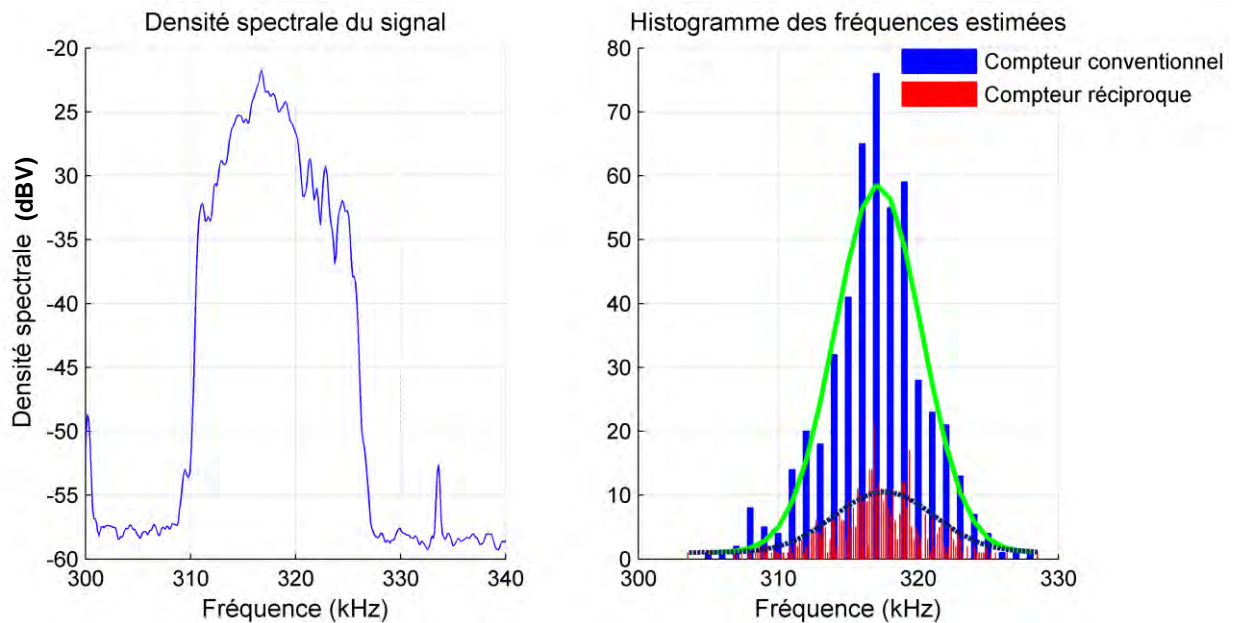


Figure III-31. Comparaison du spectre du signal avec l'histogramme des fréquences mesurées par la méthode de comptage présentées dans la Figure III-30. Les courbes en vert et noir sont des approximations gaussiennes des distributions des mesures de fréquence obtenues avec les compteurs conventionnel et réciproque. L'équation de fit de $y(x)$ est : $\text{gauss} = A \cdot \exp(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}) + y_{\min}$ avec A , μ et σ à déterminer et y_{\min} est une constante correspondant au minimum de y . Conditions expérimentales : matériau : cuivre ; distance capteur-cible : 27 cm ; $\gamma = 65^\circ$; fenêtre de mesure = 1ms ; nombre de mesures : 500 avec chaque compteur.

La seule différence entre les deux compteurs utilisés est la résolution des fréquences mesurées. Les fréquences mesurées avec le compteur réciproque ont une résolution relative (0,05%, cf. section 3.4.1.4.2) meilleure que celles mesurées avec le compteur conventionnel (0,33%, cf. relation (III - 30)), comme il a été démontré dans la section 3.4.1.4.2. Mais comme la résolution relative du compteur conventionnel (0,33%) est relativement bonne, ce paramètre (résolution) n'a pas trop d'influence sur la dispersion des mesures. Ainsi, les résultats obtenus par les deux compteurs sont similaires en termes de biais et variance.

Comparons alors les histogrammes de ces mesures avec le spectre du signal (Figure III-31). On remarque la concordance des fréquences mesurées avec la répartition spectrale du signal. Notons qu'en augmentant le temps de mesure, la résolution des compteurs s'améliore et la variance des mesures diminue (écart-type égal à 0,9% pour $T_m=5$ ms et 0,77% pour $T_m=10$ ms).

3.4.2.2.1.1 Comparaison avec la méthode FFT

Appliquons la méthode FFT présentée dans la section 3.1 au signal de self-mixing acquis expérimentalement et comparons les résultats obtenus avec le fréquencemètre. Étant don-

né que les mesures obtenues respectivement avec le compteur conventionnel et le compteur réciproque ont quasiment le même biais et la même dispersion, nous nous contentons de comparer les mesures obtenues avec la FFT à celles obtenues avec le compteur conventionnel. Les deux méthodes sont appliquées à chaque fois au même segment de signal (segment ayant une durée de 1 ms). La Figure III-32 montre les histogrammes des fréquences estimées par la méthode FFT et par le fréquencemètre conventionnel. Ces deux estimations sont fittées par deux distributions gaussiennes centrées sur la valeur exacte. Nous remarquons que les deux estimations sont non biaisées (valeur moyenne = valeur exacte). Par contre, les fréquences estimées par le fréquencemètre ont une variance légèrement plus élevée par rapport à celles estimées par la méthode FFT. L'écart-type des estimations par FFT est égal à 0,85% alors que celui des estimations par fréquencemètre est égal à 1,1%. Notons qu'en augmentant le temps de mesure de 1 ms à 10 ms, l'écart-type relatif des estimations par le fréquencemètre diminue à 0,77% alors que celui des estimations par la FFT reste constant (0,85%).

En revanche, la méthode d'analyse spectrale FFT est sensible au speckle. En cas d'évanouissement du signal, à cause du speckle, dans une trame de données, deux pics peuvent apparaître dans le spectre du signal (cf. section 3.1), ce qui perturbe la mesure effectuée par cette méthode. La Figure III-33(a) présente un signal de self-mixing qui subit l'effet speckle. La transformée de Fourier (FFT) de ce signal est présentée dans la Figure III-34. Deux pics apparaissent dans le spectre du signal. La fréquence Doppler exacte se situe alors entre ces deux pics. D'autre part, le signal mis en forme par un comparateur simple est présenté dans la Figure III-33(b). La mise en forme n'est pas perturbée par l'évanouissement du signal dû au speckle. Par conséquent, l'estimation par comptage de fréquence n'est pas perturbée. La méthode de comptage de fréquence semble donc plus robuste face au speckle que la méthode FFT.

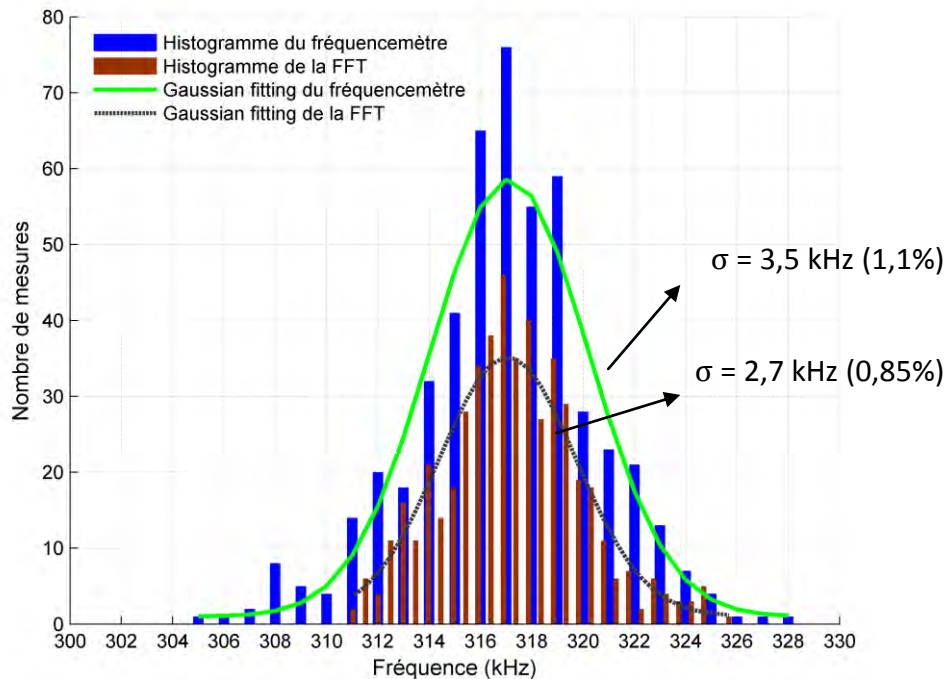


Figure III-32. Comparaison des fréquences estimées par la méthode FFT et le fréquencemètre conventionnel. L'équation de fit de $y(x)$ est : $\text{gauss} = A \cdot \exp(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}) + y_{\min}$ avec A , μ et σ à déterminer et y_{\min} est une constante correspondant au minimum de y .

Dans cette première application de la méthode de comptage sur un signal réel de self-mixing, nous avons obtenu de bonnes estimations (estimations non biaisées et de faible variance) de la fréquence Doppler du signal. De plus, en augmentant le temps de mesure, la variance des mesures diminue. Bien que la résolution du compteur réciproque soit bien meilleure que celle du compteur conventionnel, le comptage conventionnel et le comptage réciproque présentent des résultats similaires en termes de dispersion des mesures quand la résolution du compteur conventionnel est acceptable. Par contre, le point fort du comptage réciproque est la possibilité d'avoir une bonne résolution même quand la fréquence du signal et le temps de mesure sont bas (dans ce cas, le compteur conventionnel a une résolution médiocre). Donc, si la contrainte sur le temps de mesure n'est pas très forte, et si les fréquences à mesurer ne sont pas très basses (par exemple, si les fréquences des signaux sont supérieures à 100 kHz, un temps de mesure de 1 ms permet d'obtenir une résolution minimale du compteur conventionnel égale à 1%), les comptages conventionnel et réciproque permettent de donner des résultats similaires. Ensuite, une comparaison entre les mesures obtenues par la méthode de comptage et la FFT a montré une similitude entre les

résultats avec une variance des mesures légèrement meilleure pour la FFT (0,85% contre 1,1%). Mais, en augmentant le temps de mesure de 1 ms à 10 ms, la variance des mesures par la méthode de comptage diminue à 0,77% tandis que celle des mesures par la FFT reste quasiment constante. En outre, nous avons montré que la méthode de comptage est moins sensible à l'effet speckle que la FFT où deux pics peuvent apparaître dans le spectre du signal. L'étape suivante est d'appliquer la méthode de mesure présentée ici sur différents types de cible en défilement (distance fixe entre le capteur et la cible) et comparer les résultats obtenus avec ceux de la FFT, afin de valider cette méthode expérimentalement.

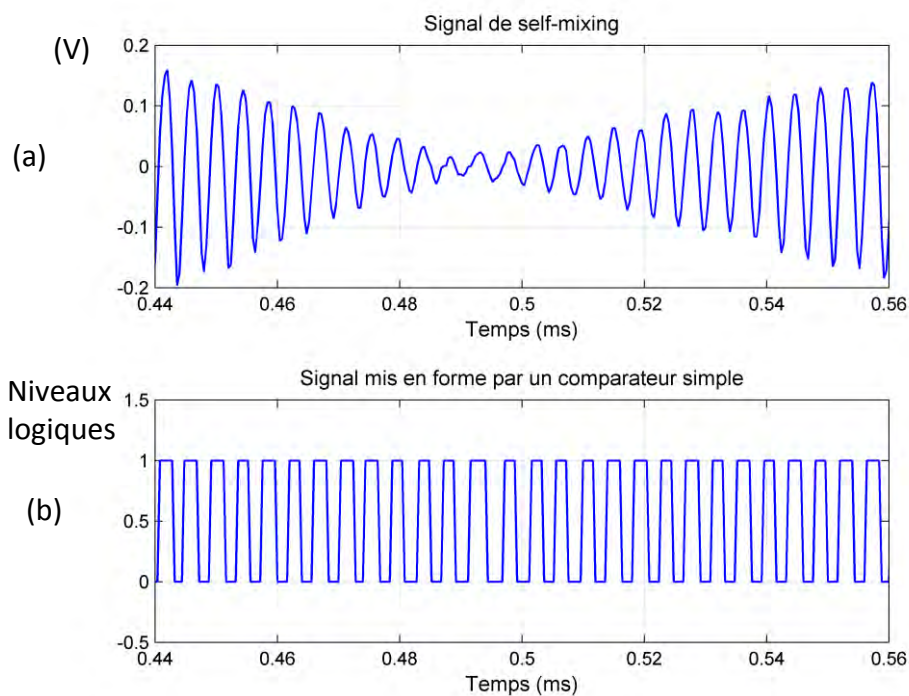


Figure III-33. Signal de self-mixing perturbé par l'effet speckle (a) et mis en forme par un comparateur simple (b). La mise en forme du signal n'est pas perturbée par l'effet speckle.

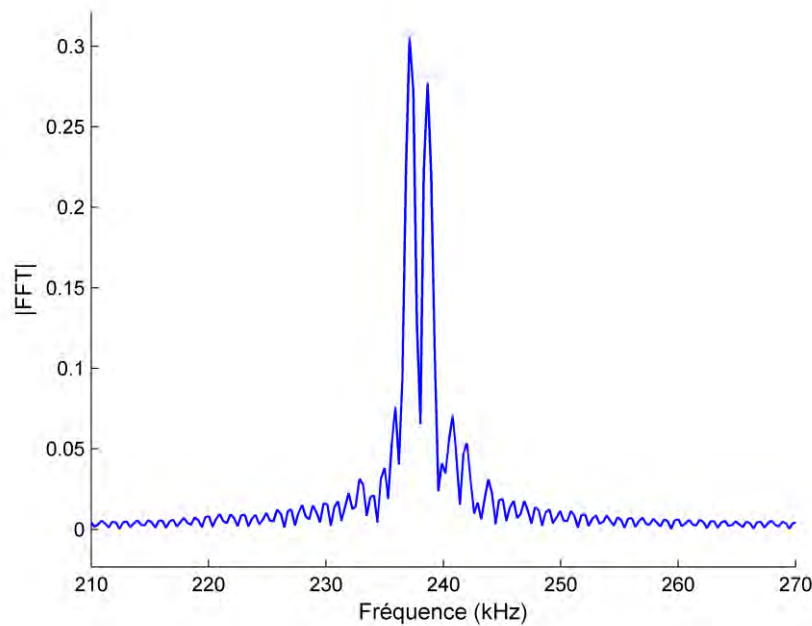


Figure III-34. Transformée de Fourier (FFT) d'un signal de self-mixing évanoui par l'effet speckle. Deux pics apparaissent dans le spectre du signal. La fréquence Doppler exacte se situe entre ces deux pics.

3.4.2.2.2 Résultats sur différents types de cible solide

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus en appliquant la méthode fréquentométrique sur des signaux réels de self-mixing obtenus en illuminant différents types de cible : cuivre, papier de verre et verre. Dans toutes les expérimentations ci-dessous, nous avons utilisé le dispositif expérimental présenté dans la Figure III-27 et la Figure III-28, l'angle γ étant maintenu constant (autour de 30°), i.e. la direction de la cible ne varie pas.

3.4.2.2.2.1 Cuivre

La cible étant un disque en cuivre à surface dépolie de diamètre 11 cm tournant à une vitesse constante (Figure III-35), le faisceau laser illumine un point de la cible. Des acquisitions de données sont effectuées à l'aide de l'oscilloscope numérique Nicolet Sigma 100 pour dix vitesses de rotation différentes du disque (i.e. 10 fréquences différentes du signal) avec une fréquence d'échantillonnage égale à 1 MHz. Cent mesures de fréquence par la FFT et le fréquentemètre conventionnel ont été effectuées à chaque fois. Afin d'augmenter la résolution et de diminuer l'erreur de mesure, une durée de mesure égale à 10 ms est choisie pour les deux méthodes de mesure.

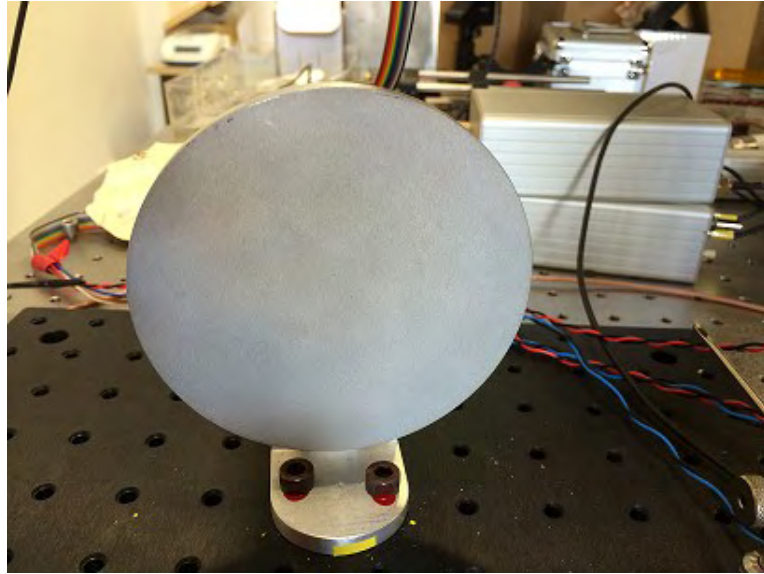


Figure III-35. La cible est un disque en cuivre à surface dépolie de diamètre 11cm tournant à une vitesse constante autour de son centre.

Les signaux acquis ont un rapport signal-sur-bruit d'environ 50 dB. Le rapport signal-sur-bruit est déterminé comme décrit dans la Figure III-29. Les signaux sont filtrés par un filtre passe-haut ayant une fréquence de coupure basse de 5 kHz. La mise en forme du signal avant qu'il soit appliqué à l'entrée du compteur du fréquencemètre est accomplie via un comparateur simple.

Les mesures de fréquence sont présentées dans la Figure III-36 avec un intervalle de confiance de 95%. Les deux méthodes de mesure présentent des résultats similaires en termes de biais et d'écart-type. Pour les deux méthodes, le biais et l'écart-type relatifs maximaux des estimations sont respectivement 0,6% et 3% (correspondant à la plus basse fréquence égale à 57 kHz). Par contre, l'écart-type relatif des mesures décroît quand la fréquence du signal à mesurer augmente. Il est à moins de 0,8% pour la fréquence maximale mesurée égale à 311 kHz. Notons que dans ces mesures, l'écart-type absolu est presque constant ($\approx 1,86$ kHz) quelque soit la fréquence du signal, i.e. la variance absolue des mesures ne varie pas en fonction de la fréquence du signal (i.e. vitesse de la cible).

En conclusion, sur une cible métallique en cuivre, la méthode de comptage de fréquence a permis d'obtenir des résultats identiques à la méthode FFT en termes de biais et de variance des mesures. Ces résultats nous permettent de conclure que la méthode de comptage

est valide pour la mesure de la fréquence Doppler de signaux de self-mixing quand la cible illuminée est métallique dépolie, en cuivre en particulier.

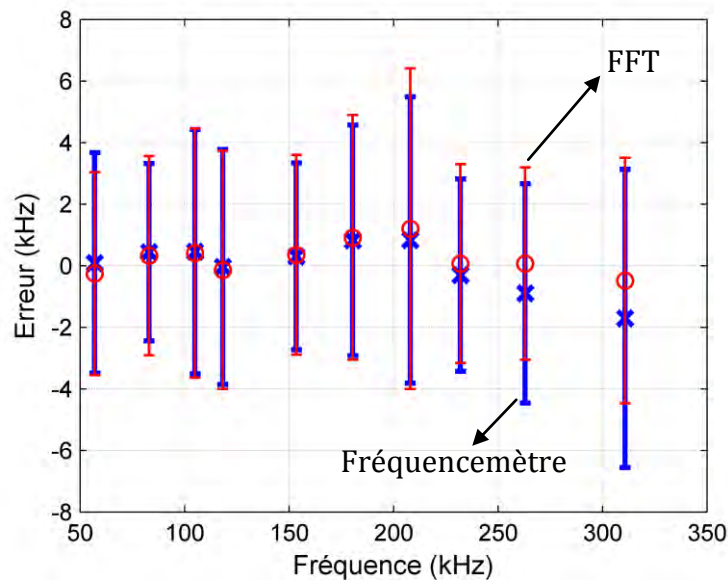


Figure III-36. Mesures de fréquence pour des signaux de self-mixing obtenus en illuminant une cible en cuivre. L'erreur est la différence entre la valeur mesurée et la valeur exacte calculée par un analyseur de spectre. L'intervalle de confiance de 95% est présenté.

3.4.2.2.2 Papier de verre

Le disque en cuivre est recouvert maintenant d'un papier de verre (Norton P40), ce qui fournit une surface plus rugueuse que la surface métallique. Des acquisitions de données sont effectuées à l'aide de l'oscilloscope numérique LeCroy (WaveRunner HRO 66zi) pour dix vitesses de rotation différentes du disque avec une fréquence d'échantillonnage égale à 2,5 MHz. Pour chacune des vitesses de rotation, la durée totale des acquisitions est égale à 4 secondes (deux acquisitions de 2s chacune), ce qui correspond à un nombre total de 400 mesures de fréquence avec un temps de mesure $T_m = 10$ ms à chaque fois. Les signaux acquis ont un rapport signal-sur-bruit d'environ 50 dB.

L'oscilloscope numérique LeCroy dispose d'un analyseur de spectre qui permet pour chaque acquisition de données de déterminer la fréquence Doppler correspondant au pic dans le spectre du signal. Ces valeurs de fréquence Doppler trouvées par l'analyseur de

spectre sont considérées comme valeurs de référence pour calculer les biais des mesures effectuées par le fréquencemètre et la FFT.

Les signaux sont également filtrés par un filtre passe-bas et mis en forme par un comparateur simple avant le comptage numérique.

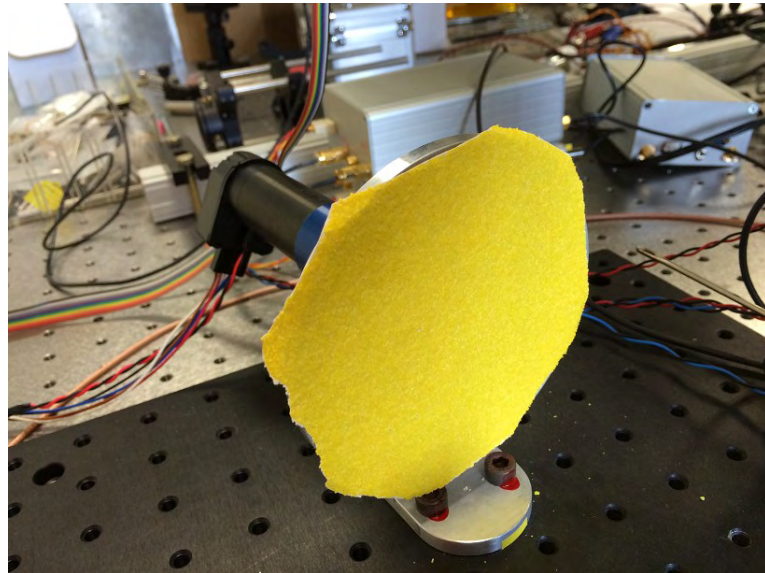


Figure III-37. La cible est un papier de verre Norton P40 collé sur un disque de diamètre 11cm tournant à une vitesse constante autour de son centre.

La Figure III-38 présente les résultats obtenus par le fréquencemètre et la FFT pour les différentes vitesses de rotation du disque. Nous remarquons la similitude entre les résultats obtenus par la FFT et le fréquencemètre. Les deux mesures ont quasiment les mêmes biais et écarts-types (les intervalles de confiance se superposent). Le biais relatif maximal des mesures par rapport aux valeurs de référence est égal à 0,5% et l'écart-type relatif maximal est égal à 2,3% correspondant à la plus basse fréquence mesurée (56kHz). Tandis qu'aucune dépendance du biais de mesure par rapport à la vitesse de la cible n'est remarquée, l'écart-type absolu, quant à lui, augmente avec la vitesse de la cible (dans la Figure III-38, la largeur des intervalles de confiance augmente en fonction de la fréquence Doppler, i.e. la vitesse de la cible). Il est d'environ 1,3 kHz pour la vitesse la plus basse et augmente pour atteindre environ 2,3 kHz pour la vitesse la plus élevée. Cela peut être lié à l'élargissement du pic Doppler qui croît (de 2 kHz à 6 kHz) en fonction de la vitesse de la cible, dû en partie à l'effet speckle comme nous avons vu dans la section 2.2. L'écart-type est de l'ordre de la demi-

largeur du pic (FWHM/2). Par contre, en valeur relative, l'écart-type décroît avec la vitesse de la cible pour atteindre une valeur entre 0,55 et 0,7% à la plus haute vitesse (correspondant à la fréquence 364 kHz).

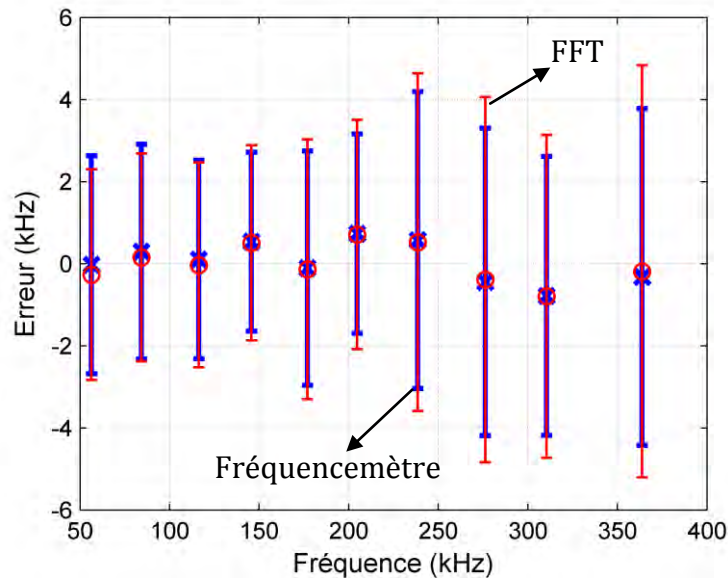


Figure III-38. Mesures de fréquence pour des signaux de self-mixing obtenus en illuminant une cible en papier de verre. L'erreur est la différence entre la valeur mesurée et la valeur exacte calculée par un analyseur de spectre. L'intervalle de confiance de 95% est présenté.

Pour conclure, les résultats obtenus en illuminant du papier de verre qui est une cible de surface rugueuse, montrent une grande ressemblance entre les estimations de fréquence obtenues par la FFT et le fréquencesmètre en termes de biais et écart-type (< 0,5% et 2,3% respectivement). Nous avons également observé l'augmentation de l'écart-type absolu des mesures obtenues par la FFT et le fréquencesmètre respectivement, en fonction de la vitesse de la cible. Ce dernier a une valeur d'environ la moitié de la largeur du pic Doppler qui croît avec la vitesse de la cible dû à l'effet speckle. Pour finir, de manière générale, les résultats des mesures obtenues sur le papier de verre en comparaison avec celles obtenues sur le cuivre sont similaires en termes de biais et de variance (cf. Tableau III-1).

3.4.2.2.3 Verre

La même expérimentation faite avec le papier de verre est répétée en remplaçant ce dernier par une plaque de verre (de dimensions 15cm x 15cm) collée sur le disque (de diamètre 11 cm) avec de la colle thermique. Le faisceau laser pointe en dehors de la zone du disque, i.e. il n'y a aucun obstacle opaque derrière le verre au point illuminé (cf. Figure III-39).

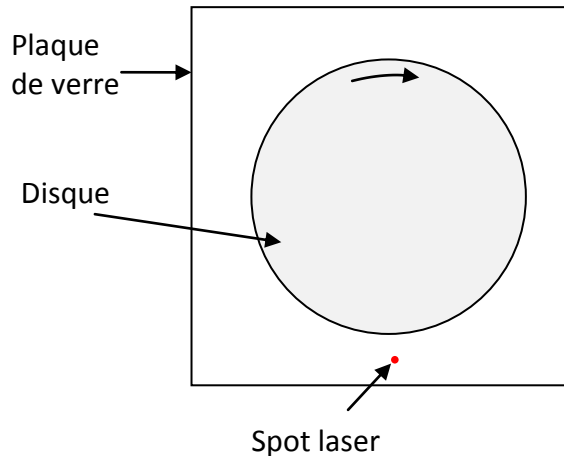


Figure III-39. Schéma représentant la cible qui est une plaque de verre 15 x 15 cm collée sur un disque de diamètre 11cm tournant à une vitesse constante autour de son centre.

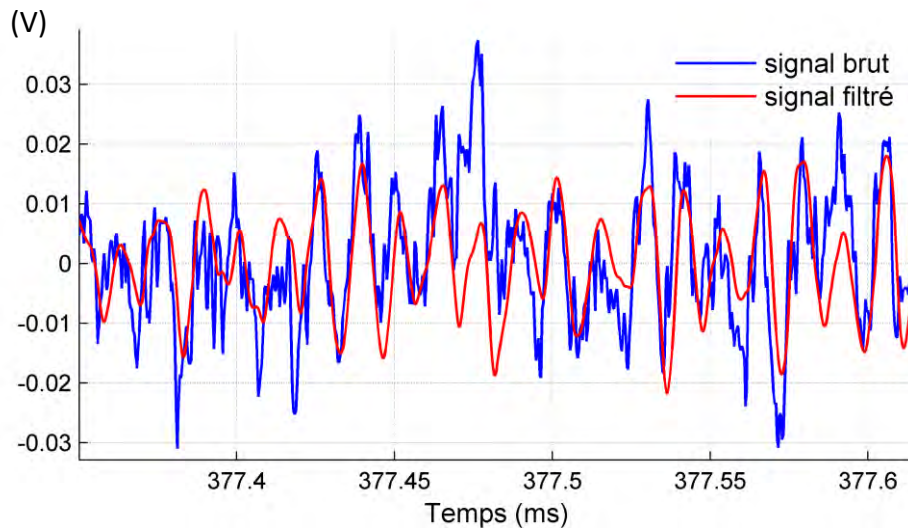


Figure III-40. Filtrage du signal acquis sur le verre avant de l'appliquer à l'entrée du trigger du fréquencemètre.

Les signaux acquis ont un rapport signal-sur-bruit d'environ 30 dB. Mais cette fois-ci, ils subissent une distorsion comme illustré dans la Figure III-40. Ainsi, avant que le signal soit appliqué à l'entrée du trigger du fréquencemètre, il doit être traité afin d'éliminer ces distorsions. Nous appelons cette étape : extraction du signal. Nous proposons deux méthodes d'extraction (deux modèles de la chaîne de traitement) du signal distordu. La première méthode de traitement consiste à filtrer le signal par un filtre passe-bande adaptatif ayant une bande passante de 100 kHz, ici, centrée sur la fréquence fondamentale (F_D) estimée du signal (Figure III-40), avant de le mettre en forme par un trigger et commencer le comptage

numérique. Le schéma bloc de ce fréquencemètre est présenté dans la Figure III-41. Le développement d'un filtre adaptatif est bien plus facile à mettre en œuvre en numérique qu'en analogique. Alors une conversion analogique/numérique du signal peut être effectuée avant le filtrage passe-bande du signal. Une fois que le signal $v(t)$ a été numérisé ($v(k)$), il est divisé en trames de données de longueur égale au temps de mesure souhaité. Une trame de données est traitée à la fois pour estimer F_D et ensuite mettre à jour les coefficients (en conséquence la bande passante) du filtre passe-bande qui sera appliqué à la trame de données suivante. Cela implique que la fréquence Doppler ne varie pas plus de 50 kHz (demi bande passante du filtre) d'une trame de données à la trame suivante car sinon, elle sera à l'extérieur de la bande passante du filtre passe-bande et sera éliminée par la suite.

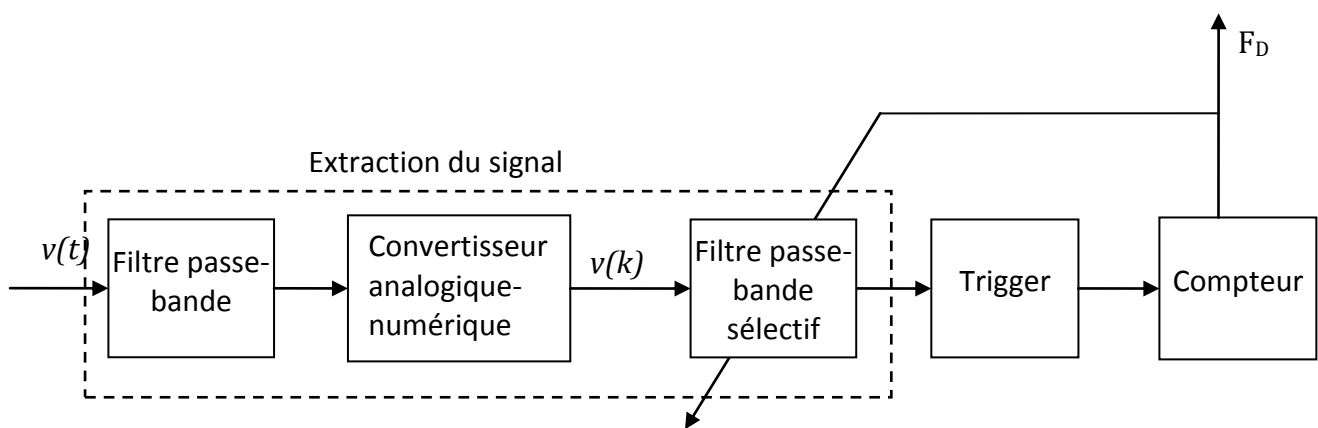


Figure III-41. Schéma bloc du fréquencemètre avec un filtre passe-bande adaptatif.

La deuxième méthode consiste à auto-corréler le signal (corrélation croisée du signal par lui-même). En effet, l'autocorrélation permet de détecter des régularités, des profils répétés dans un signal tel qu'un signal périodique perturbé par un bruit important comme c'est le cas du signal de self-mixing obtenu sur du verre. Ainsi, le signal d'autocorrélation est caractérisé par un meilleur rapport signal-sur-bruit (Figure III-42). Le calcul de la fonction d'autocorrélation peut être effectué soit de manière analogique, soit de manière numérique sur le signal échantillonné temporellement. Dans les deux cas, le signal (après avoir été filtré par un filtre passe-bande pour diminuer les bruits bas et haute fréquence) est tout d'abord transformé en un signal à deux états par un trigger. La fonction d'autocorrélation d'un tel signal (rectangulaire) présente une forme en dents de scie de même fréquence que le signal

initial. Le calcul d'autocorrélation d'un signal à deux états est facilement réalisable (le produit et la somme de nombres de 1 bit sont facilement réalisables électroniquement). Notons que le calcul de la fonction d'autocorrélation peut être aussi effectué sur le signal numérisé par un convertisseur analogique-numérique. Par contre, cela a pour effet d'augmenter le temps de calcul et les ressources utilisées et de limiter la bande passante du système (nous verrons cela à la section 3.4.2.3). Ensuite le signal autocorrélé est filtré par un filtre passe-haut car la modulation d'amplitude due à l'effet speckle peut présenter une certaine forme de régularité et ainsi apparaître dans le signal autocorrélé. Puis il est mis en forme par un trigger et appliqué au compteur afin de calculer la fréquence Doppler instantanée F_D . Le schéma bloc de cette méthode de traitement est présenté dans la Figure III-43.

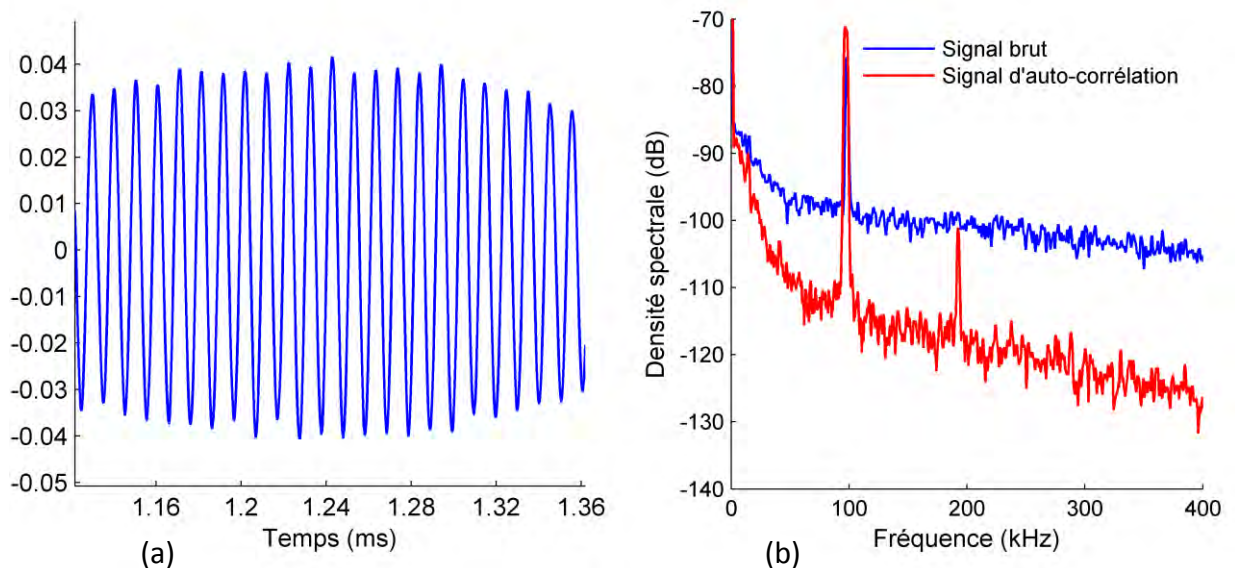


Figure III-42. (a) Signal d'autocorrélation du signal de self-mixing obtenu sur le verre, (b) Spectres du signal brut et du signal d'autocorrélation. Le signal d'autocorrélation a un meilleur rapport signal-sur-bruit.

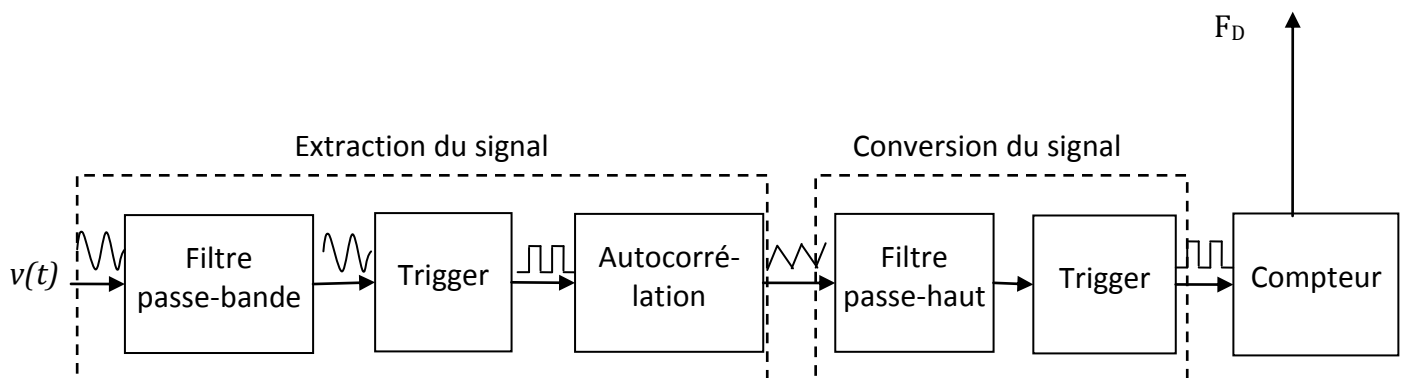


Figure III-43. Schéma bloc du fréquencemètre utilisant un processus d'autocorrélation. Le bloc « Extraction du signal » permet d'extraire le signal noyé dans le bruit et le bloc « Conversion du signal » permet de convertir le signal en un signal à deux états logiques appliqué ensuite au compteur pour déterminer la fréquence Doppler.

La Figure III-44 montre la similitude entre les mesures faites par la FFT et les deux méthodes (filtrage adaptatif et autocorrélation) présentées ci-dessus utilisant le fréquencesmètre appliquées sur un signal de self-mixing acquis sur du verre. Les différentes courbes des mesures ont la même allure en fonction du temps. Notons que la méthode du filtrage adaptatif nécessite une première estimation de la fréquence Doppler avec une FFT pour initialiser la fréquence centrale du filtre passe-bande. Cette méthode présente aussi un risque de dérapage qui se produit quand une mauvaise estimation de la fréquence Doppler a lieu car cette dernière sera utilisée ensuite pour déterminer la bande passante du filtre. Ainsi, si à un moment donné, une mauvaise estimation de F_D est produite de sorte que la bonne fréquence Doppler sera à l'extérieur de la nouvelle bande passante du filtre, cette dernière est éliminée et le système dérape. Ce risque n'existe pas pour la méthode d'autocorrélation car elle n'est pas récursive, i.e. l'estimation de fréquence Doppler à un instant donné ne dépend pas de l'estimation à l'instant précédent.

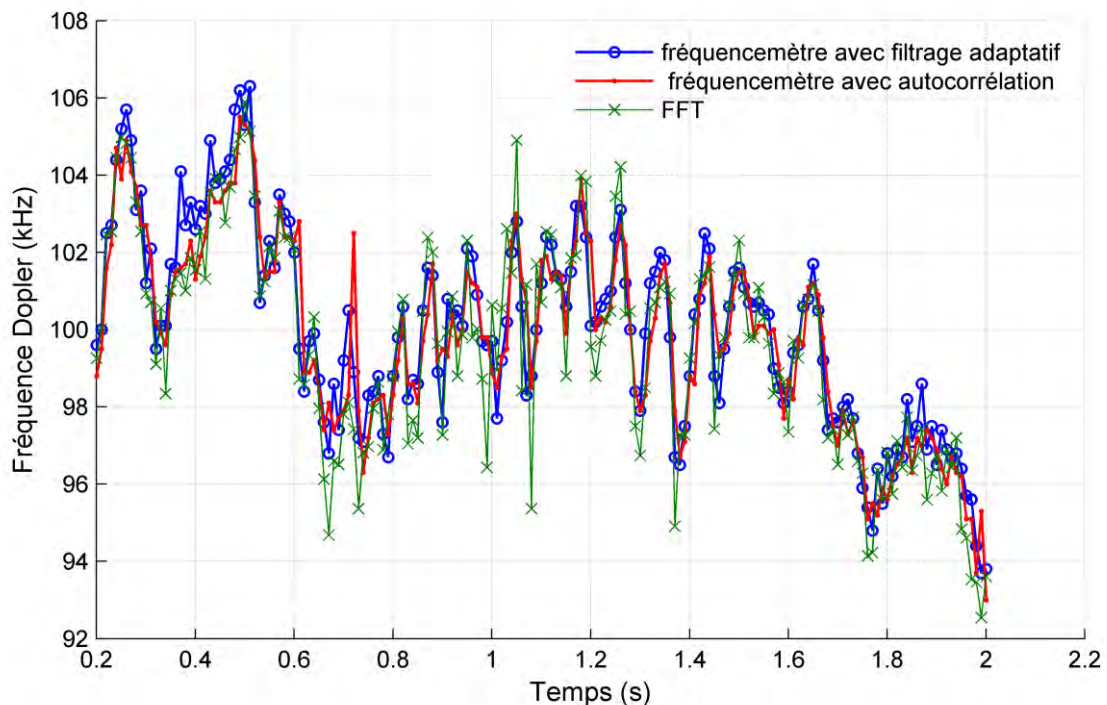


Figure III-44. Mesure de fréquence Doppler d'un signal de self-mixing obtenu sur du verre, utilisant le fréquencesmètre avec filtrage adaptatif ou autocorrélation, et l'algorithme FFT.

Les résultats des différentes mesures faites sur le verre sont présentés sur la Figure III-45. Encore une fois, les différentes mesures ont quasiment les mêmes intervalles de confiance. Le biais absolu maximal observé est égal à 3,3 kHz correspondant à la fréquence du signal la plus haute égale à 356 kHz (biais relatif = 0,9%). Par contre, le biais relatif maximal égal à 1,5% correspond à la fréquence du signal la plus basse (80 kHz). De même, l'écart-type absolu moyen des mesures est de 3,45 kHz pour la FFT et 3,18 kHz pour le Fréquencemètre. L'écart-type relatif maximal est égal à 3,33% correspondant à la fréquence 134,5 kHz. Il décroît quand la fréquence augmente pour atteindre entre 1 et 1,5% aux plus hautes fréquences mesurées. Notons que les signaux acquis sur le verre ont une large bande passante, ce qui explique les valeurs élevées de l'écart-type des mesures.

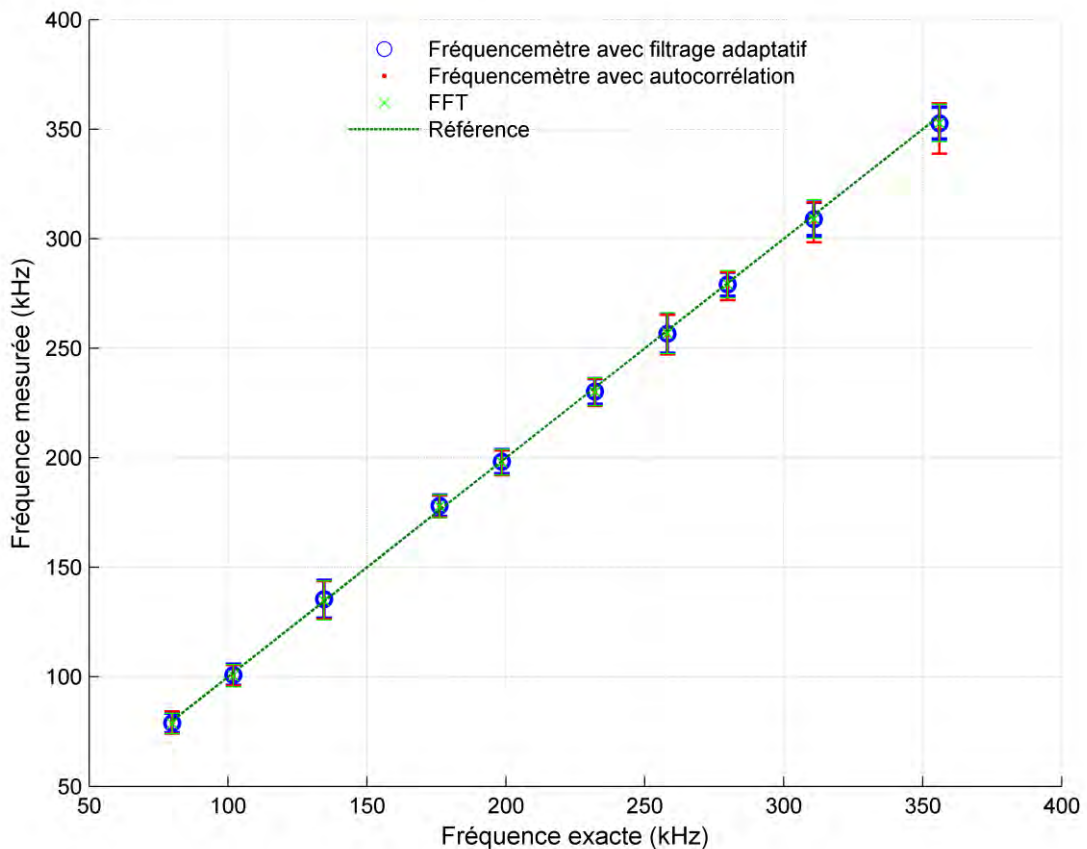


Figure III-45. Mesures de fréquence pour des signaux de self-mixing obtenus sur une cible en verre. La fréquence exacte est calculée par un analyseur de spectre. L'intervalle de confiance de 95% est présenté.

La variation des fréquences mesurées en fonction de la vitesse de la cible, qui est proportionnelle à la fréquence de l'encodeur optique, est présentée dans la Figure III-46. La ligne

verte est une approximation linéaire de cette variation. La relation entre les fréquences mesurées et la vitesse de la cible est quasiment linéaire, ce qui est conforme à la relation (III - 1) qui lie la fréquence Doppler et la vitesse de la cible. Cette relation linéaire trouvée permet de valider les mesures réalisées par le Fréquencemètre.

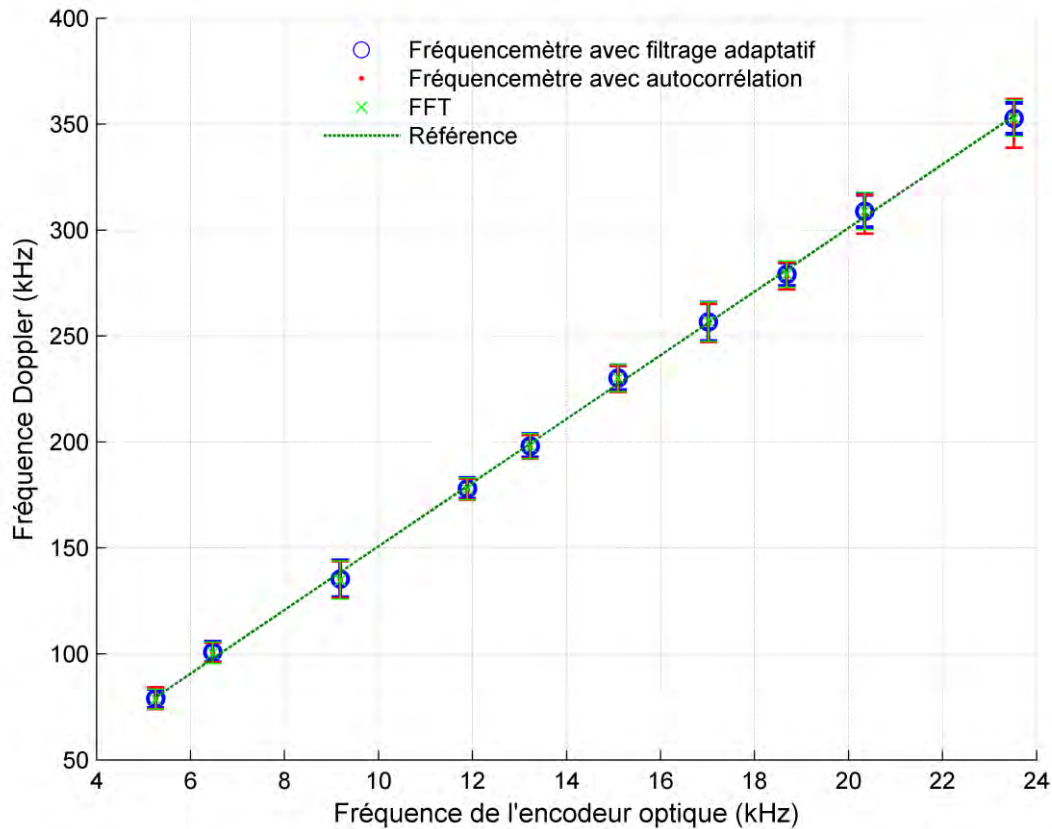


Figure III-46. Variation de la fréquence fondamentale du signal (fréquence Doppler) en fonction de la fréquence de l'encodeur optique qui est proportionnelle à la vitesse de la cible.

3.4.2.2.3 Conclusion

Le Tableau III-1 résume les résultats obtenus sur les trois types de cible. Nous remarquons la similitude entre les résultats obtenus avec le Fréquencemètre et la FFT. Ainsi, nous pouvons conclure que cette méthode de comptage de fréquence est valable pour mesurer la fréquence fondamentale d'un signal de self-mixing correspondant à la fréquence Doppler. Notons que l'étape de mise en forme du signal est très importante pour assurer un bon fonctionnement du fréquencemètre.

Tableau III-1. Résultats obtenus sur les différents types de cible solide.

	Fréquence-mètre						FFT					
	Biais			Écart-type			Biais			Écart-type		
	Moyenne (Hz)	Absolu (kHz)	Relatif (%)	Moyenne (kHz)	Absolu (kHz)	Relatif (%)	Moyenne (Hz)	Absolu (kHz)	Relatif (%)	Moyenne (kHz)	Absolu (kHz)	Relatif (%)
Cuivre	-2,6	[-1,71; 0,83]	[-0,55; 0,52]	1,86	[1,44; 2,42]	[0,67; 3,14]	245,6	[-0,487; 1,2]	[-0,46; 0,57]	1,86	[1,56; 2,6]	[0,59; 2,91]
Papier de verre	54,6	[-0,78; 0,73]	[-0,25; 0,37]	1,5	[1,09; 2,05]	[0,55; 2,35]	8	[-0,795; 0,71]	[-0,48; 0,35]	1,67	[1,19; 2,51]	[0,64; 2,29]
Verre	-858,9	[-3,3; 1,29]	[-1,1; 1,1]	3,18 kHz	[2,24; 4,5]	[1,03; 3,2]	-1004,7 Hz	[-3,2; 1,75]	[-1,51; 1]	3,45 kHz	[2,31; 4,66]	[1,2; 3,33]

3.4.2.3 Implémentation sur un circuit logique programmable (FPGA) et test sur site

Afin de garantir un système robuste permettant de fournir des mesures précises même quand le signal est très bruité et subit une distorsion comme c'est le cas pour une cible en verre par exemple, nous avons choisi d'implémenter sur un circuit logique programmable un système comportant un auto-corrélateur (ce système est semblable à celui décrit dans la Figure III-43 avec la différence que maintenant la fonction d'autocorrélation est appliquée au signal numérisé sur 14 bits par le convertisseur analogique-numérique intégré dans la carte de développement utilisée). L'auto-corrélateur permet d'auto-corréler le signal afin de réduire le bruit et d'augmenter ainsi le rapport signal-sur-bruit. Nous avons prouvé dans la section précédente l'utilité de cette technique quand le signal de self-mixing est très bruité. En outre, le compteur utilisé est de type « compteur réciproque » afin de garantir une meilleure précision des mesures pour une large gamme de fréquences allant jusqu'à quelques kHz (en fréquences basses).

L'implémentation s'est faite sur une carte de développement de type Spartan-3E Starter Kit (FPGA XC3S500E-4FG320C). La fréquence de l'horloge utilisée est de 100 MHz. Le convertisseur analogique / numérique (CAN) intégré dans la carte permet d'échantillonner le signal avec une fréquence allant jusqu'à 1,4 MHz. La mémoire RAM de la carte permet d'enregistrer 4096 échantillons du signal (chaque échantillon est codé sur 14 bits). C'est la

capacité de cette mémoire (4096 échantillons) qui détermine le temps de mesure, i.e. la longueur de la fenêtre de mesure. En choisissant une fréquence d'échantillonnage de 715 kHz, le temps de mesure correspondant aux 4096 échantillons est de 5,73 ms.

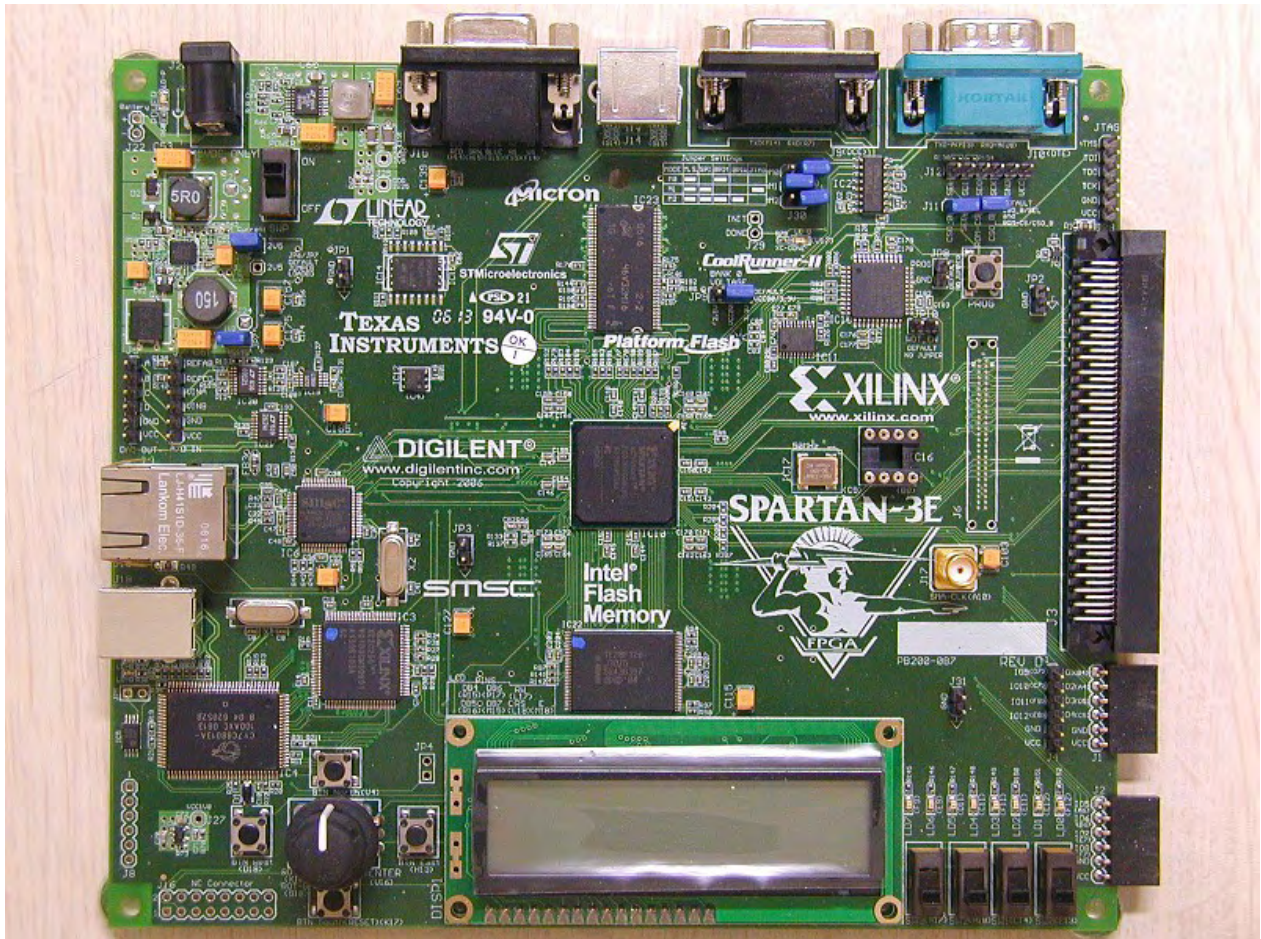


Figure III-47. Carte de développement Spartan-3E Starter Kit.

La formule non biaisée de l'autocorrélation numérique a été choisie pour implémenter l'auto-corrélateur car cette formule permet de fournir une amplitude relativement constante du signal auto-corrélé en comparaison avec la formule biaisée qui génère un signal d'amplitude décroissante en fonction du temps :

$$R(k) = \frac{1}{L-k} \sum_{l=k}^{L-1} v(l)v(l-k) , \quad \text{pour } 0 \leq k \leq L-1 \quad (\text{III} - 32)$$

où $L = 4096$ est le nombre d'échantillons par trame de données ou fenêtre de mesure. L'opération d'autocorrélation transforme le signal du CAN (14 bits) en un signal auto-corrélé sur 81 bits, tronqué sur 27 bits. Ce calcul d'autocorrélation (sur un signal de 14 bits) est extrêmement coûteux en termes de ressources et de temps de calcul. Vu que les ressources disponibles sur la carte FPGA sont très limitées en termes de mémoire et de calculateurs, une parallélisation des opérations n'est pas possible car celle-ci nécessite l'accès simultané à toutes les adresses de la mémoire, ce qui est très problématique en termes de ressources nécessaires. Pour ces raisons, l'auto-corrélateur implémenté est purement séquentiel (les opérations se font l'une après l'autre).

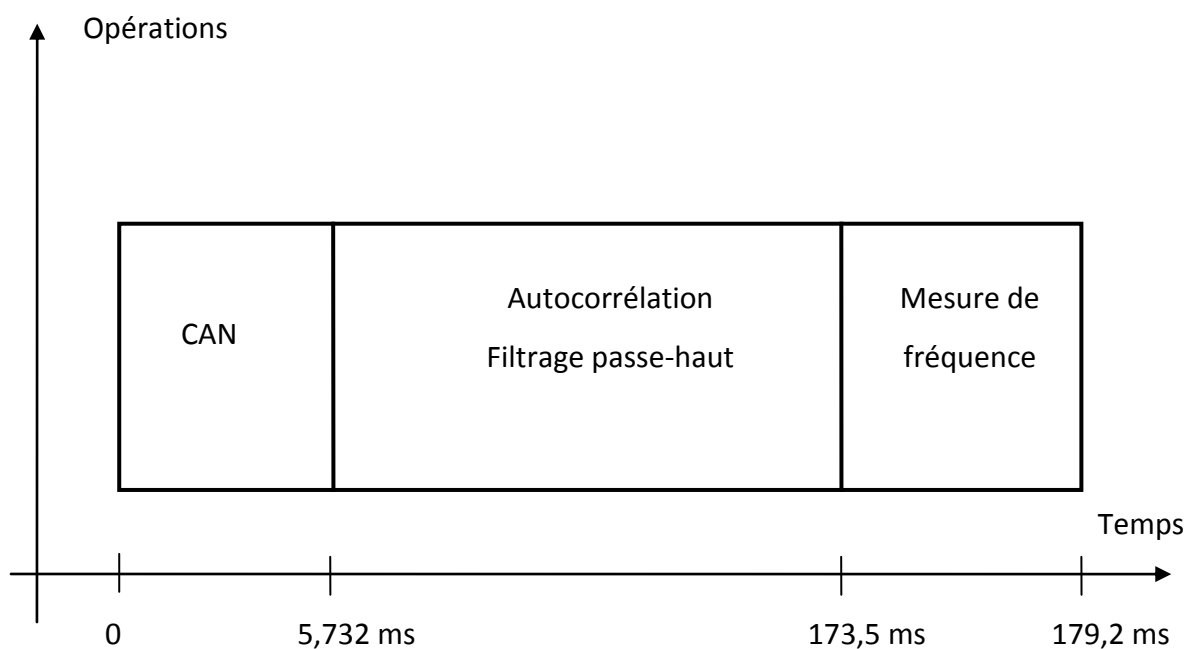


Figure III-48. Chronogramme montrant le temps pris par les différentes opérations du fréquencemètre avec une fréquence d'horloge de 100 MHz et une fréquence d'échantillonnage du CAN de 715 kHz.

Le chronogramme présenté dans la Figure III-48 montre le temps pris par chacune des opérations du fréquencemètre implémenté. C'est l'opération d'autocorrélation qui nécessite le plus de temps de calcul (94% du temps total) car elle est implémentée de manière séquentielle et appliquée à un signal numérisé sur 14 bits. Notons que le temps de calcul de l'autocorrélation est lié au carré du nombre d'échantillons du signal. Si ce nombre double, le temps de calcul quadruple. Ainsi, avec l'architecture implémentée actuellement, une mesure de fréquence est obtenue environ toutes les 180 ms, ce qui correspond à une fréquence de rafraichissement des mesures de 5,5 Hz. Des optimisations sont alors envisagées dans le fu-

tur afin de minimiser le temps total de calcul et les ressources utilisées en appliquant l'autocorrélation sur un signal d'1 bit comme décrit dans la Figure III-43 et en parallélisant les différents blocs (auto-corrélateurs et compteurs) sachant qu'actuellement 80% des ressources de la FPGA sont utilisées (principalement par l'auto-corrélateur). Une architecture avec parallélisation (pipeline par exemple) peut être utilisée afin de garantir un système plus performant opérant en temps-réel.

A noter qu'avec la carte de développement utilisée, un module FFT de 1024 points ne peut pas être placé à cause d'un manque de ressources.

Le fréquencemètre implémenté sur la carte FPGA a été testé en configurations réelles. Un dispositif expérimental similaire à celui utilisé auparavant (Figure III-27) est utilisé. La cible est un disque en cuivre tournant à une vitesse constante. La diode laser est ML 725B11F (DFB) émettant à une longueur d'onde λ de 1310 nm, avec une puissance de 5 mW. Le courant d'alimentation est de 14 mA.

Afin de comparer les mesures faites par le fréquencemètre implémenté sur FPGA et la FFT, des mesures ont été effectuées simultanément avec la carte FPGA et la FFT effectuée sur un ordinateur utilisant Labview. La FFT est appliquée sur 2048 points du signal échantillonné à 1 MHz. Les valeurs de fréquence de la FPGA (affichées sur le LCD) reposaient sur une moyenne de 16 mesures, alors que la FFT était un moyennage de 10 calculs successifs de FFT. Des mesures ont été faites pour six vitesses de rotation différentes du disque correspondant à des fréquences Doppler de 12, 21, 30, 40, 50 et 165 kHz. Un écart maximal de 1,5% a été remarqué entre les mesures faites par le fréquencemètre implémenté sur la FPGA et la FFT effectuée sur l'ordinateur. En outre, pour une fréquence Doppler de 50 kHz, l'écart-type des mesures effectuées par le fréquencemètre est de 3,3%, ce qui est très proche des résultats trouvés précédemment pour une cible en cuivre en post-traitant les données sur l'ordinateur (cf. Tableau III-1). De plus, une centaine de mesures a été effectuée en continu à chaque fois avec le fréquencemètre pour différentes vitesses de rotation de la cible. La Figure III-49 montre ces mesures de fréquence, avec un intervalle de confiance de 95%. Nous remarquons que l'intervalle de confiance augmente avec la fréquence mesurée. Cela est dû au fait que la bande passante (FWMH) du signal de self-mixing augmente avec la vitesse de la cible (élargissement du pic Doppler, cf. section 2.2 de ce chapitre). Elle est de 1,5 kHz pour une fréquence Doppler de 12 kHz et augmente pour atteindre 18 kHz pour une fréquence

Doppler de 166 kHz. L'écart-type maximal de 3,8 kHz est obtenu pour cette dernière, ce qui correspond à un écart-type relatif de 2,3%. Notons que l'écart-type des mesures est toujours inférieur à la demi-largeur du pic (FWHM/2).

Ces résultats expérimentaux obtenus nous permettent de conclure à la validité de cette méthode de mesure de fréquence et par conséquent de vélocimétrie.

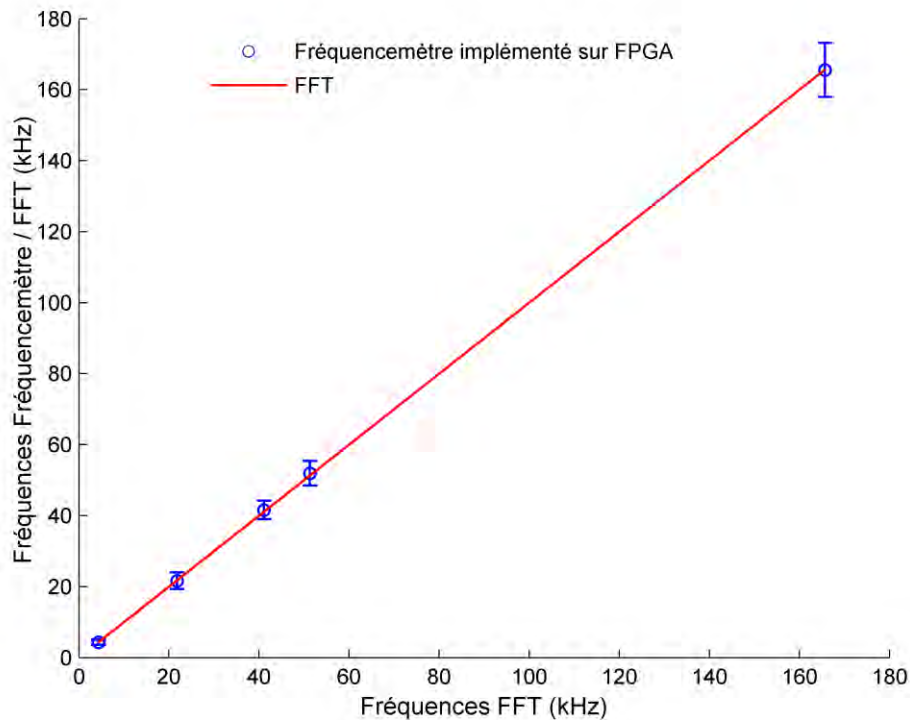


Figure III-49. Comparaison des mesures faites avec le fréquencemètre implémenté sur la carte FPGA et celles avec une FFT. L'intervalle de confiance de 95% est présenté pour les mesures faites avec le fréquencemètre.

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord analysé le signal de self-mixing qui est soit acquis directement à partir de la variation de tension de jonction aux bornes de la diode laser, soit à partir d'une photodiode qui détecte les variations de la puissance optique. Un signal de self-mixing idéal en absence de speckle aurait été un signal périodique avec une amplitude constante qui peut être représenté dans le domaine fréquentiel par des pics de Dirac à la fréquence Doppler, fréquence fondamentale du signal et à certaines des harmoniques. En réalité, le signal de self-mixing est perturbé par l'effet speckle, un phénomène d'interférence aléatoire qui cause des modulations d'amplitude et de phase du signal. Par la suite, ce phénomène optique a été présenté et son effet sur le signal de self-mixing a été analysé : cet

effet speckle engendre un élargissement spectral (élargissement du pic Doppler) dans le domaine fréquentiel. Cet élargissement spectral dû à l'effet speckle dépend de plusieurs paramètres tels que la rugosité de la surface, la taille du spot laser, la longueur d'onde et la vitesse de la cible qui est le facteur le plus considérable. Autres facteurs que l'effet speckle peuvent contribuer à l'élargissement spectral, tels que la présence d'une gamme de vitesses dans la région illuminée et les vibrations. Ensuite, un modèle représentant le signal de self-mixing perturbé par l'effet speckle a été proposé. Ce modèle est basé sur les caractéristiques spectrales du signal de self-mixing. Il permet de générer des signaux de self-mixing utilisables dans des simulations, en spécifiant la fréquence Doppler et l'élargissement spectral.

Puis, afin d'extraire la fréquence Doppler du signal de self-mixing permettant ensuite de déduire la vitesse de la cible, quatre algorithmes temps-réel de traitement numérique du signal ont été présentés. Le premier est basé sur une analyse spectrale classique et requiert un calcul de FFT. Cet algorithme est sensible à l'effet speckle et nécessite un matériel électronique complexe et coûteux en ressources pour le traitement du signal en temps réel. Le deuxième et le troisième algorithme sont basés sur une méthode autorégressive d'ordre 2. Elle consiste à modéliser les données par un filtre de prédiction linéaire. En déterminant les coefficients de ce filtre, la fréquence Doppler correspondant à la fréquence de résonance du filtre peut être déterminée. Les coefficients du filtre peuvent être déterminés soit en résolvant les équations de Yule-Walker, ce qui nécessite un calcul d'autocorrélations, soit en adoptant une procédure récursive utilisant l'algorithme des moindres carrés LMS. Cette méthode AR2 est moins sensible au speckle, plus précise et plus rapide que la méthode FFT. En outre, en utilisant l'algorithme LMS pour calculer les coefficients du filtre, le nombre d'opérations requises est diminué énormément et la résolution temporelle des estimations de fréquence Doppler devient très importante (une mesure de fréquence peut être obtenue à chaque instant k). Par contre, le facteur d'adaptation de l'algorithme LMS a un rôle très important sur la convergence de l'algorithme et sur la variance (précision) des estimations de la fréquence Doppler, et donc sur la robustesse de l'algorithme. Ce facteur doit être choisi proprement. Pour cela, un processus de calibrage est nécessaire. De plus, la méthode autorégressive nécessite un filtrage des harmoniques du signal (utilisant un filtre passe-bande adaptatif) et ré-échantillonnage du signal pour ramener la fréquence fondamentale réduite aux alentours de 0,25 afin de garantir une bonne estimation de la fréquence Doppler. Pour

déterminer la fréquence centrale initiale du filtre passe-bande, une première estimation de la fréquence Doppler à l'aide d'une FFT est aussi nécessaire.

Enfin, nous avons proposé un algorithme simple de traitement du signal basé sur la définition de la fréquence d'un signal périodique, i.e. le nombre de périodes par temps de mesure. Le signal de self-mixing est mis en forme par un comparateur (trigger) puis appliqué à un système de comptage numérique qui permet de calculer la fréquence Doppler. Pour cette méthode, la conversion analogique-numérique n'est pas obligatoire comme pour les autres, ce qui permet de réduire la consommation du circuit et de garantir une bande passante plus élevée. Les simulations de Monte-Carlo, ainsi que les résultats expérimentaux sur différents types de cible solide (cuivre, papier de verre, verre) ont permis de valider cette méthode de mesure qui a permis de fournir des mesures de même précision (variance) que celles de la FFT. En outre, la méthode de comptage est moins sensible au speckle que la méthode FFT. Quand le signal de self-mixing est très bruité, l'autocorrélation du signal avant d'appliquer le comptage numérique permet d'extraire le signal noyé dans le bruit et ainsi fournir des mesures valables de la fréquence Doppler. L'utilité de cette technique a été validée en l'appliquant sur le signal de self-mixing obtenu sur une cible en verre. Ainsi, la robustesse du système a été renforcée. Ce système comportant un auto-corrélateur a été implémenté sur une carte FPGA et a été validé expérimentalement en configurations réelles. Il a permis de fournir des mesures avec une bonne précision (écart-type inférieur à la moitié de la bande passante du signal). En comparaison avec la FFT, l'écart entre les mesures était inférieur à 1,5%.

Le Tableau III-2 compare les quatre algorithmes de traitement du signal présentés. La méthode de comptage de fréquence est une méthode simple non gourmande en ressources, offrant une bonne précision et ne nécessitant aucun calibrage.

Tableau III-2. Comparaison des différents algorithmes de traitement du signal.

	Précision	Coût en ressources	Calibrage	Commentaires
FFT	Bonne	Elevé	Non	<ul style="list-style-type: none"> - Coûteuse en ressources - Sensible au speckle
AR2	Très bonne	Moyen	Oui	<ul style="list-style-type: none"> - Nécessite un filtrage des harmoniques - Une FFT est nécessaire à l'initialisation
AR2-LMS	Très bonne	Faible	Oui	<ul style="list-style-type: none"> - Nécessite un filtrage des harmoniques - Une FFT est nécessaire à l'initialisation - Risque de divergence de l'algorithme
Comptage de fréquence (Fréquencemètre)	Bonne	Faible	Non	<ul style="list-style-type: none"> - La mise en forme du signal est importante - Précision proportionnelle au temps de mesure - Gamme élargie des vitesses mesurables

CHAPITRE IV

APPLICATIONS A LA FLUIDIQUE DU VELOCIMETRE

PAR SELF-MIXING

1 Introduction

Une des applications visées dans cette thèse est la mesure d'un écoulement fluide laminaire dans des canaux à l'échelle micro ou macroscopique. Un grand nombre d'applications existe allant de la biologie (par exemple, mesure des flux à travers des dispositifs lab-on-a-chip utilisés pour le séquençage d'ADN [32]) à la nanotechnologie (par exemple, mesure des flux dans des dispositifs MEMS [33]) et la production (par exemple, processus de production utilisant des dispositifs microfluidiques pour refroidir des puces à semi-conducteurs [32]) [34].

Mesurer le débit d'un fluide en mouvement est similaire à mesurer la vitesse d'un objet solide. La lumière émise par le laser est focalisée dans le fluide par un système optique définissant ainsi le volume de détection tridimensionnel à partir duquel le signal est obtenu. La lumière diffusée à partir d'une seule particule en mouvement suspendue dans le fluide, est décalée en fréquence par effet Doppler [158]:

$$F_D = \frac{2n_m V_T \sin(\gamma)}{\lambda} \quad (\text{IV - 1})$$

où n_m est l'indice de réfraction du milieu environnant, V_T est la vitesse de la particule éclairée, γ est l'angle entre le faisceau laser et la normale au vecteur vitesse et λ est la longueur d'onde du laser dans le vide. Par contraste avec la mesure de vitesse d'un objet solide, le système optique recueille ici la lumière rétrodiffusée à partir d'un certain nombre de particules traversant le volume de détection à des vitesses différentes (cf. Figure IV-4), ce qui

conduit à une distribution de fréquences Doppler dans le spectre du signal de self-mixing au lieu d'un pic unique de fréquence de battement.

1.1 Diffusion de la lumière par une particule

Selon la taille des particules, la diffusion de la lumière est une diffusion de Mie ou de Rayleigh [159], [160]. Lorsque la taille des particules est petite devant la longueur d'onde de la lumière incidente, typiquement inférieure à quelques dizaines de nanomètres, on parle de diffusion de Rayleigh. En revanche, lorsque la taille des particules est comparable à la longueur d'onde, on parle de diffusion de Mie. Si les particules sont en mouvement, la lumière diffusée est décalée en fréquence par rapport à la lumière incidente due à l'effet Doppler (cf. relation (IV - 1)).

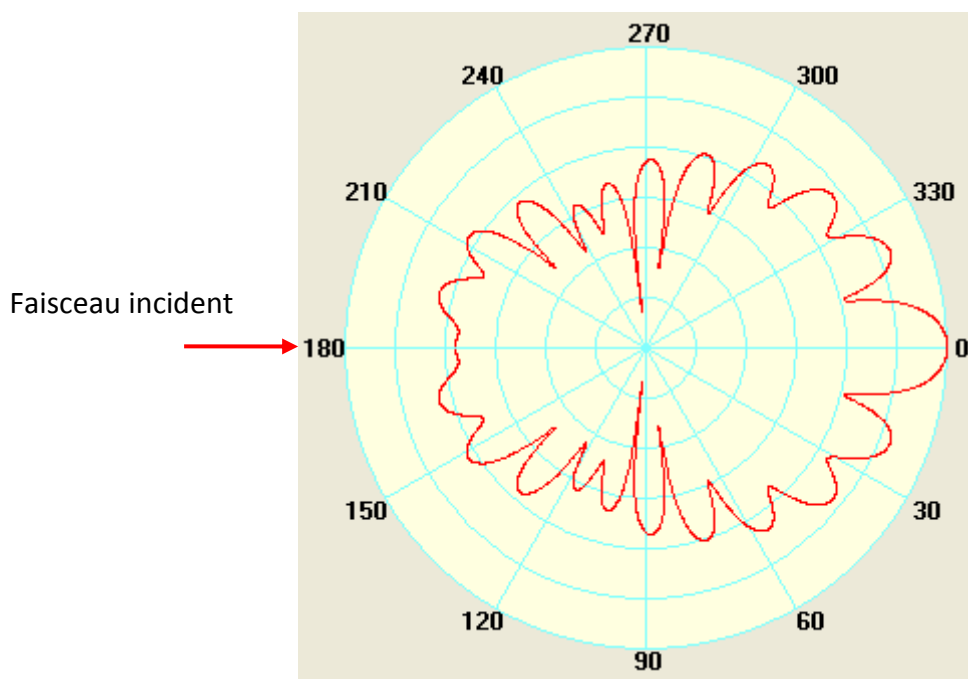


Figure IV-1. Diagramme polaire de la diffusion de la lumière (diffusion de Mie) par une particule sphérique de rayon $1,5 \mu\text{m}$ et d'indice de réfraction de $1,33$. Une échelle logarithmique est utilisée pour représenter l'intensité de la lumière diffusée (chaque division représente un changement dans l'intensité de facteur 10). La longueur d'onde du faisceau incident est de 850 nm . Cette figure est obtenue en utilisant le logiciel *MiePlot*.

Dans cette thèse, les particules utilisées sont des particules de lait de rayon $0,1 \mu\text{m} < r_p < 10 \mu\text{m}$ (1 litre de lait contient environ 130 g de matière sèche dont 49 g de glucides, 39 g de matière grasse et 33 g de matière azotée, essentiellement des protéines). La diffusion générée par ces particules est une diffusion de Mie pour des longueurs d'onde du laser al-

lant jusqu'à environ 2100 nm. La Figure IV-1 représente la diffusion de la lumière infrarouge (longueur d'onde 850 nm) par une particule sphérique de rayon 1,5 μm et d'indice de réfraction de 1,33. En outre, l'intensité de la lumière diffusée par une particule est proportionnelle à sa taille. Une particule plus grande renvoie plus de lumière.

1.2 Diffusion simple / multiple

Pour un liquide dont la concentration de particules est suffisamment faible pour que la diffusion multiple puisse être ignorée, un pic apparaît dans le spectre de fréquence (cf. Figure IV-2(a)) correspondant à la vitesse maximale au milieu du canal. Cela correspond à une diffusion simple (« single scattering »), i.e. le décalage Doppler qui affecte chaque photon est dû à la diffusion d'une seule particule qui peut être considérée comme un centre de diffusion localisé. Pour une concentration de particules plus élevée, un meilleur signal-sur-bruit est obtenu car une plus grande quantité de lumière est rétrodiffusée et alors réinjectée dans la cavité laser [122]. On peut alors croire qu'avec une densité de particules élevée, on peut avoir des mesures de meilleure précision. Par contre, avec l'augmentation de la concentration en particules le spectre du signal change énormément à cause de la présence des événements isolés de diffusion multiple.

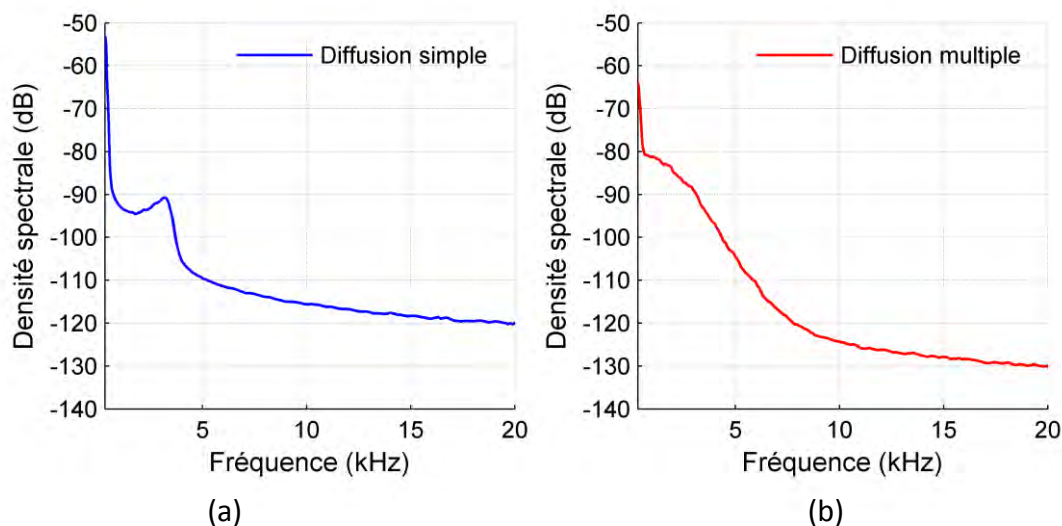


Figure IV-2. Signaux de self-mixing dans le domaine fréquentiel mesurés au milieu d'un canal micro fluidique en régimes de diffusion simple (a) et multiple (b) respectivement. Ces deux enregistrements ont été obtenus en utilisant le montage micro-fluidique présenté ci-dessous. Une solution de 2% de lait et 98% d'eau a été utilisée pour le régime de diffusion simple et de 100% de lait pour le régime de diffusion multiple. Le débit d'écoulement est de 10 $\mu\text{L}/\text{min}$ pour les deux signaux.

Quand la densité des particules est élevée, la probabilité qu'un photon soit diffusé plusieurs fois est élevée. Ce régime est appelé diffusion multiple (« multiple scattering »). Le spectre du signal (cf. Figure IV-2(b)) ne montre pas dans ce cas un pic mais une distribution de fréquence qui décroît de façon monotone car chaque photon interagit avec plusieurs particules, subissant ainsi plusieurs décalages Doppler [161]. En outre, lorsque la densité des particules est élevée, la lumière est absorbée rapidement en traversant le liquide. Par conséquent, quand la lumière pénètre plus profondément dans le liquide, la quantité de lumière rétrodiffusée qui retourne au laser diminue, et la contribution de fréquence venant des zones profondes sera atténuée [162]. Ce phénomène de diffusion multiple est encore complexe dans la vélocimétrie à base du phénomène de self-mixing. Le spectre du signal de self-mixing dans le régime de diffusion multiple représente une distribution statistique de ce qui se produit dans le volume de détection inconnu, donc il n'y a pas de formule analytique permettant de relier un paramètre du spectre à la vitesse moyenne dans le canal [122].

Dans la suite, nous ne traitons que le cas de diffusion simple. Les liquides sont choisis de manière à garantir un régime de diffusion simple.

2 Dispositif expérimental micro-fluidique

Le dispositif expérimental micro fluidique est présenté dans la Figure IV-3. Le laser utilisé est un laser VCSEL (Lasermate, modèle VCT-F85A32-IS-V2) émettant à 850 nm avec un seuil de courant, I_{th} , de 1,8 mA. Ce modèle de laser dispose d'une photodiode intégrée dans le boîtier, ce qui nous délivre en outre du signal de tension de la jonction laser un 2^{ème} signal de self-mixing à la sortie de la photodiode. Dans toutes les expériences, le VCSEL fonctionne à un courant constant de 5,5 mA, soit à peu près $3 \times I_{th}$ où il a été constaté une bonne sensibilité et stabilité de la rétro-injection optique, ainsi qu'un bon rapport signal-sur-bruit sur la tension de jonction laser. Une lentille (L1) de distance focale 11 mm a été utilisée pour focaliser le faisceau laser au centre du canal. L'axe du faisceau laser fait un angle de 79° par rapport à la direction d'écoulement ($\gamma = 11^\circ$).

La tension aux bornes du VCSEL est couplée en AC à un amplificateur de tension à faible bruit, puis convertie en numérique et enregistrée via une carte d'acquisition de National Instruments pour le traitement numérique de signaux sur ordinateur. La fréquence d'échantillonnage est de 500 kHz. De même, le signal à la sortie de la photodiode intégrée

dans le boîtier du laser (DL) est enregistré via la même carte d'acquisition. La présence de ces deux signaux présente un potentiel à exploiter en traitement du signal.

Un canal microfluidique de section transversale circulaire de diamètre $320\ \mu\text{m}$ interne a été fabriqué en utilisant du polydiméthylsiloxane (PDMS) avec l'indice de réfraction de 1,4 [163]. Le liquide a été injecté dans le canal à l'aide d'une pousse seringue avec un contrôle de débit, de marque HARVARD (HARVARD Apparatus PHD 22/2000 Infusion).

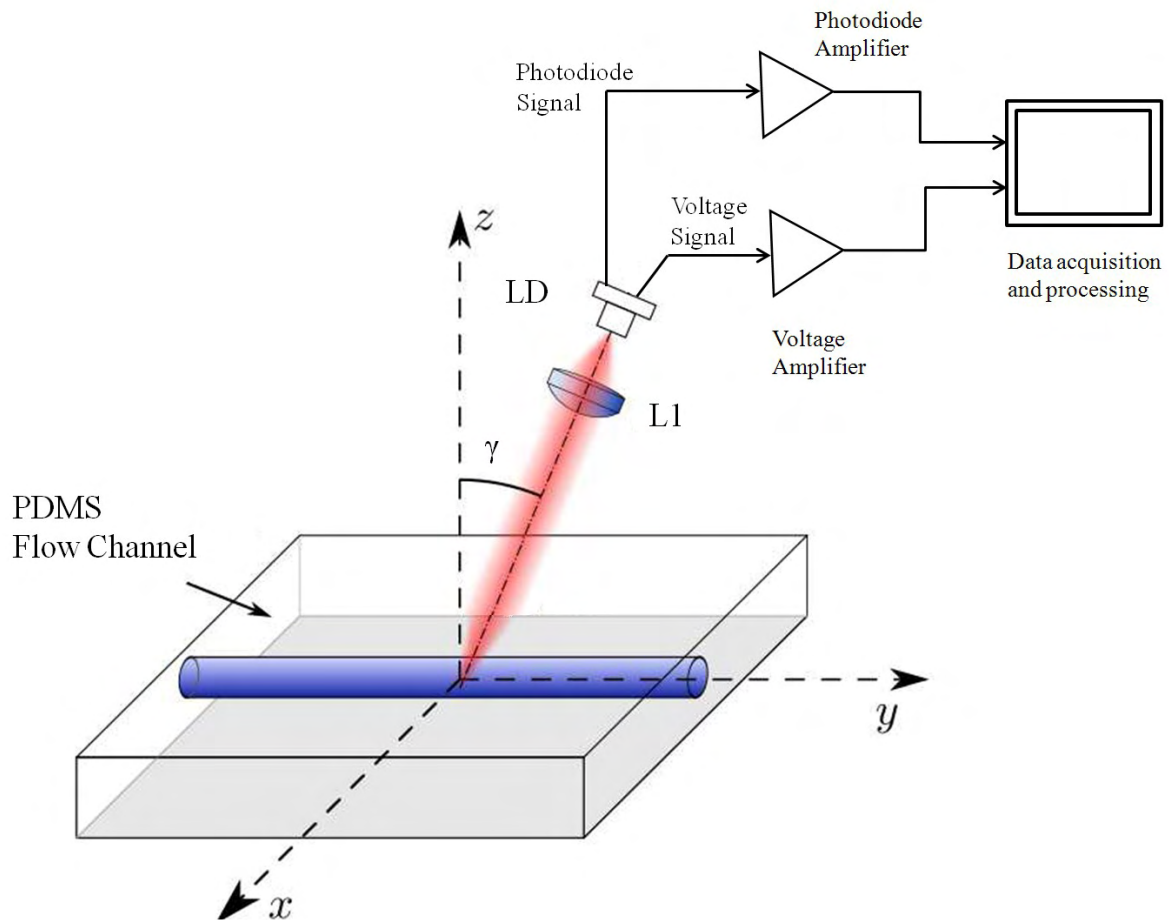


Figure IV-3. Dispositif expérimental micro fluide. $\gamma = 11^\circ$; distance focale de L1 = 11mm ; diamètre interne du canal = $320\ \mu\text{m}$; indice de réfraction du PDMS = 1,4. Le liquide est injecté dans le canal à l'aide d'une pousse seringue avec un contrôle de débit, de marque HARVARD (HARVARD Apparatus PHD 22/2000 Infusion).

Les écoulements qui seront considérés sont des écoulements laminaires, donc le profil de vitesse dans un canal circulaire est parabolique, avec la vitesse croissant de zéro à la paroi (pas de condition limite de glissement) à une valeur maximale au centre (Figure IV-4).

Au début de chaque expérimentation, la focalisation du faisceau laser est effectuée vers le milieu du canal jusqu'à ce que le signal de self-mixing renvoie la fréquence Doppler la plus élevée.

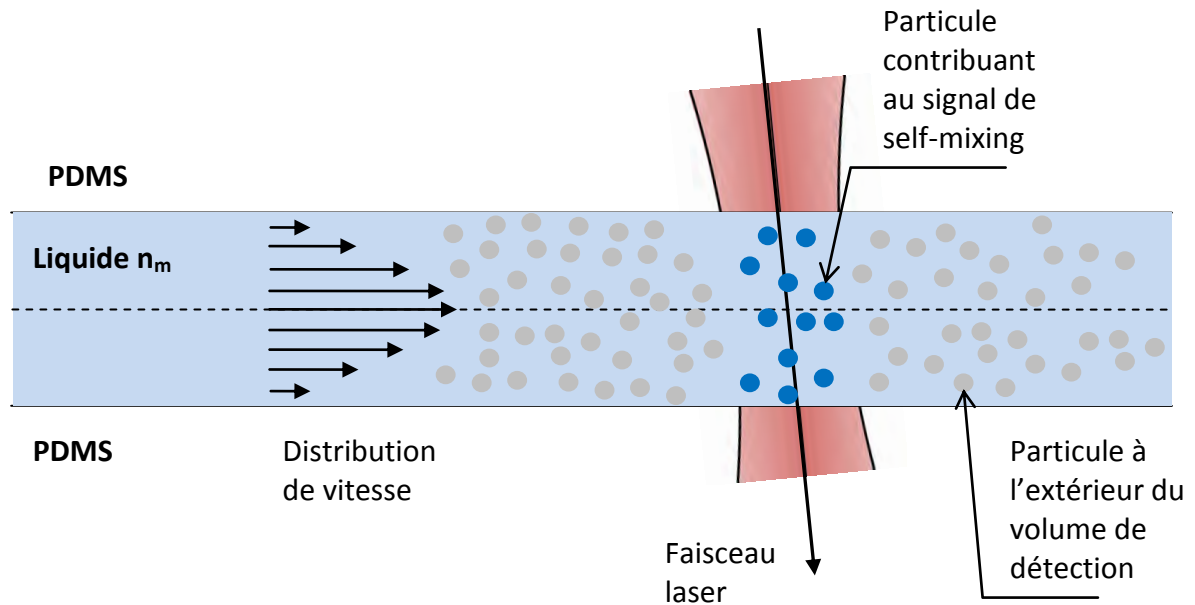


Figure IV-4. Schématisation du self-mixing appliqué à un écoulement laminaire dans un canal circulaire. La distribution de vitesse est parabolique. Le faisceau laser est focalisé avec une lentille dans le canal, et il est réfléchi par des particules le traversant.

3 Écoulement micro-fluidique en diffusion simple

Le liquide injecté dans le canal est une solution de lait dilué dans l'eau distillée. Elle est composée de 98% d'eau et 2% de lait de manière à garantir un régime de diffusion simple. L'indice de réfraction du liquide est de 1,33.

Le débit Q du fluide a été contrôlé en utilisant la pousse seringue. Selon la loi de Poiseuille, la vitesse maximale V_{\max} au centre du canal est liée au débit par $V_{\max} = 2Q / S$ où S est l'aire de la section transversale du canal.

Le volume de détection englobe toute la largeur du canal étant donné qu'une seule lentille est utilisée pour focaliser le faisceau. Cela permet de réduire la complexité et le prix du capteur. Alors, toutes les particules dans le canal traversant le faisceau contribuent plus ou moins au signal de self-mixing (cf. Figure IV-4). Par contre, les particules passant au centre du

canal renvoie plus de lumière et contribuent ainsi plus au signal car la focalisation du faisceau laser a été effectuée vers le milieu du canal.

Des signaux de self-mixing ont été enregistrés pour différents débits du fluide Q allant de 0 à 100 $\mu\text{L}/\text{min}$. Les spectres de ces signaux sont représentés dans la Figure IV-5.

3.1 Traitement du signal et résultats expérimentaux

3.1.1 Analyse spectrale

On remarque dans la Figure IV-5 que les signaux obtenus présentent une puissance élevée aux très basses fréquences. Cela est dû essentiellement aux bruits du circuit électronique (bruit de *flicker*). Ce bruit présente une allure en $1/f$. Un filtrage passe-haut sera appliqué pour l'éliminer.

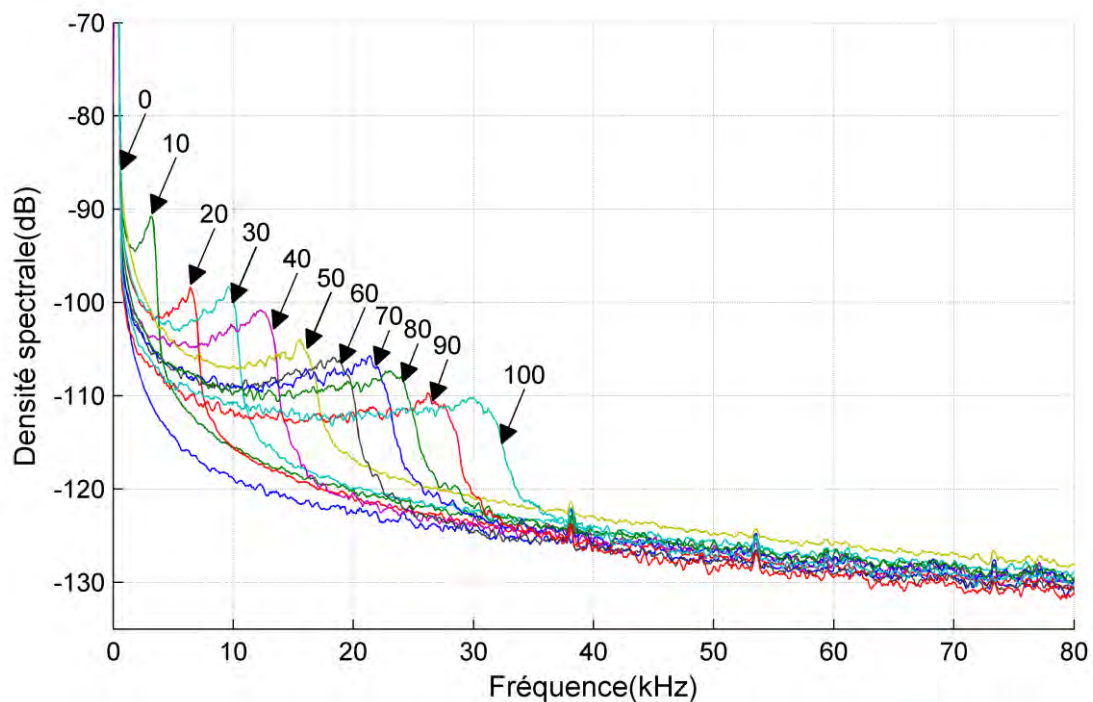


Figure IV-5. Signal de self-mixing mesuré dans le domaine fréquentiel pour différents débits (0, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 et 100 $\mu\text{L}/\text{min}$) d'écoulements micro-fluidiques.

Comme toutes les particules traversant le faisceau à des vitesses différentes selon leur position par rapport à la paroi contribuent au signal de self-mixing, une distribution de fréquences Doppler est obtenue au lieu d'un pic unique. En revanche, les particules passant au

centre du canal renvoient plus de lumière et contribuent ainsi plus au signal car la focalisation du faisceau laser a été effectuée vers le milieu du canal, d'où la présence d'un pic dans le spectre. Les spectres des signaux présentent alors une forme qui ressemble à une dent de scie car toutes les vitesses allant de 0 (aux parois) à V_{\max} (au centre du canal) sont représentées dans le spectre. La fréquence du pic est directement proportionnelle à V_{\max} et par conséquent au débit du liquide dans le tube (cf. Figure IV-6). L'angle entre la direction d'écoulement et le faisceau laser peut être estimé à partir de la pente de cette relation linéaire, et a été calculée comme étant 77° , ce qui est proche de la valeur donnée par le goniomètre.

En outre, nous remarquons dans la Figure IV-5 que le niveau du signal diminue lorsque la vitesse d'écoulement du liquide augmente. Cela est dû au fait que la même quantité de lumière est rétroinjectée dans le laser pour les différents débits, le signal de self-mixing étant réparti sur une plage de fréquence plus large.

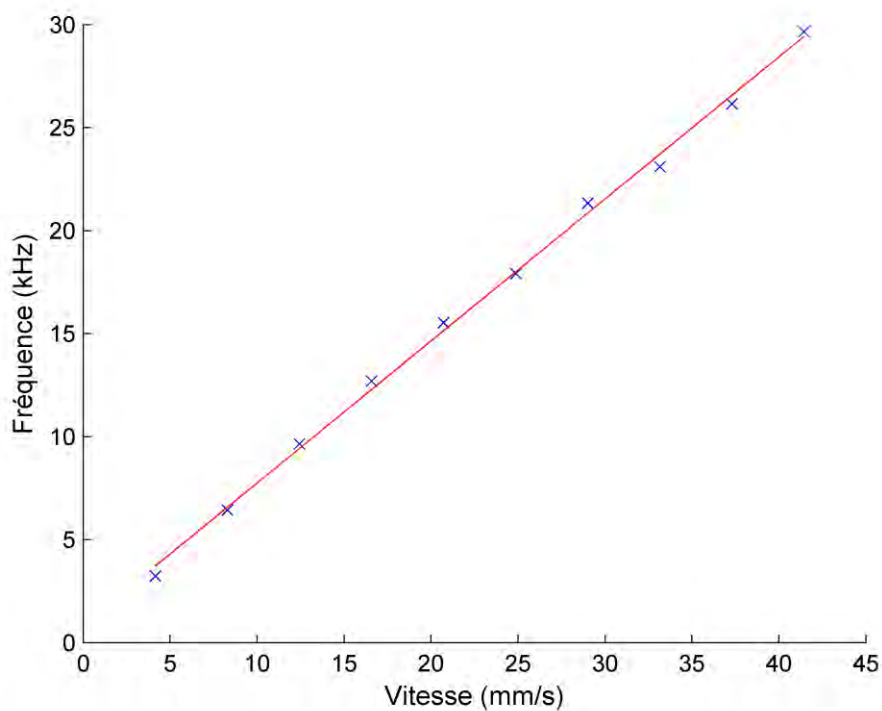


Figure IV-6. Tracé de la fréquence maximale en fonction de la vitesse maximale d'écoulement V_{\max} (vitesse au centre du canal) calculée à partir du débit. La fréquence du pic du spectre du signal présente une relation linéaire (présentée par la ligne rouge) avec la vitesse d'écoulement maximale. L'angle entre la direction d'écoulement et le faisceau laser peut être estimé à partir de la pente de cette relation, et a été calculée comme étant 77° .

3.1.2 Intercorrélation des signaux de tension et de photodiode

Notre dispositif de mesure (Figure IV-3) permet d'obtenir deux signaux de self-mixing acquis de manière synchrone. Le premier est la tension de jonction de la diode laser et le deuxième est le signal de sortie de la photodiode intégrée dans le boîtier du laser (« laser package »). La fonction d'intercorrélation permet de comparer ces deux signaux. Elle est un outil de mesure de similitude entre les deux signaux. Ainsi, l'intercorrélation met en valeur la ressemblance entre les deux signaux et les bruits non corrélés qui altèrent différemment les deux signaux sont supprimés. De ce fait, le signal sur bruit est amélioré comme montré dans la Figure IV-7. Nous remarquons le bas niveau du bruit dans l'intercorrélation. Cela nous donne un gain en rapport signal-sur-bruit d'environ 7 dB.

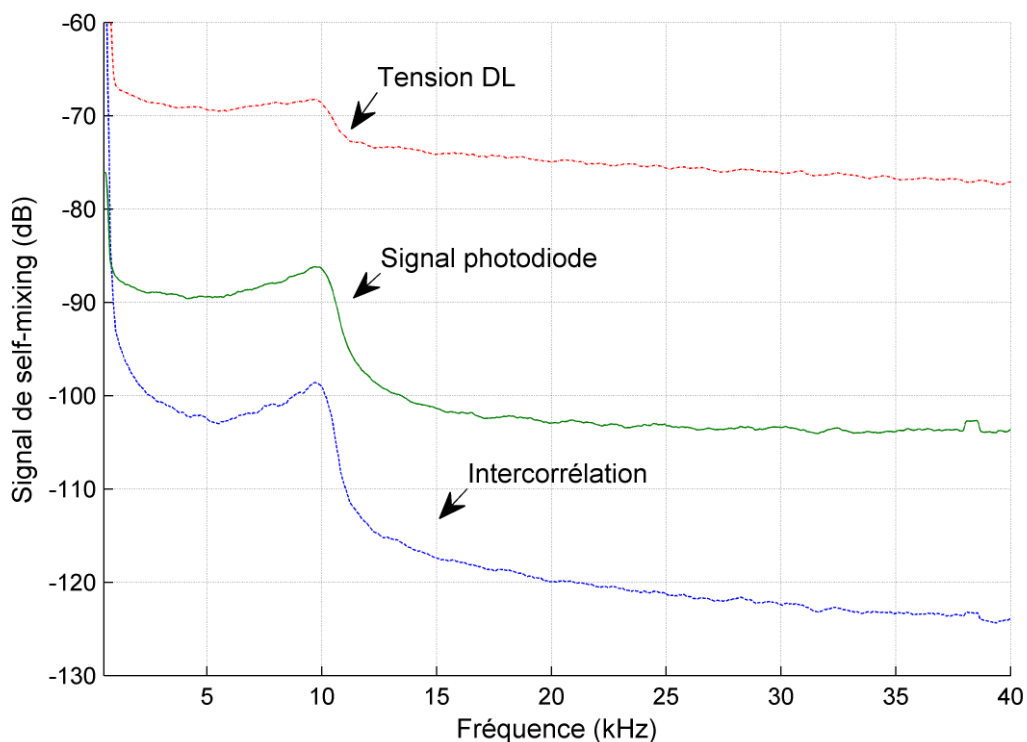


Figure IV-7. Signaux de self-mixing mesurés aux bornes de la jonction laser (DL), à la sortie de la photodiode (PD), et l'intercorrélation des ces deux signaux. Le signal d'intercorrélation présente un meilleur rapport signal sur bruit.

3.1.3 Résultats expérimentaux

L'analyse spectrale, présentée ci-dessus, a certes permis de donner une estimation de la fréquence Doppler linéaire en fonction de la vitesse (Figure IV-6). Le calcul de la densité spectrale est cependant lent et lourd (et donc inadapté pour des applications temps réel) car il nécessite des calculs d'autocorrélations et de FFTs sur plusieurs segments de données puis un moyennage afin d'obtenir une estimation fiable de la densité spectrale de puissance (méthode de Welch [164]). Cela nécessite des longues séquences de données.

Les spectres des signaux ne sont pas marqués ici par un pic Doppler notable comme c'est le cas pour une cible solide (cf. Figure IV-5). Ainsi, la méthode classique d'analyse spectrale, présentée dans la section 3.1 du chapitre III, basée sur un calcul de la transformée de Fourier (FFT) et la recherche du pic Doppler, n'est pas envisageable.

Dans cette section, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus par deux méthodes de traitement du signal : AR2-LMS et fréquencesmètre. Ces méthodes sont appliquées à la fois au signal de tension de jonction de la diode laser, au signal de sortie de la photodiode et à l'intercorrélation de ces deux signaux.

Un filtrage passe-haut de fréquence de coupure égale à 500 Hz ou encore un filtrage passe-bande avec une bande passante entre 500 Hz et 100 kHz (suffisante pour des débits allant jusqu'à 100 $\mu\text{L}/\text{min}$) permet d'éliminer les basses fréquences parasites dans les signaux.

Pour le fréquencesmètre, la conversion analogique/numérique du signal n'est pas nécessaire car il suffit d'un comparateur pour mettre en forme le signal filtré et de l'appliquer directement au système de comptage numérique.

L'estimation de la fréquence Doppler est effectuée à l'aide des algorithmes AR2-LMS et fréquencesmètre. Les résultats obtenus en appliquant l'algorithme AR2-LMS sur les différents signaux sont présentés dans la Figure IV-8. L'intervalle de confiance de 95% est présenté. Les fréquences estimées à partir des différents signaux ne coïncident pas toujours. Cela est dû à la différence entre les signaux que nous observons dans la Figure IV-7. Malgré cela, pour un même signal, une relation quasiment linéaire existe dans tous les cas entre la fréquence Doppler et la vitesse d'écoulement du liquide (Figure IV-8). L'erreur quadratique moyenne

MSE (pour *Mean Squared Error*) entre les mesures et l'approximation linéaire de la fréquence Doppler F_D en fonction de la vitesse V_{\max} est la plus basse (54,56 dB) pour les mesures sur le signal de photodiode (54,86 dB et 61,46 dB pour les mesures sur le signal d'intercorrélacion et de tension). Par contre, les mesures obtenues sur l'intercorrélacion sont de meilleure précision (faible variance). L'écart-type relatif maximal de ces mesures (intercorrélacion) est de 1,97% correspondant à la vitesse d'écoulement la plus basse (10 $\mu\text{L}/\text{min}$).

De même, les signaux ont été traités pour extraire la fréquence Doppler en utilisant le fréquencesmètre. Les résultats sont présentés dans la Figure IV-9. Nous remarquons la relation linéaire entre la fréquence Doppler et la vitesse d'écoulement du liquide. Cette relation de linéarité n'est pas la même pour tous les signaux. Elle a la plus basse MSE égale à 51,89 dB pour les mesures sur le signal de photodiode (53,45 dB et 59,48 dB pour les mesures sur le signal d'intercorrélacion et de tension). Dans le cas du fréquencesmètre, les mesures effectuées sur les signaux de photodiode et d'intercorrélacion présentent des écarts-type similaires (Figure IV-10(b)). L'écart-type relatif maximal des mesures sur l'intercorrélacion est de 4,8% correspondant à la vitesse d'écoulement la plus basse (10 $\mu\text{L}/\text{min}$). Nous observons aussi une médiocre précision (variance élevée) des mesures effectuées sur le signal de tension de jonction de la diode laser par rapport à celles effectuées sur le signal de sortie de la photodiode (Figure IV-10). Cela est dû au meilleur rapport signal-sur-bruit obtenu avec la photodiode.

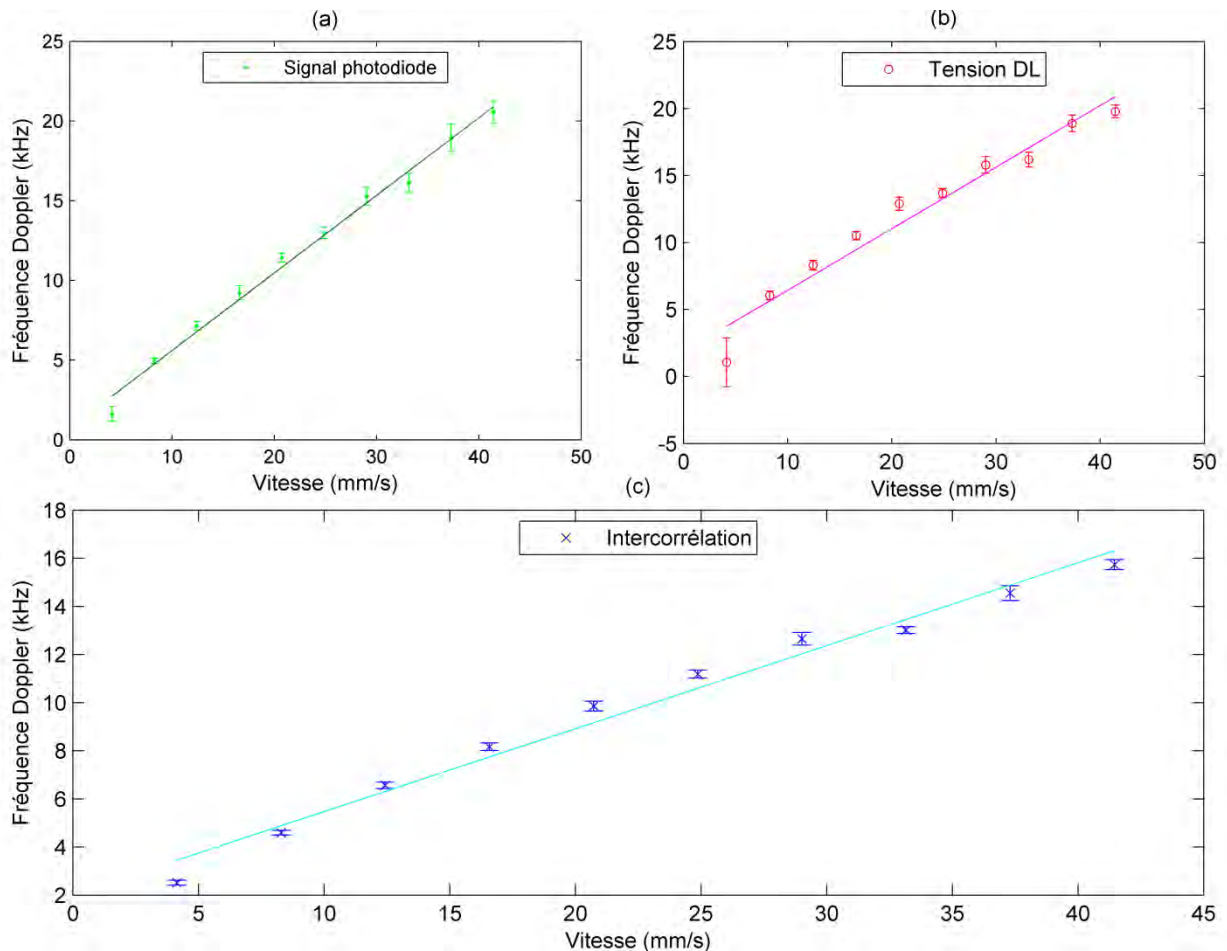


Figure IV-8. Tracé des fréquences Doppler, estimées en appliquant l'algorithme AR2-LMS sur (a) le signal de tension, (b) le signal de sortie de la photodiode et (c) l'intercorrélacion, en fonction de la vitesse d'écoulement. L'intervalle de confiance de 95% est présenté. Les signaux de tension et de photodiode ont été filtrés par un filtre passe-bande.

En observant la Figure IV-10(a) et (b), nous remarquons que les mesures faites sur l'intercorrélacion avec l'algorithme AR2-LMS sont de variance plus faible que celle faites avec le fréquencesmètre. En outre, la Figure IV-11 compare les résultats obtenus par l'AR2-LMS et le fréquencesmètre sur l'intercorrélacion. Les intervalles de confiance des mesures effectuées avec l'AR2-LMS sont plus étroites. Par contre, ce dernier nécessite une recherche manuelle de son facteur d'adaptation, sinon il diverge, tandis que le fréquencesmètre ne présente pas de risque de divergence.

En conclusion, les mesures effectuées sur l'intercorrélacion sont meilleures en termes de précision (variance des mesures). Par contre, celles effectuées sur le signal de photodiode sont meilleures en termes de linéarité $F_D(V_{max})$. En outre, l'algorithme AR2-LMS a permis d'offrir une meilleure précision mais au prix d'une adaptation manuelle de son facteur

d'adaptation pour assurer sa convergence. Le fréquencemètre, quant à lui, ne nécessite aucune intervention manuelle et donne des estimations de variance acceptable (écart-type relatif maximal égal à 4,8%) et meilleures en termes de linéarité $F_D(V_{max})$. Les résultats de mesure sur l'intercorrrelation sont résumés dans le Tableau IV-1.

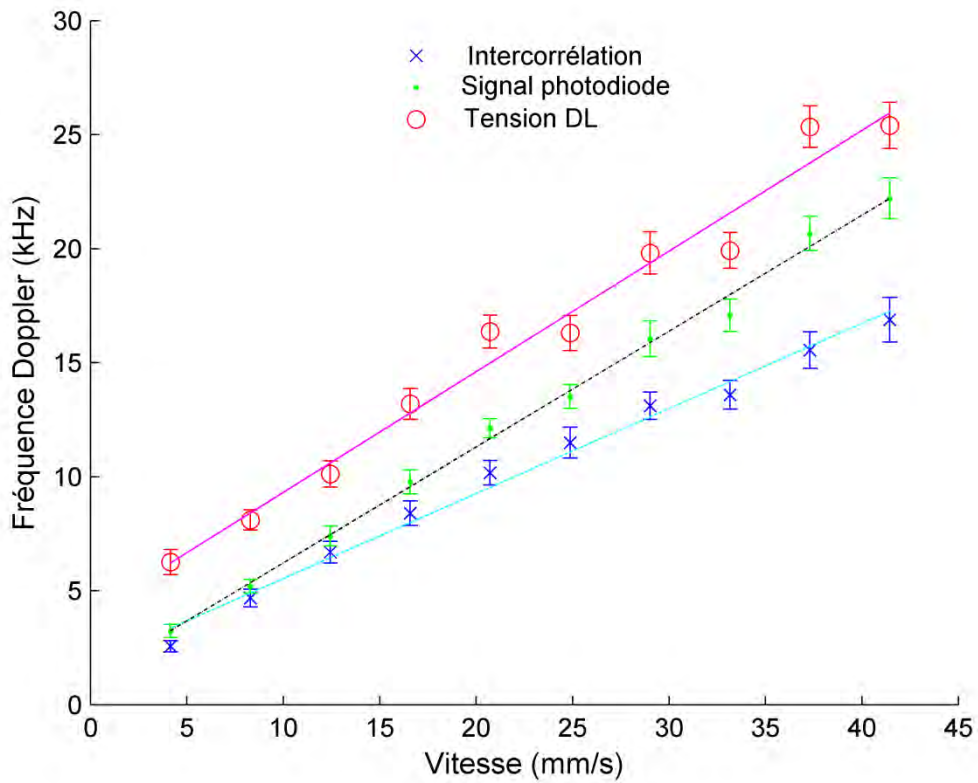


Figure IV-9. Tracé des fréquences Doppler, estimées avec le fréquencemètre, en fonction de la vitesse d'écoulement. L'intervalle de confiance de 95% est présenté. Les signaux de tension et de photodiode ont été filtrés par un filtre passe-bande.

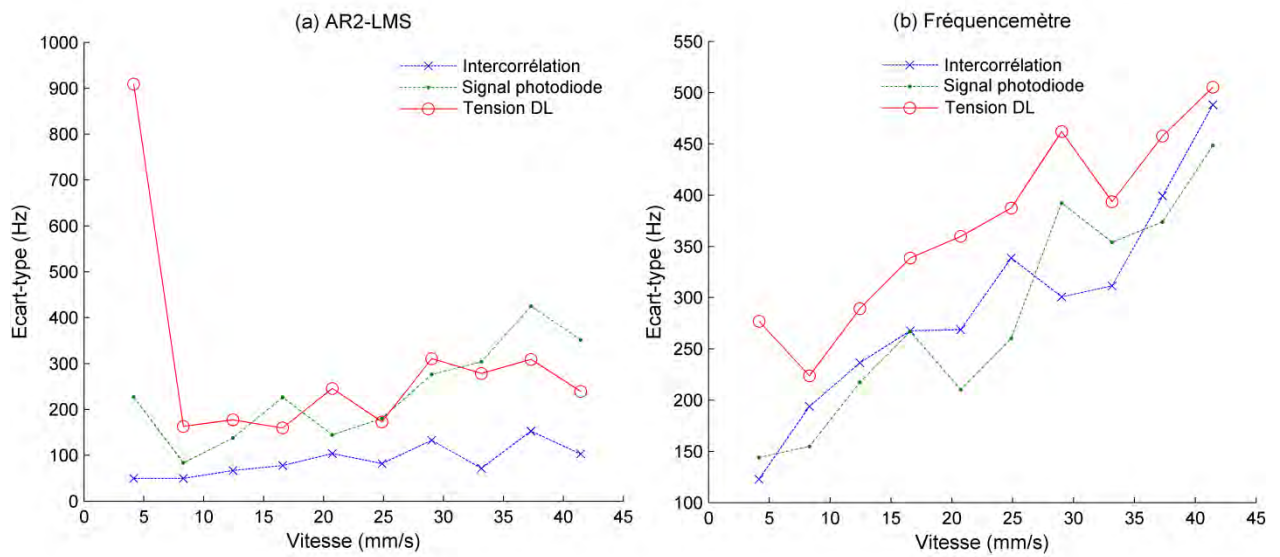


Figure IV-10. Ecart-type des estimations de fréquence Doppler par (a) l'AR2-LMS et (b) le fréquencemètre. Les signaux de tension et de photodiode ont été filtrés par un filtre passe-bande.

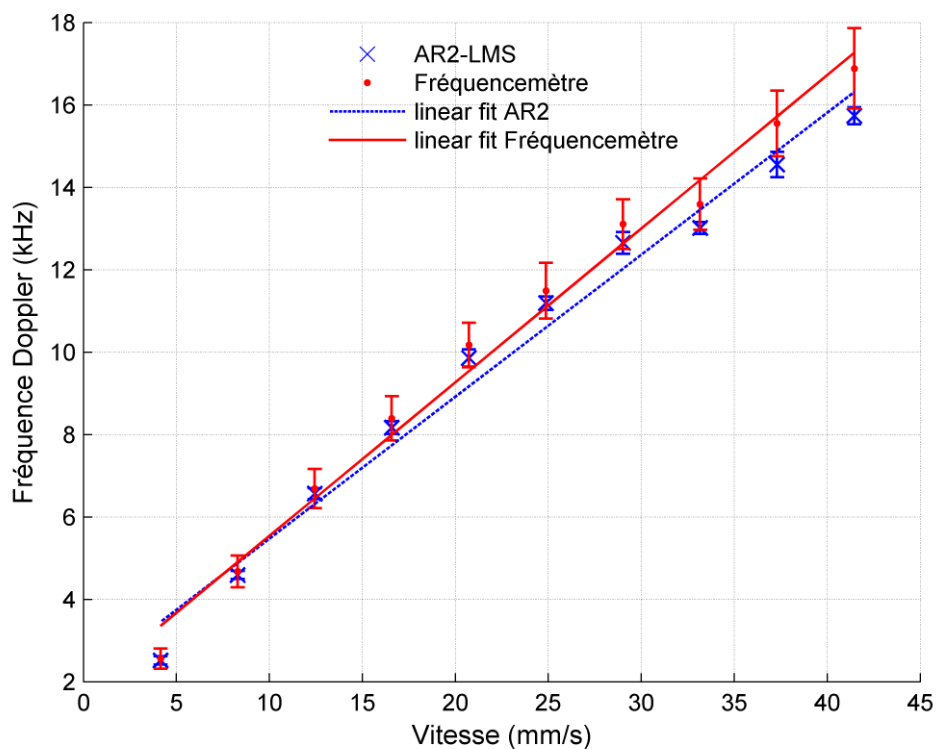


Figure IV-11. Tracé des fréquences Doppler, estimées en appliquant les algorithmes AR2-LMS et fréquencemètre sur l'intercorrélacion, en fonction de la vitesse d'écoulement. L'intervalle de confiance de 95% est présenté. Les signaux de tension et de photodiode ont été filtrés par un filtre passe-bande.

Tableau IV-1. Tableau des résultats expérimentaux sur l'intercorrélation.

	MSE de la linéarité F_D (V) en dB	Écart-type absolu (Hz)	Écart-type relatif (%)
AR2-LMS	54,86	[49,7 ; 152,8]	[1,97 ; 0,55]
Fréquencemètre	53,45	[122,9 ; 488,2]	[4,8 ; 2,29]

3.1.4 Conclusion

Une analyse spectrale sur une longue séquence de données appliquée aux signaux acquis en illuminant des écoulements fluidiques dans un micro-canal a permis de trouver des estimations de la fréquence Doppler correspondant aux fréquences des pics des spectres, ayant une relation linéaire avec la vitesse maximale d'écoulement. Par contre, ce traitement est lent pour des applications temps réel. Aussi d'autres algorithmes, notamment l'AR2-LMS et le fréquencemètre qui permettent d'effectuer des estimations de fréquence en temps réel, ont été appliqués. D'autre part, l'intercorrélation des signaux de tension et de photodiode a permis de réduire le bruit et ainsi d'augmenter le rapport signal-sur-bruit. En conséquence, la précision des mesures a été améliorée. Une relation linéaire entre les estimations de fréquence Doppler et la vitesse d'écoulement du fluide a été trouvée en utilisant les deux algorithmes AR2-LMS et fréquencemètre. Tandis que l'algorithme AR2-LMS présente une précision (variance) de mesure meilleure que celle du fréquencemètre, il est moins pratique car il nécessite un calibrage préalable de son coefficient d'adaptation en fonction du signal (fréquence, amplitude), sinon il diverge. D'autre part, le fréquencemètre ne présente pas de risque de divergence et ne nécessite aucun calibrage, d'où son intérêt. Aussi, il est meilleur en termes de linéarité $F_D(V_{\max})$.

4 Dispositif double-tête laser appliqué sur un écoulement macro-fluidique

Au chapitre II, nous avons présenté le vélocimètre à double-tête laser basé sur le phénomène de self-mixing. Nous avons montré aussi ses performances en termes de précision et son insensibilité aux variations d'angle avec la cible. Ce dispositif est aussi intéressant pour

des applications fluidiques, par exemple afin de mesurer la vitesse d'écoulement sanguin dans les capillaires. Ainsi dans cette section, nous appliquerons ce dispositif à double-tête à des écoulements fluidiques dans un canal à l'échelle macroscopique et nous le validerons par des résultats expérimentaux, utilisant le fréquencesmètre comme méthode de traitement pour estimer les fréquences Doppler.

4.1 Prototype et dispositif expérimental

Le prototype du vélocimètre à double-tête laser est présenté dans la Figure IV-12 où les axes de propagation des deux lasers sont orthogonaux afin d'optimiser les performances du capteur [127]. Les deux diodes laser, DL1 et DL2, sont identiques. Les photodiodes (PD) convertissent les signaux de puissance optique à l'intérieur des cavités de DL1 et DL2 en signaux électriques amplifiés puis traités pour mesurer leurs fréquences Doppler respectives, F_{D1} et F_{D2} . Ainsi, la vitesse V_T de la cible est donnée par (cf. (II - 23)) :

$$V_T = \frac{\lambda}{2} \sqrt{F_{D1}^2 + F_{D2}^2} \quad (\text{IV- 2})$$

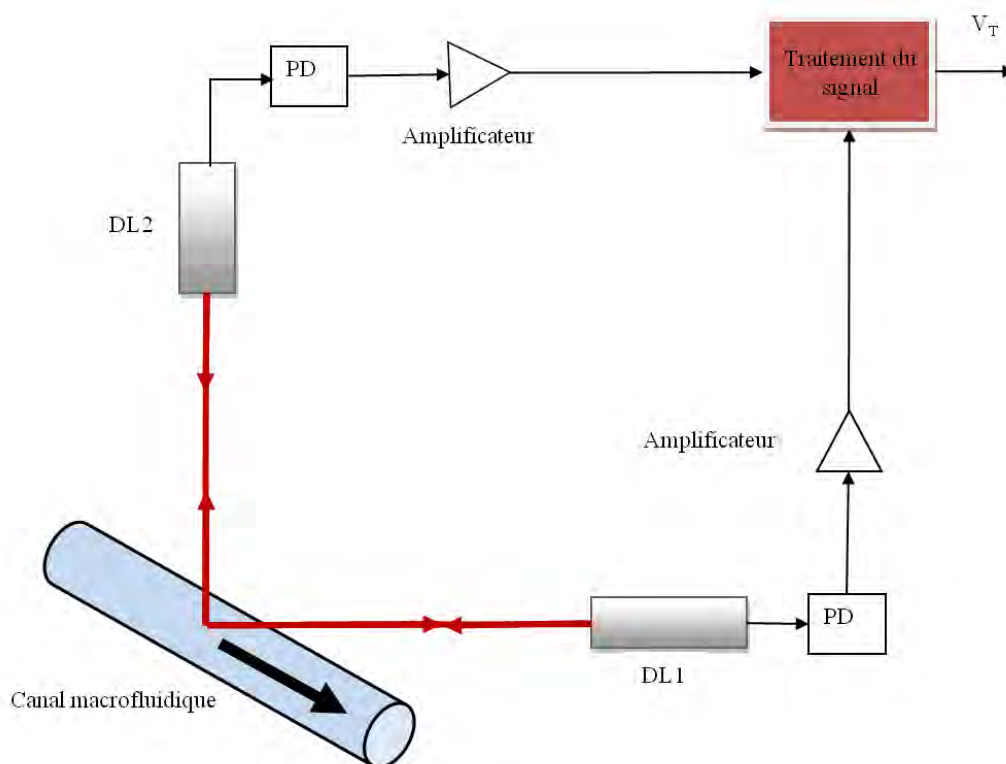


Figure IV-12. Prototype du montage à double-tête laser.

Le dispositif expérimental est présenté dans la Figure IV-13. Les deux diodes laser sont des Hitachi (HL7851G) émettant à 785 nm et à une puissance maximale de 50 mW avec un seuil de courant de 45 mA. Elles sont alimentées avec un courant constant de 100 mA. Deux lentilles de Thorlabs (C240TME-B) sont utilisées pour focaliser de manière approximative les deux faisceaux laser au même point à l'intérieur du tube en polymère de diamètre interne de 4 mm environ (la focalisation a été faite avant de placer le tube). Un liquide composé de 5% de lait et 95% d'eau est injecté dans le canal à l'aide d'une pompe péristaltique de marque SEKO, type PR1, assurant un débit non continu. Le liquide, contenu dans un tube flexible, est entraîné par à-coups grâce à un système de deux galets pressant alternativement le tube à l'intérieur de la pompe (Figure IV-14). Le tube est fixé sur une platine de rotation qui permet de changer l'angle entre le tube et les faisceaux laser, c.à.d. la direction d'écoulement du fluide.

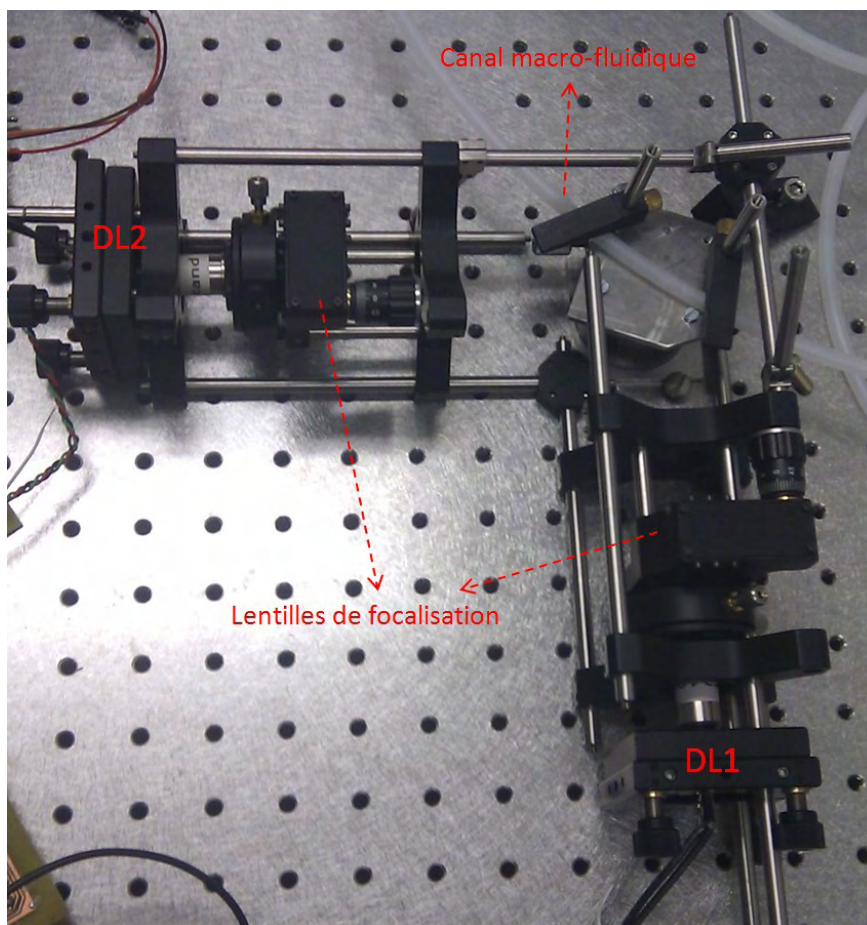


Figure IV-13. Dispositif expérimental du vélocimètre à double-tête laser pour mesurer la vitesse d'un écoulement macrofluidique.

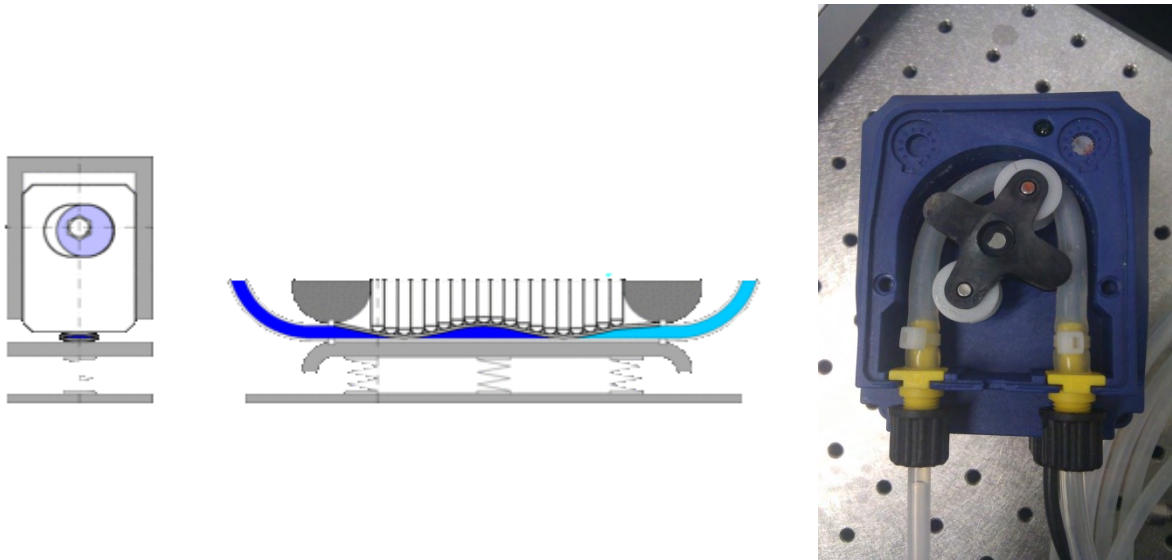


Figure IV-14. Mécanisme de pompe péristaltique.

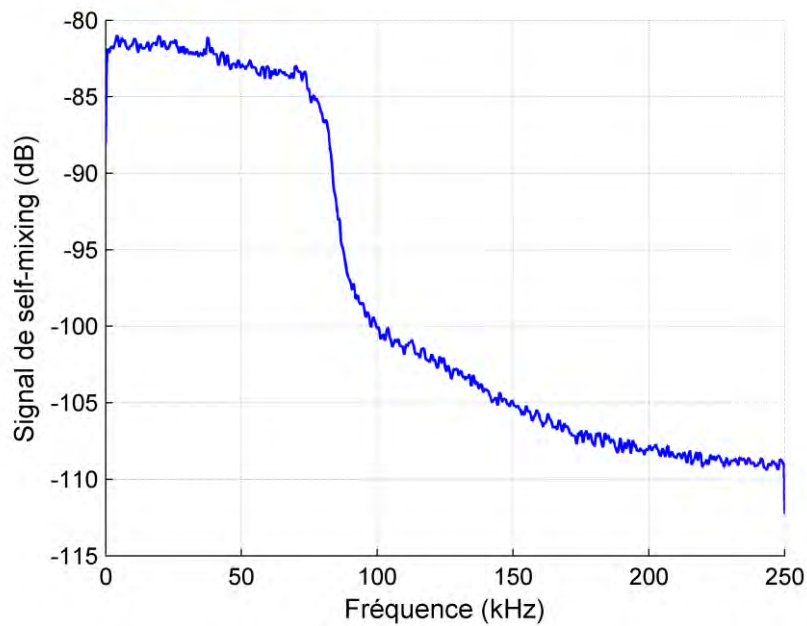


Figure IV-15. Spectre du signal de self-mixing obtenu sur un écoulement macro-fluidique assuré par une pompe péristaltique avec un débit de $144 \text{ mm}^3/\text{s}$. Le cycle de la pompe a une durée de 1,6s. La durée totale de l'enregistrement est de 350 ms. L'enregistrement a été fait au moment où la pompe présentait un débit ne variant pas beaucoup. La fréquence d'échantillonnage est de 500 kHz. Le spectre a été calculé en utilisant la méthode de Welch : c'est un moyennage de spectres de fréquence calculés sur des segments de 1024 points (2ms) de l'enregistrement. Le liquide utilisé est composé de 5% de lait et 95% d'eau distillée garantissant une diffusion simple.

L'écoulement à l'intérieur du canal est de type laminaire et les vitesses suivent la loi de Poiseuille. La solution choisie (5% de lait) garantit un régime de diffusion simple (« single scattering ») par le milieu.

L'acquisition des signaux de self-mixing est réalisée à la sortie des photodiodes avec un oscilloscope de mémoire de 5 millions de points à une fréquence d'échantillonnage de 500 kHz, ce qui donne des enregistrements de 10s. Les fréquences Doppler sont estimées avec le fréquencemètre utilisant une fréquence de rafraichissement de 200 Hz (200 mesures par seconde c.à.d. une toutes les cinq millisecondes).

4.2 Résultats expérimentaux

Pour cinq angles allant de 15° à 75° entre la direction d'écoulement et chacun des faisceaux laser (par exemple, pour un angle de 15° avec l'un, il y a un angle de 75° avec l'autre car les deux faisceaux sont orthogonaux), cinq acquisitions successives (de 10s chacune) de signaux de self-mixing sont effectuées pour chaque angle afin de vérifier la répétabilité des mesures. La Figure IV-15 représente le spectre d'un signal de self-mixing obtenu sur un écoulement macro-fluidique. Nous remarquons l'absence d'un pic Doppler repérable. En effet, le volume de mesure n'étant pas maîtrisé, un grand nombre de vitesses différentes (cf. Figure IV-4) existe dans ce volume. Ainsi, le spectre du signal est étalé sur toutes les fréquences correspondant aux vitesses existantes dans le volume de mesure. Dans ce cas, la méthode d'analyse spectrale classique basée sur la recherche du pic du module de la FFT fournit des estimations aléatoires de fréquence appartenant à cet intervalle d'étalement comme illustré dans la Figure IV-16(c) où les estimations de fréquence sont dans la plupart du temps des valeurs aléatoires dans l'intervalle [0 ; 90 kHz]. En conséquence, les mesures de vitesse obtenues par cette méthode sont inopérantes, de variance très élevée (cf. Figure IV-17(c)). En revanche, les mesures de fréquence Doppler (et de vitesse respectivement) utilisant les deux algorithmes AR2-LMS et fréquencemètre sont de faible variance et concordent bien entre elles (cf. Figure IV-16(a) et (b) et Figure IV-17(a) et (b)). Notons qu'un calibrage manuel du facteur d'adaptation de l'algorithme AR2-LMS a été fait au préalable, et qu'aucun filtrage n'a été appliqué aux signaux. Nous remarquons pour l'algorithme AR2-LMS une période d'adaptation (convergence) au début des mesures. De plus, il existe des périodes durant lesquelles l'estimation de fréquence reste constante, notamment la période précédant et

suivant l'impulsion de fréquence repérée dans les mesures (la signification des impulsions de fréquence sera donnée au paragraphe suivant). En fait, durant ces périodes, la valeur estimée par l'AR2-LMS est une valeur complexe imaginaire (partie réelle nulle) alors nous avons choisi de maintenir, dans ce cas, la dernière valeur réelle estimée tant que l'estimation est une valeur non réelle. C'est pourquoi, des estimations constantes sont repérées durant quelques périodes. Nous pouvons dire que durant ces périodes, les estimations trouvées par l'AR2-LMS sont non fiables. De l'autre côté, le fréquencemètre ne nécessite pas de calibrage manuel préalable, ni de période d'adaptation, et ses estimations sont toujours des valeurs réelles. C'est pourquoi les mesures de fréquence Doppler sont effectuées avec le fréquencemètre dans la suite.

Les mesures de vitesse obtenues pour le 1^{er} angle (15°) de mesure et leur moyenne, les fréquences Doppler étant estimées avec le fréquencemètre, sont présentées dans la Figure IV-18 après une synchronisation préalable par rapport aux impulsions de vitesse. Nous pouvons déduire facilement de cette figure la répétabilité des mesures. Les impulsions présentes dans les mesures de vitesse correspondent à des moments où la vitesse est inversée temporairement car notre mesure n'est pas sensible au changement de signe (la fréquence Doppler est toujours positive). En fait, quand les galets lâchent le tube à l'intérieur de la pompe, cela crée un mouvement du liquide dans le sens inverse. Ces impulsions marquent à chaque fois le début d'un cycle de pompage. Nous remarquons aussi la variation de la vitesse d'écoulement au cours d'un cycle de pompage : une chute (impulsion inversée) quand le 1^{er} galet lâche le tube suivie d'une remontée quand le 2^{ème} galet presse le tube, puis une variation sinusoïdale correspondant au trajet du galet entre le moment où il presse le tube et le moment où il le lâche passant par un minimum correspondant au milieu du trajet c.à.d. milieu du tube, et suivie d'une chute de vitesse quand le 2^{ème} galet lâche le tube. Ensuite, un nouveau cycle commence.

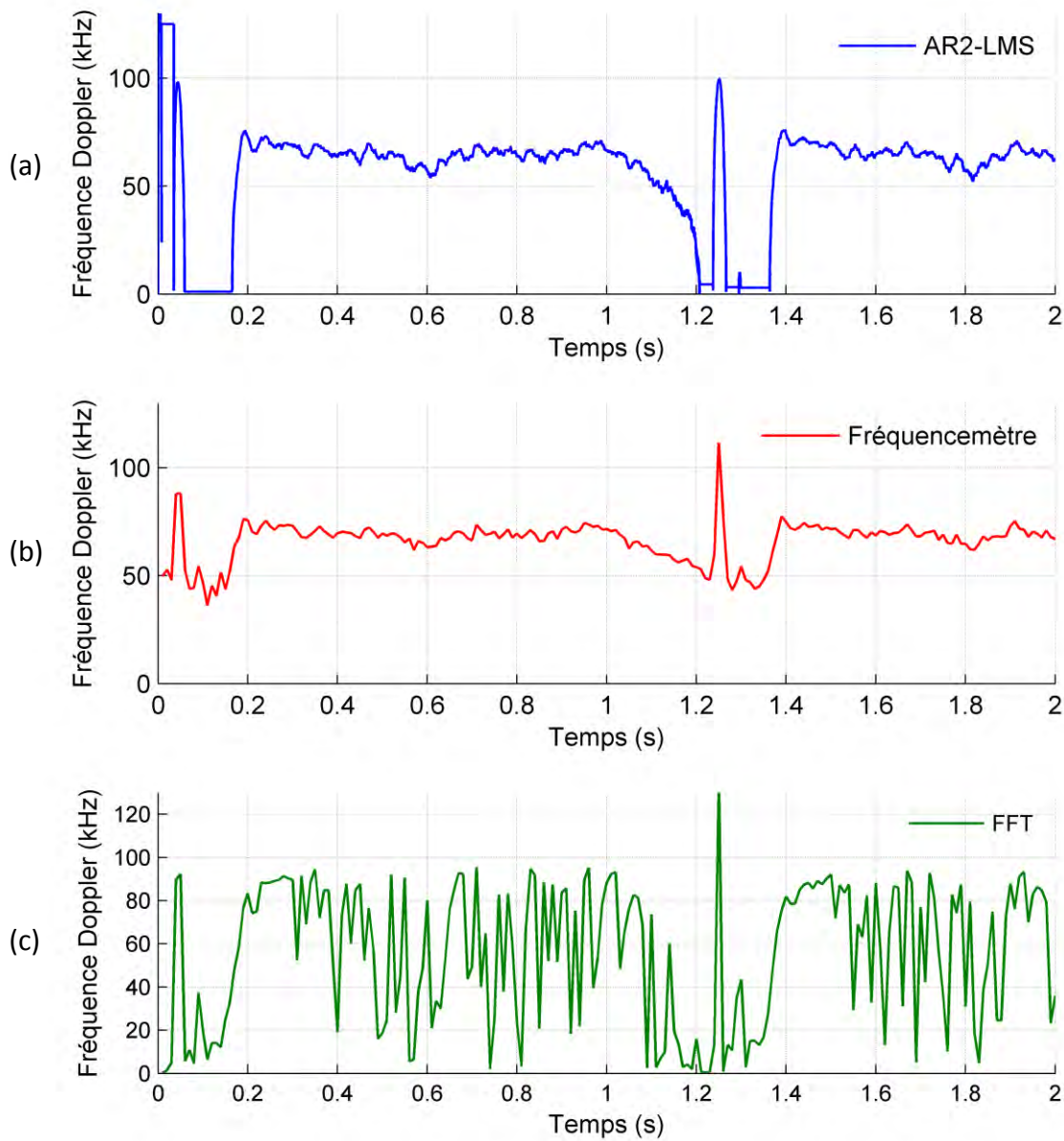


Figure IV-16. Mesure de la fréquence Doppler d'un écoulement dans un canal macro fluide avec les trois méthodes : AR2-LMS (a), Fréquencemètre (b) et FFT (c).

Afin de mettre en évidence la similitude des mesures, nous calculons, pour chaque angle i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) de mesure, l'écart $\Delta V_{i,j}$ entre la mesure j ($j = 1, 2, 3, 4, 5$) de vitesse $\widehat{V}_{i,j}$ et la moyenne de toutes les mesures \bar{V}_i :

$$\Delta V_{i,j} = \widehat{V}_{i,j} - \bar{V}_i \quad (\text{IV- 3})$$

\hat{V} est un tableau des vitesses mesurées et synchronisées de dimensions $J \times K \times I$ avec $J = 5$ correspondant aux 5 mesures de vitesse (5 acquisitions de signaux), $K = 1800$ échantillons et $I = 5$ correspondant aux 5 angles de mesure (5 mesures de 1800 échantillons par angle pour 5 angles). Ainsi, le tableau tridimensionnel \hat{V} est composé de 5 pages. Chaque page correspond à un angle de mesure, par exemple la page n°1 correspond à l'angle d'incidence de 15° et la page n°5 à l'angle d'incidence de 75° . Chaque page est composée de 5 lignes (présentées en bleu dans la Figure IV-19) et 1800 colonnes (en rouge). Chaque ligne correspond à une mesure de vitesse de 1800 échantillons. Une moyenne est effectuée sur chaque colonne de \hat{V} pour obtenir \bar{V} . $\bar{V} \{1 \times K \times I\}$ est ainsi composé des valeurs moyennes des colonnes de chaque page de \hat{V} (cf. Figure IV-19), i.e. composé de l'ensemble des vecteurs de mesure moyens des angles.

Notons que les échantillons appartenant à la même colonne de \hat{V} sont synchrones, c.à.d. que les impulsions de vitesse de toutes les mesures appartiennent aux mêmes colonnes. Une synchronisation préalable a été effectuée. Cette étape de synchronisation consiste à localiser la 1^{ère} impulsion de vitesse de chaque mesure, d'aligner toutes les impulsions dans la même colonne et de couper les mesures de manière à avoir le même nombre K d'échantillons pour toutes les mesures (cf. Figure IV-20).

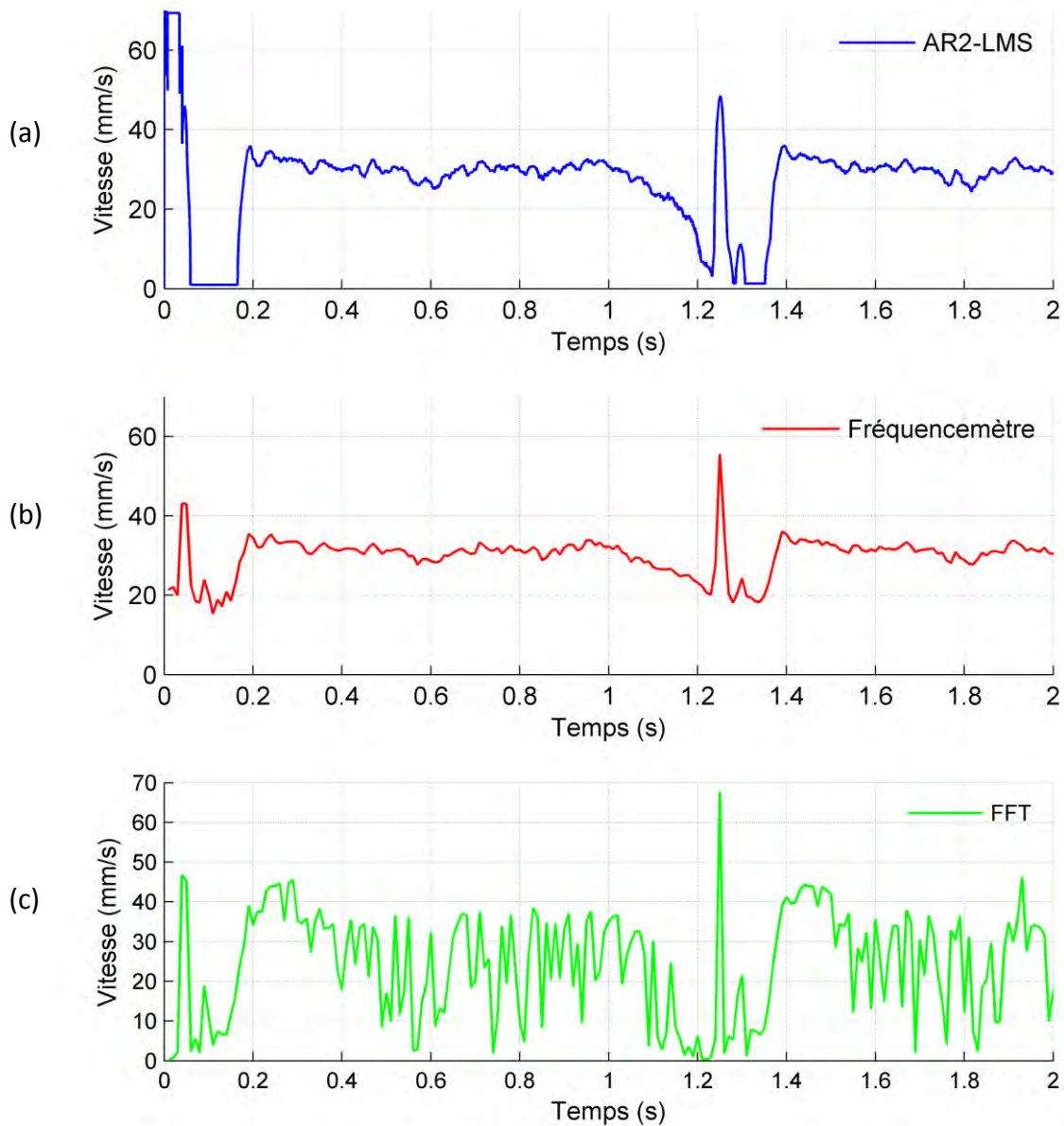


Figure IV-17. Mesure de la vitesse d'un écoulement dans un canal macro fluide avec les trois méthodes : AR2-LMS (a), Fréquencemètre (b) et FFT (c).

La distribution de ΔV est présentée dans la Figure IV-24(a). C'est une distribution gaussienne de valeur centrale égale à 0 mm/s ($E(\Delta V) = E(\hat{V}) - \bar{V} = 0$) et d'écart-type égal à 2,5 mm/s sachant que l'amplitude crête-à-crête de la vitesse est d'environ 40 mm/s (Figure IV-18). Notons que les écarts maximums calculés sont aux moments des impulsions de vitesse car la variation de vitesse est grande ($\Delta V/\Delta t = 2755$ (mm/s)/s) et la résolution tempo-

relle du vélocimètre (200 mesures/seconde) devient relativement faible. Ce qui entraîne aussi des erreurs supplémentaires dans le calcul de ΔV car les mesures sont synchronisées par rapport aux pics. Ainsi, en réalité l'écart de vitesse est moins important. Une solution est d'augmenter la fréquence de rafraichissement des mesures (nombre de mesures/seconde) c.à.d. de diminuer le temps de mesure mais cela a pour effet de diminuer la précision du fréquencesmètre (voir chapitre III). La Figure IV-21 représente la variation de ΔV en fonction de l'angle de mesure. L'intervalle de confiance de 95% est présenté. L'écart-type de ΔV varie entre 1,9 et 3,2 mm/s. Nous ne trouvons pas une relation de dépendance entre ΔV et l'angle de mesure. Ainsi, en changeant d'angle de mesure, la précision des mesures de vitesse ne varie pas.

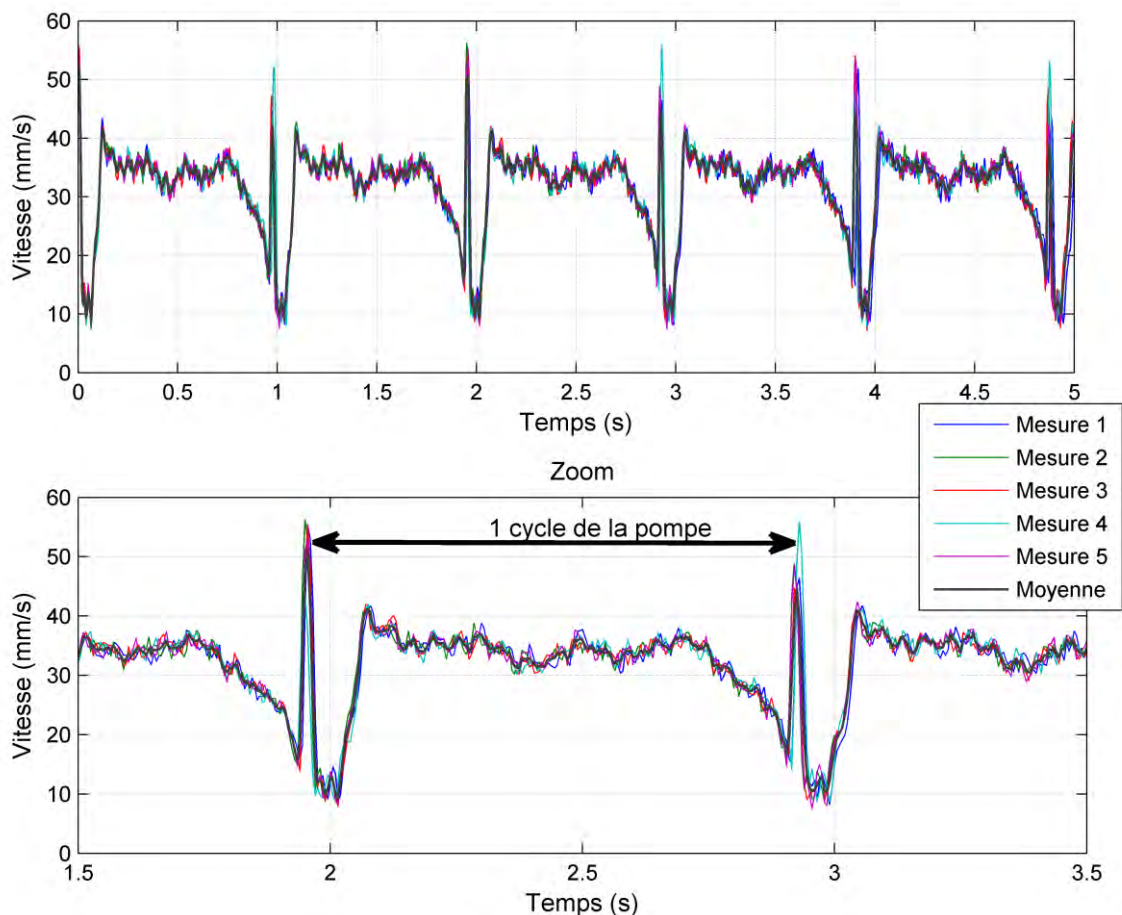


Figure IV-18. Mesures de vitesse obtenues pour une même direction d'écoulement du fluide.

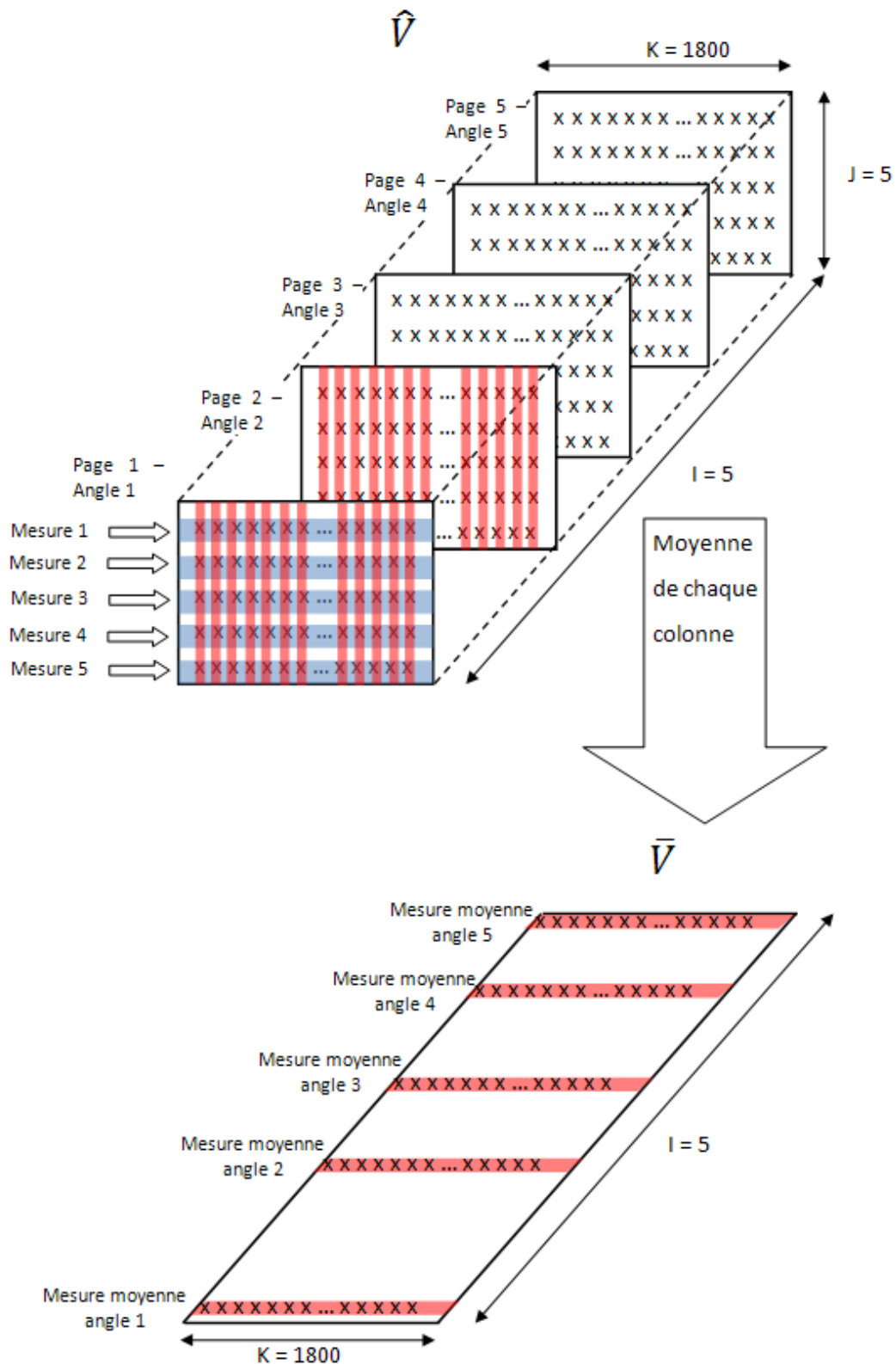
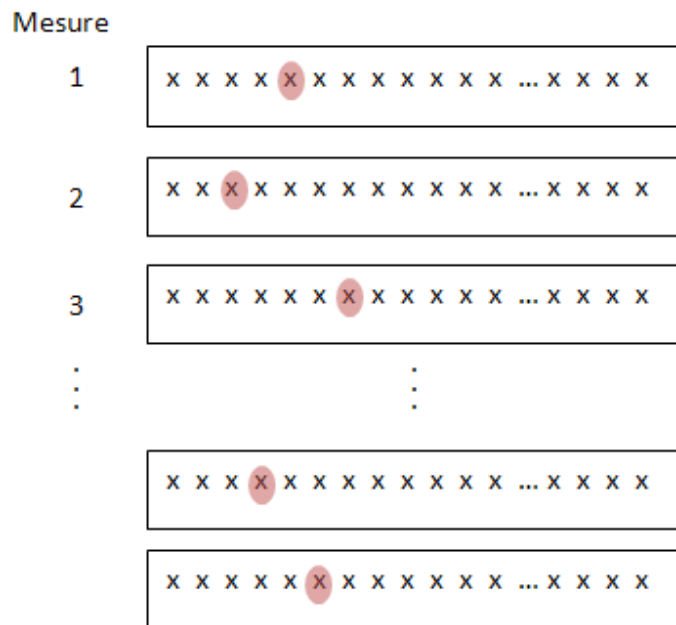


Figure IV-19. Architectures du tableau tridimensionnel contenant les mesures de vitesse et du tableau bidimensionnel contenant les valeurs moyennes de vitesse.

Etape 1 : Localiser le 1^{er} pic de vitesse de chaque mesure



Etapes 2 et 3 : Aligner tous les pics dans la même colonne et couper les mesures de manière à avoir le même nombre d'échantillons pour toutes les mesures

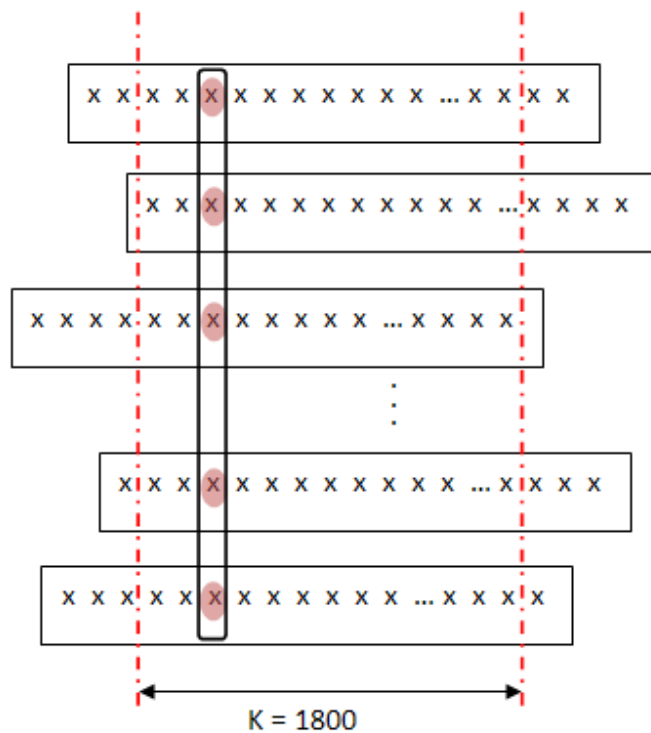


Figure IV-20. Synchronisation des différentes mesures.

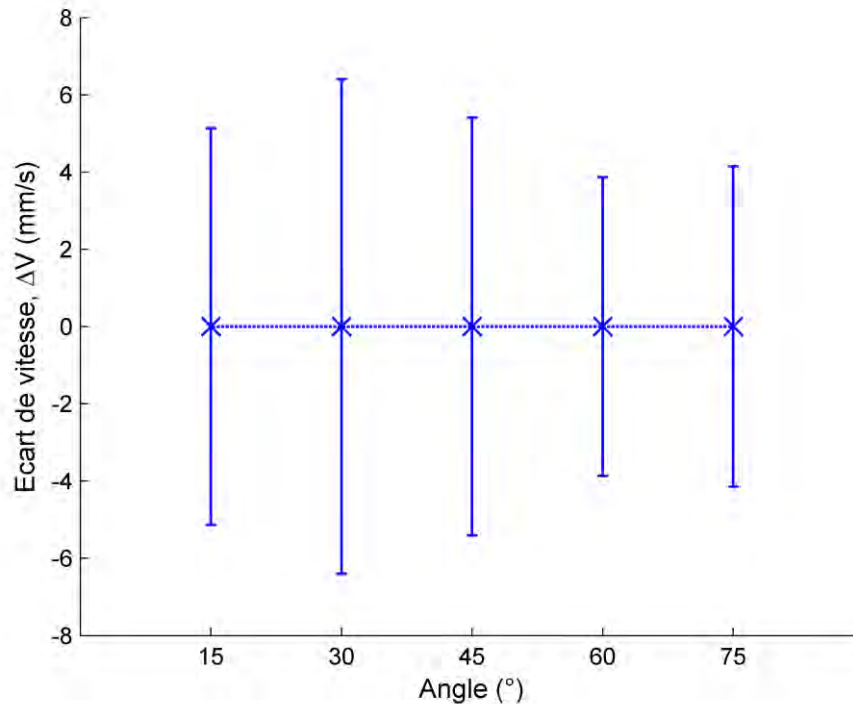


Figure IV-21. Variation de l'écart de vitesse ΔV en fonction de l'angle de mesure. L'intervalle de confiance de 95% est présenté.

Ensuite, les mesures de vitesse pour les cinq directions différentes d'écoulement du fluide sont présentées dans les Figure IV-22 et Figure IV-23. Uniquement une mesure est effectuée par angle (1^{ère} ligne de chaque page de \widehat{V}) dans la Figure IV-22 alors que dans la Figure IV-23 une moyenne (\overline{V}) de 5 mesures successives est effectuée pour chaque angle. Nous remarquons dans les deux figures, deux groupes de mesures décalées d'une valeur constante. Le 1^{er} groupe composé de 2 mesures est au-dessous de la moyenne et le 2^{ème} composé de 3 mesures est au-dessus. Ce décalage entre ces 2 groupes est dû aux erreurs d'alignement des 2 lasers [129], c.à.d. que les 2 lasers illuminent pour le 2^{ème} groupe un point différent que celui illuminé au 1^{er} groupe. Ainsi, un décalage de vitesse est observé entre les 2 groupes en gardant le même modèle d'allure. En regardant chacun de ces groupes, nous déduisons que les mesures concordent pour les différentes directions d'écoulement du fluide. Ainsi, ce dispositif à double-tête laser est capable de mesurer la vitesse d'écoulement du fluide pour n'importe quelle direction d'écoulement.

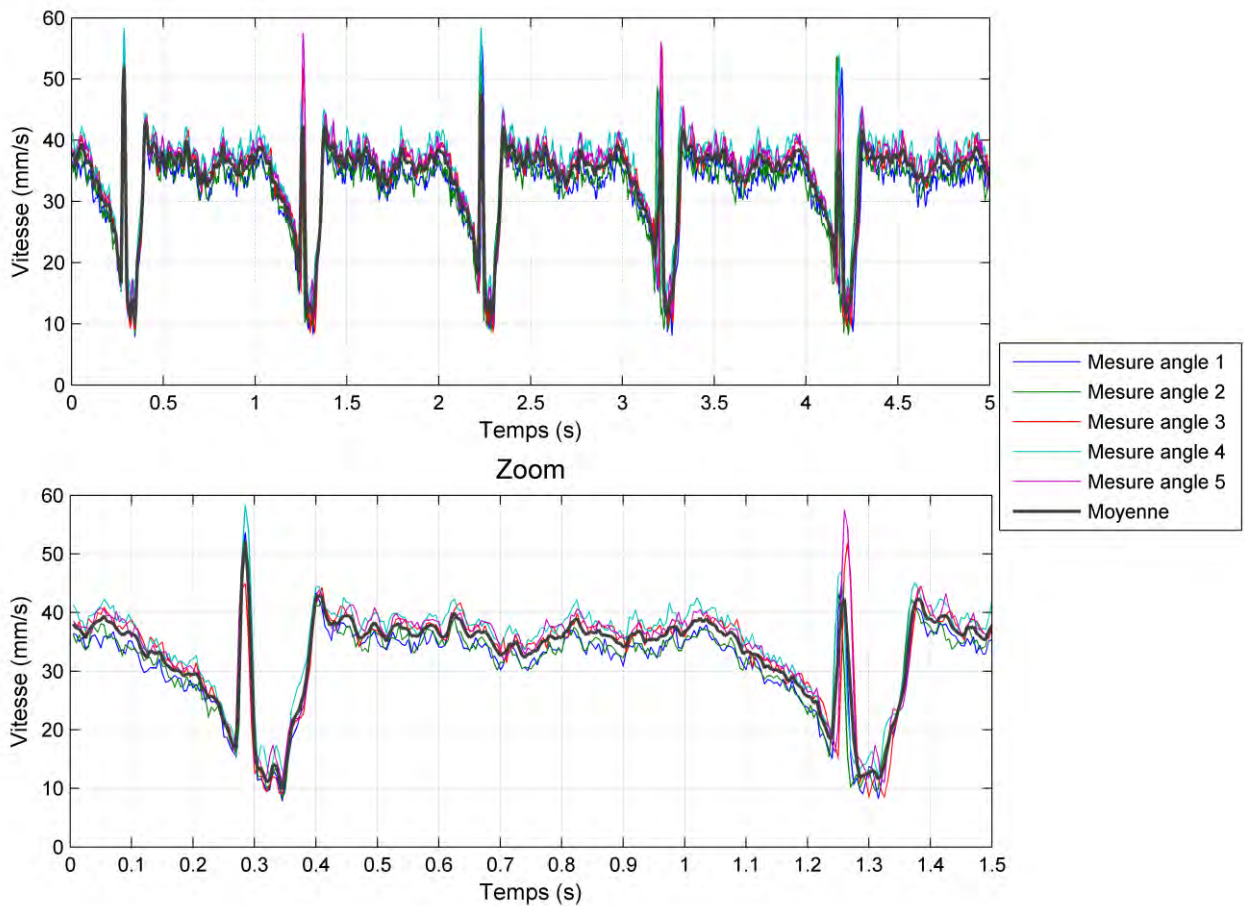


Figure IV-22. Mesures de vitesse obtenues pour différentes directions d'écoulement du fluide avec 1 mesure par direction.

La distribution de l'écart ΔV entre les mesures et la moyenne est présentée dans les Figure IV-24(b) et (c). Pour une seule mesure par angle, ΔV a une moyenne nulle et un écart-type égal à 3,8 mm/s. Cette augmentation de la valeur de l'écart-type de ΔV par rapport à celui obtenu pour même direction d'écoulement du fluide (2,5 mm/s) est due aux erreurs d'alignement des lasers. En traitant chacun de ces 2 groupes seul, l'écart-type de ΔV devient 3,5 et 2,7 mm/s pour groupe 1 et groupe 2 respectivement. En revanche, en moyennant 5 mesures successives pour chaque angle, l'écart-type de ΔV de la totalité des mesures est seulement de 2,2 mm/s (la moyenne de ΔV est toujours nulle). En outre, la distribution de ΔV est composée de 2 sous-distributions gaussiennes (Figure IV-24(c)), une inférieure à la moyenne nulle (en rouge) correspondant au 1^{er} groupe de mesures et une supérieure à la moyenne (en vert) correspondant au 2^{ème} groupe. L'écart-type de chacune de ces 2 sous distributions est de 1,7 et 1,8 mm/s respectivement (ces écarts-types sont calculés par rap-

port à la moyenne de ΔV qui est nulle). En revanche, si nous traitons chaque groupe de mesures seul, l'écart-type devient 1,4 et 1,7 mm/s pour groupe 1 et groupe 2 respectivement (l'écart-type de chaque groupe est calculé maintenant par rapport à la moyenne du groupe). Donc, en moyennant les mesures nous arrivons à diminuer la variance de l'écart ΔV de 3,8 à 2,2 mm/s soit de 42% et à voir clairement 2 distributions correspondant aux 2 groupes de mesure décalés à cause d'une erreur d'alignement des 2 lasers.

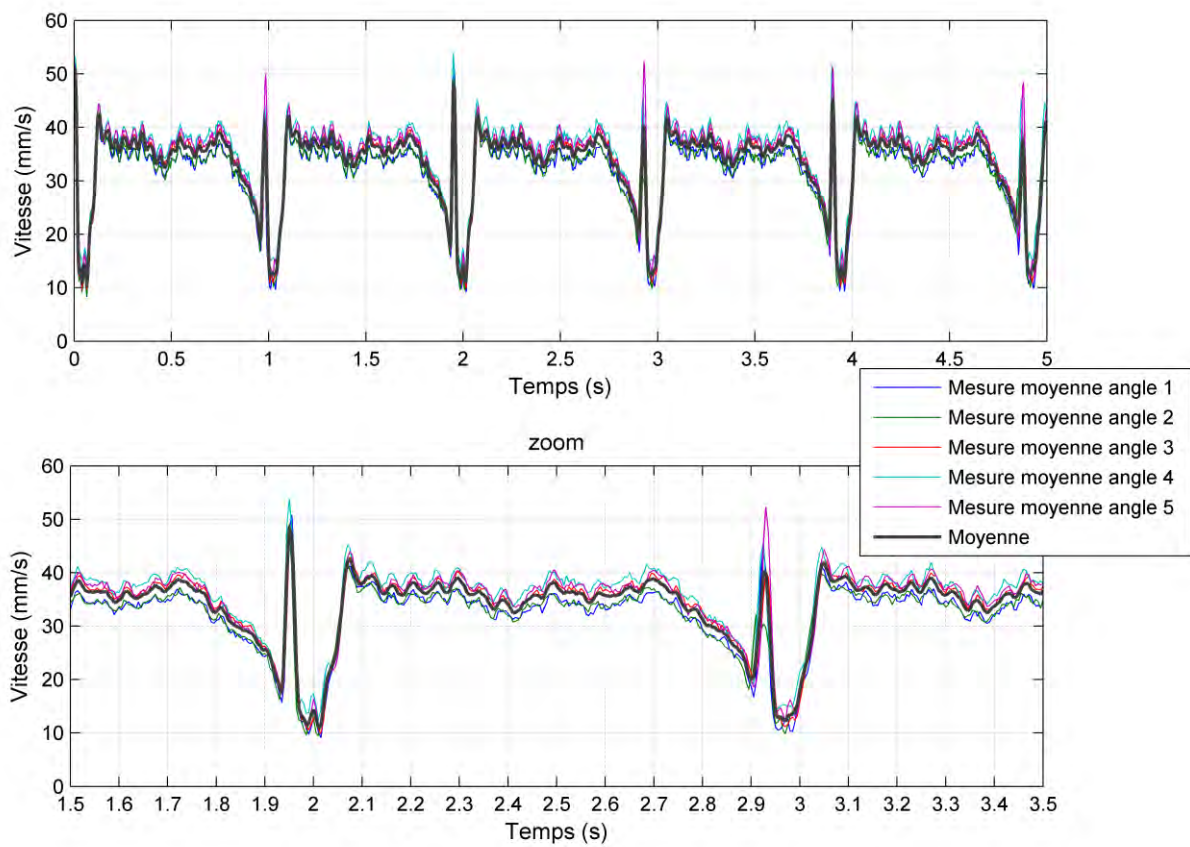


Figure IV-23. Mesures de vitesse obtenues pour différentes directions d'écoulement du fluide avec moyennage de 5 mesures successives par direction.

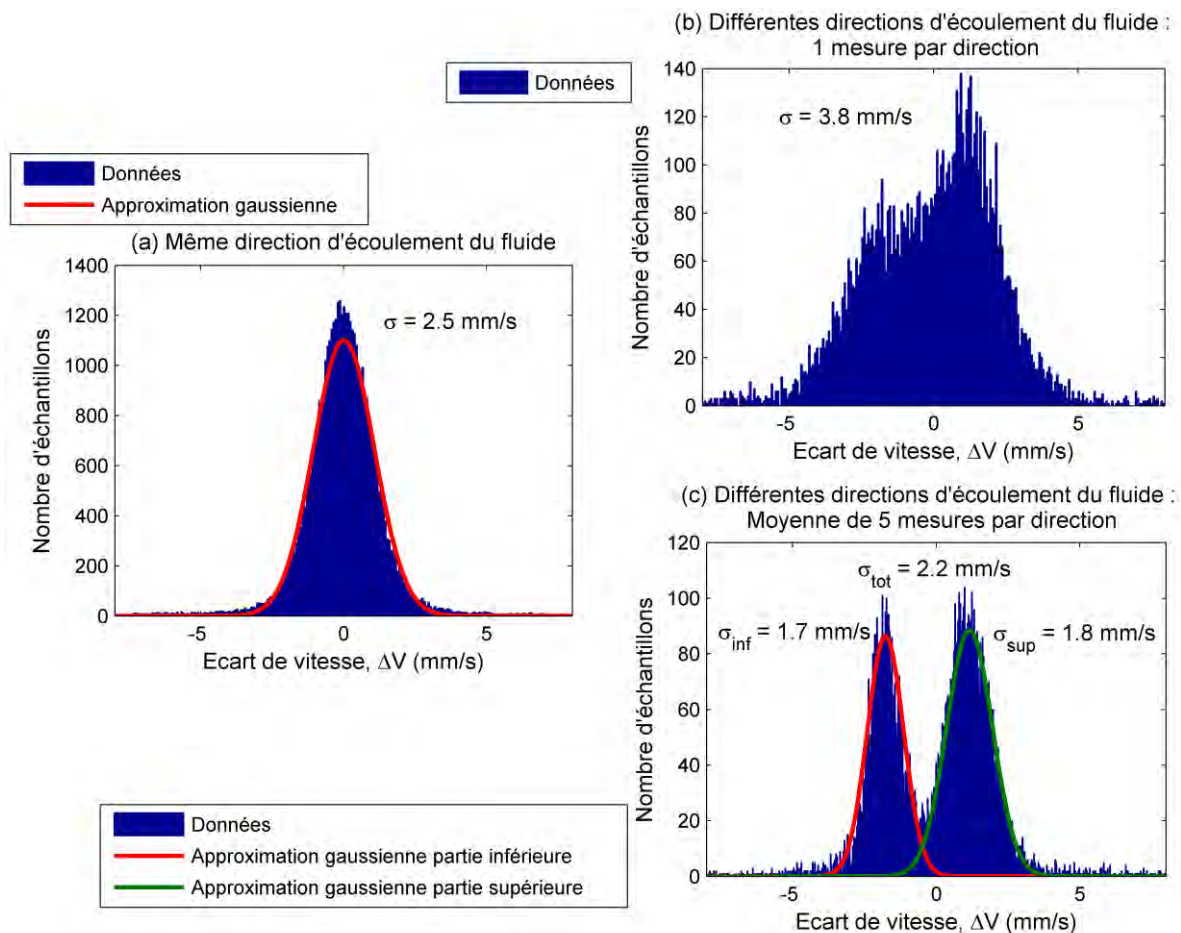


Figure IV-24. Distribution de l'écart de vitesse ΔV entre les vitesses mesurées pour (a) même direction d'écoulement du fluide et (b) et (c) différentes directions d'écoulement du fluide.

Nous nous intéressons maintenant à étudier la variation du profil de vitesse en fonction du débit de la pompe. Des mesures de vitesse ont été effectuées pour des débits moyens de $144 \text{ mm}^3/\text{s}$, $188 \text{ mm}^3/\text{s}$ et $217 \text{ mm}^3/\text{s}$ de la pompe. L'angle entre le faisceau et le canal a été maintenu à 45° . En calculant pour chaque débit l'écart de vitesse ΔV des mesures par rapport à la moyenne, nous obtenons une distribution gaussienne de valeur centrale nulle et d'écart-type de $1,7 \text{ mm/s}$ pour la totalité des ΔV et indépendamment du débit.

Lorsqu'on augmente le débit de la pompe, la fréquence de rotation du moteur portant les 2 galets augmente et ainsi le processus pression - décompression est plus rapide. Cela est montré dans la Figure IV-25 qui présente les résultats des mesures : plus le débit est grand, plus le cycle de la pompe est court (Figure IV-25 (a), (b) et (c)) et plus la vitesse d'écoulement est grande (Figure IV-25(d)).

4.3 Conclusion

Avec le dispositif à double-tête laser, nous avons mesuré de manière répétable la vitesse d'écoulement d'un fluide composé de 5% de lait et 95% d'eau, projeté par une pompe péristaltique à débit non continu, dans un tube de diamètre 4 mm. L'algorithme de traitement utilisé pour estimer les fréquences Doppler est le fréquencemètre vu qu'il est automatique, i.e. ne nécessitant pas un calibrage manuel préalable en comparaison avec l'AR2-LMS, et vu que les mesures obtenues avec la FFT classique ne sont pas pertinentes car les spectres des signaux obtenus en illuminant des écoulements dans un canal macro-fluidique ne présentent pas des pics notables (à cause du volume de mesure insuffisamment maîtrisé jusqu'à maintenant). Les mesures de vitesse ainsi effectuées sont bien sensibles au débit non continu de la pompe. Elles ont permis de montrer le cycle de pression - décompression de la pompe et de montrer que la fréquence du cycle et l'amplitude des vitesses mesurées sont proportionnelles au débit.

En outre, omettant les erreurs d'alignement des lasers, le dispositif à double-tête laser est insensible au changement de direction d'écoulement du fluide (variations d'angle avec la cible), ce qui n'est pas le cas d'un vélocimètre mono diode laser. De plus, le moyennage des mesures permet de diminuer la dispersion de l'écart de vitesse ΔV trouvé indépendant de l'angle de mesure et du débit de la pompe.

Les erreurs d'alignement des lasers sont principalement dues à la fragilité des supports portants les diodes laser dans le dispositif expérimental utilisé. Un faible contact suffisait pour désaligner les faisceaux. Ainsi, un support mécanique plus solide pour les deux diodes laser permettra de résoudre ce problème de désalignement.

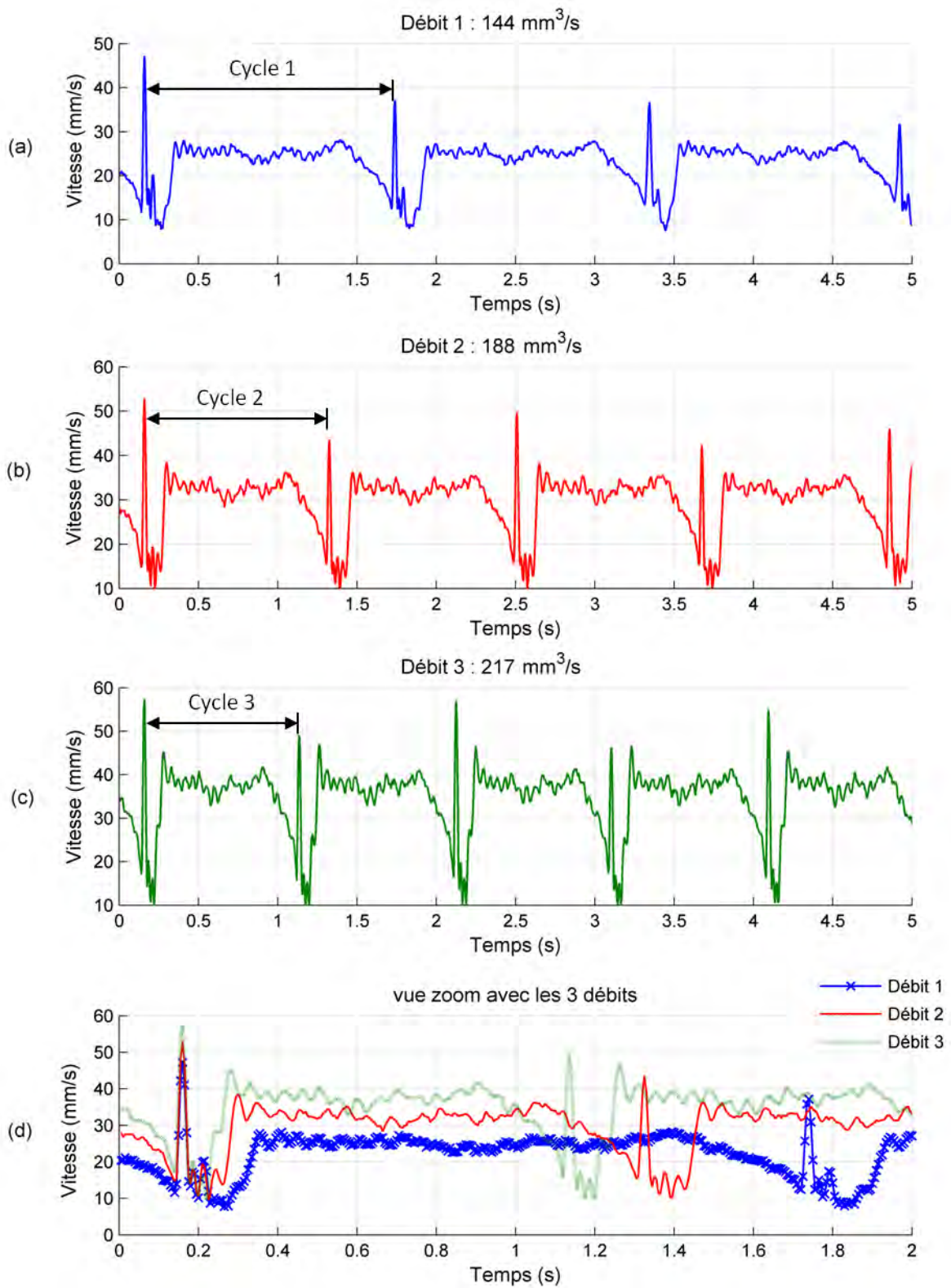


Figure IV-25. Mesures de vitesse obtenues pour 3 débits différents (débit 1 en (a), débit 2 en (b) et débit 3 en (c) et vue zoom sur les 3 débits en (d)) en gardant une même direction d'écoulement du fluide et moyennage de 5 mesures successives par débit.

5 Conclusion

Dans ce chapitre IV, nous avons montré la faisabilité de mesures de vitesse pour des écoulements fluidiques dans des canaux à l'échelle micro et macroscopique en exploitant le phénomène de self-mixing qui a lieu à l'intérieur de la cavité active d'une diode laser. Une première analyse spectrale a permis d'estimer la fréquence Doppler et par conséquent la vitesse, car une relation linéaire a été trouvée entre la fréquence Doppler et la vitesse maximale au centre du canal déduite du débit. Par contre, cette méthode nécessite des longues séquences de données pour fournir des résultats pertinents et par la suite n'est pas adaptée pour des mesures en temps réel. Pour des courtes séquences de données, la méthode classique de recherche du pic du module de la FFT ne permet pas de donner des estimations pertinentes (variance très élevée) de fréquence Doppler, et par conséquent, de la vitesse, car le spectre des signaux ne présente pas un pic notable comme est le cas pour une cible solide. En revanche, les algorithmes AR2-LMS et fréquencemètre ont permis de fournir des estimations de la fréquence Doppler variant linéairement en fonction de la vitesse d'écoulement, tout en traitant des séquences courtes de données (de durée égale à 5 ms pour le fréquencemètre et 2 μ s pour l'AR2-LMS). Tandis que l'algorithme AR2-LMS présente une précision (variance) de mesure meilleure que celle du fréquencemètre, il est moins pratique car il nécessite un calibrage préalable de son coefficient d'adaptation en fonction du signal (fréquence, amplitude), sans quoi il diverge. D'autre part, le fréquencemètre ne présente pas un risque de divergence et ne nécessite aucun calibrage, d'où son intérêt. En outre, l'intercorrélation des signaux de tension et de sortie de la photodiode a permis de minimiser la variance des mesures.

Ensuite, le modèle à double-tête laser comme dispositif de mesure et le fréquencemètre comme algorithme de traitement pour estimer les fréquences Doppler, nous ont permis de mesurer, de manière répétable, la vitesse d'écoulement d'un fluide injecté par une pompe péristaltique à débit non continu dans un canal à l'échelle macroscopique (de diamètre égal à 4mm). Les mesures de vitesse ainsi effectuées sont bien sensibles au débit non continu de la pompe montrant le cycle de pression - décompression de la pompe et que la période du cycle et l'amplitude des vitesses mesurées sont proportionnelles au débit.

A part les erreurs d'alignement des lasers (à cause de la fragilité du dispositif utilisé dans les expérimentations), ce dispositif à double-tête laser est insensible au changement de di-

rection d'écoulement du fluide (variations d'angle avec la cible), i.e. quelle que ce soit la direction d'écoulement, nous sommes capables de mesurer la vitesse d'écoulement. Donc la direction d'écoulement par rapport au capteur n'a pas à être connue, mesurée ou fixée. De plus, le moyennage des mesures permet de diminuer d'environ 42% la dispersion de l'écart ΔV de vitesse qui est trouvé indépendant de l'angle de mesure et du débit de la pompe.

CONCLUSION

Durant cette thèse, le phénomène de self-mixing, parfois considéré comme parasite, a été appliqué à la mesure de vitesse. Ce capteur de vitesse par self-mixing présente l'avantage d'être compact, simple, auto aligné, robuste et ne nécessite pas d'autres composants optiques qu'une diode laser grand public et une lentille de collimation, ce qui assure un coût du capteur peu élevé.

Un tel capteur a de multiples applications, allant du contrôle non destructif à l'automobile en passant par des applications pharmaceutiques et médicales, mesurer le flux sanguin par exemple.

Nous avons analysé le dispositif du vélocimètre mono diode laser par self-mixing et montré ses limites en termes de précision et de robustesse en fonction des variations d'angle d'incidence avec la cible, pour un vélocimètre embarqué pour la sécurité automobile par exemple. Nous avons proposé alors une architecture optimisée à double-tête laser qui a permis de renforcer considérablement la robustesse et la précision du capteur.

Le vélocimètre à double-tête permet de déterminer la composante vitesse dans le plan des lasers (mesure bidimensionnelle), i.e. la projection du vecteur vitesse dans le plan des faisceaux laser. Cela est suffisant quand il s'agit d'une mesure de vitesse de défilement d'une cible de nature solide telle que du papier, des plaques d'aluminium ou du verre dans une chaîne de production ou encore d'un véhicule par rapport à la route ou de vitesse d'écoulement fluide dans des micro-canaux. De plus, pour le type d'applications visées dans cette thèse, la mesure de vitesse par le dispositif à double-tête laser est très peu perturbée en cas de désalignement des faisceaux laser comme l'a montré l'analyse d'erreur que nous avons effectuée.

Un vélocimètre à triple-tête laser permettra par la suite de déterminer les trois composantes de la vitesse, c'est à dire le vecteur vitesse instantané. Cela s'avère très important voire primordial quand il s'agit par exemple en mécanique des fluides d'une mesure de vitesse dans des écoulements complexes (zones de recirculation, tourbillons, écoulements très turbulents) dans lesquels le vecteur vitesse peut prendre localement n'importe quelle direc-

tion en fonction du temps. A cette fin, deux problématiques devront être résolues : 1) maîtrise du volume de mesure (zone détectée) : le volume de mesure doit être bien défini afin de bien interpréter les données provenant du champ de vitesses 3D ; 2) alignement des lasers : les zones détectées par les différents laser doivent être aussi identiques.

Le capteur de vitesse est composé d'une diode laser ou plus selon le dispositif et d'un module de traitement du signal, une carte FPGA par exemple. Le module de traitement du signal a pour objectif d'extraire l'information sur la vitesse de la cible, et ceci en estimant la (ou les) fréquence(s) Doppler du (des) signal (signaux) de self-mixing. L'algorithme de traitement du signal doit requérir le plus petit temps de calcul possible afin de garantir une mesure de vitesse en temps-réel. L'algorithme basé sur une analyse spectrale nécessite un calcul de FFT suivi d'une recherche du pic Doppler. Cet algorithme est sensible à l'effet speckle et nécessite un matériel électronique complexe et coûteux en ressources pour le traitement du signal en temps réel. Les algorithmes basés sur la méthode autorégressive sont moins sensibles à l'effet speckle, plus rapides que la FFT et moins coûteux en termes de ressources et de complexité du matériel électronique. Par contre, ils nécessitent un calibrage préalable (une première estimation de la fréquence Doppler à l'aide d'une FFT est nécessaire). Enfin, l'algorithme basé sur le comptage numérique de fréquence présente des avantages considérables selon les critères suivants importants pour notre capteur :

- une bonne précision comparable à celle obtenue avec l'algorithme basé sur la FFT,
- simple : ne nécessite pas de matériel électronique complexe ou coûteux en ressources comme celui basé sur la FFT,
- ne nécessite pas une conversion analogique-numérique du signal comme les autres algorithmes, ce qui permet de garantir une bande passante élevée et de réduire la consommation du circuit,
- ne nécessite pas de calibrage préalable comme les algorithmes basés sur la méthode autorégressive,
- applicable aussi bien pour des applications mécatroniques (cible solide) qu'en fluide : nous avons montré la linéarité des mesures de fréquence Doppler en fonction de la vitesse d'écoulement fluide et mesuré de manière répétable à l'aide d'un dispositif à double-tête laser la vitesse d'écoulement d'un fluide dans un canal alimenté par une pompe péristaltique de débit non continu.

Par conséquent c'est cet algorithme qui est choisi pour être implémenté sur un module de traitement du signal dans le cadre du vélocimètre. Une première implémentation sur une carte FPGA a été effectuée en employant le convertisseur analogique-numérique sur 14 bits intégré sur cette carte (les données traitées sont alors codées sur 14 bits). Cela a permis de confirmer que le calcul de la fonction d'autocorrélation sur un signal numérisé sur 14 bits est extrêmement coûteux en termes de ressources et de temps de calcul. Dans un développement futur, nous nous affranchissons de l'utilisation du convertisseur analogique-numérique. Le système implémenté comporte un auto-corrélateur qui permet d'extraire le signal noyé dans du bruit, un filtre passe-haut qui élimine la composante basse fréquence du signal auto-corrélé, un comparateur qui transforme le signal auto-corrélé en un signal à deux états et un compteur de fréquence qui calcule la fréquence Doppler. Ce système implémenté a été validé expérimentalement en configurations réelles.

Il est envisageable dans un développement futur de ce vélocimètre d'implémenter une architecture parallélisée de traitement du signal employant un auto-corrélateur opérant sur des signaux d'un seul bit (signal analogique transformé en un signal à deux états par un trigger) afin de minimiser le temps de calcul et les ressources utilisées et d'augmenter la bande passante du système. Ainsi, le convertisseur analogique-numérique ne sera plus utilisé. En outre, une autre amélioration consiste à employer plusieurs compteurs qui comptent les périodes du signal en continu et à venir lire plusieurs fois par temps de mesure (T_m) les valeurs de ces compteurs pour déduire la fréquence Doppler. Cela permet un chevauchement des fenêtres de mesure (ayant chacune une durée T_m) afin d'augmenter la fréquence de rafraichissement des mesures pour garantir des mesures en temps réel. Par exemple, si une lecture des compteurs est effectuée chaque $T_m/4$, une mesure de fréquence Doppler est obtenue chaque $T_m/4$ au lieu de T_m et la fréquence de rafraichissement est quadruplée.

De plus, des travaux actuellement menés dans notre équipe de recherche visent à mesurer des hautes vitesses allant jusqu'à 10 km/s, ce qui nécessite un système de mesure avec une large bande passante (15 GHz pour une source laser à 1310 nm). Des premiers essais ont permis de mesurer des vitesses allant jusqu'à 600 m/s en traitant les signaux sur ordinateur par transformée de Fourier [165]. Le système développé ici basé sur le comptage de fréquence pourrait être utilisé, en effectuant éventuellement quelques adaptations telles que

la suppression de l'auto-corrélateur car les signaux acquis sont généralement de bon rapport signal-sur-bruit, pour effectuer des mesures en temps réel.

GLOSSAIRE

a_0	Atténuation du champ électrique réfléchi
a_1, a_2	Coefficients du filtre autorégressif d'ordre 2
c	Célérité de la lumière
C	Coefficient de couplage indiquant le mode de fonctionnement de la diode laser
$c(k), s(k)$	Bruit blanc gaussien de variance σ^2
$d\lambda$	Changement de longueur d'onde
$e(k)$	Erreur de prédiction du filtre autorégressif d'ordre 2
$E(t)$	Enveloppe du champ électrique normalisé afin que E^2 corresponde à la densité de photon (m^{-3})
$E_{1 \rightarrow 2}, E_{2 \rightarrow 1}$	Champ électrique se propageant de l'interface I_1 (resp. I_2) du laser vers l'interface I_2 (resp. I_1)
F_0, T_0	Fréquence (période) du signal de référence
f_{coup}	Fraction de l'onde lumineuse rétro-injectée qui est effectivement couplée avec le mode lasant
F_D	Fréquence Doppler
f_D	Fréquence Doppler réduite $f_D = F_D/F_e$
F_{D1}, F_{D2}	Fréquence Doppler du signal de puissance optique correspondant à DL1 (resp. DL2) du dispositif à double-tête
F_e	Fréquence d'échantillonnage
f_r	Fréquence de résonance du filtre autorégressif d'ordre 2
f_s	Fréquence réduite du speckle $f_s = F_s/F_e$
F_s	Fréquence du speckle
g	Gain du milieu actif de la diode laser
$G(z)$	Fonction de transfert du filtre autorégressif d'ordre 2
G_{gen}	Coefficient de pompage électrique
G_n	Coefficient du gain modal
g_{th}	Gain seuil du milieu actif de la diode laser
g_{th0}	Gain seuil du milieu actif de la diode laser sans cible
g_{thF}	Gain seuil du milieu actif de la diode laser avec cible
$H(f)$	Réponse en fréquence d'un filtre passe-bas
$h(k)$	Réponse impulsionnelle du filtre passe-bas ayant une réponse en fréquence $H(f)$
I_1, I_2	Interfaces de la cavité active du laser

I_3	Interface de la cible
I_{eq}	Interface de la cavité équivalente tenant compte de la cavité active et de la cavité externe créée par la cible
L	Nombre de points dans une trame de donnée
l_c	Longueur de la cavité active du laser
l_{eq}	Longueur de la cavité équivalente du laser
l_{ext}	Longueur de la cavité externe (espace compris entre la face avant du laser et la cible)
L_T	Distance entre le laser et la cible
m_0	Paramètre de modulation de la puissance d'émission laser
$n(k)$	Bruit additif gaussien de moyenne nulle et de variance σ_n^2
N, M	Nombre de périodes du signal d'entrée (resp. horloge de référence) pendant un temps de mesure T_m
N_0	Densité d'électrons permettant d'atteindre le gain nul
$N_a(t)$	Moyenne spatiale de la densité d'électrons (« <i>carrier density</i> »)
n_m	Indice de réfraction du milieu environnant
N_{th}	Densité seuil d'électrons
N_x	nombre de périodes T_x du signal pendant un temps de mesure T_m
P_0	Puissance d'émission de la diode laser en absence de rétro-injection optique
$P_{1 \rightarrow 2}, P_{2 \rightarrow 1}$	Puissance optique se propageant de l'interface I_1 (resp. I_2) du laser vers l'interface I_2 (resp. I_1)
P_F	Puissance d'émission de la diode laser en présence de la cible
Q	Débit du liquide
$R(k)$	Autocorrélation numérique non biaisée
\vec{r}_{obs}	Vecteur unitaire selon la direction d'observation
$\vec{r}_0, \vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}$	Vecteurs unitaires selon la direction du (des) faisceau(x) laser incident(s)
r_3	Coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique de la cible
r_A, r_B	Distance entre l'axe de rotation de la cible et le point A (resp. point B) de la cible
r_{eq}	Coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique de la cavité équivalente tenant compte de la cavité active et de la cavité externe créée par la cible
r_s	Rayon du spot laser sur la cible
$r_{vv}(k)$	Autocorrélation du signal $v(k)$
S_{VT}	Sensibilité de mesure de la vitesse de la cible
T_e	Intervalle d'échantillonnage
T_m	Temps de mesure (fenêtre de mesure)
T_x	Période du signal

u	Incertitude
V_A, V_B	Vitesse au point A (resp. point B)
V_H, V_L	Seuil haut (resp. bas) du trigger de Schmitt
V_{jct}	Tension de la jonction de la diode laser
\vec{V}_T	Vecteur vitesse de la cible
V_x, V_y, V_z	Composante de la vitesse selon l'axe x , l'axe y et l'axe z respectivement
$x(k), y(k)$	processus stochastiques passe-bas qui représentent les perturbations multiplicatives dues à l'effet speckle
α	L'angle entre la bissectrice de β (Biss) et la normale (Norm) à la cible
α_0	Variable aléatoire uniformément distribuée sur $[0, 2\pi]$
α_e	Facteur d'élargissement de raie (<i>linewidth enhancement factor</i>) ou facteur de Henry
α_p	Coefficient de pertes principalement dues aux absorptions par porteurs libres
β	L'angle entre les deux faisceaux laser du dispositif à double-tête
γ	Angle entre la normale Norm à la cible et le faisceau laser
γ_0	Coefficient d'absorption du milieu actif de la diode laser seule
γ_F	Coefficient d'absorption du milieu actif de la diode laser en présence de la cible
$\gamma_{\text{int}}, \gamma_{\text{ext}}$	Coefficient d'absorption se référant à l'onde se propageant à l'intérieur (resp. à l'extérieur) de la cavité du laser
δF_D	Variation de fréquence Doppler
δr	Différence de r_B et r_A
Δs	Différence de marche optique introduite entre les deux bras de l'interféromètre de Michelson
δV	Décalage de V_B par rapport à V_A
ΔV	Écart des mesures de vitesse
$\Delta \gamma$	Variation de l'angle γ
ε	Bruit d'amplitude affectant un signal réel
ζ	Paramètre de couplage entre la cible et la cavité laser
Θ	Angle entre les faisceaux laser et la bissectrice Biss de l'angle β
θ_i	Angle des faisceaux laser sécants du montage LDV à franges
λ	Longueur d'onde du laser
λ_{max}	Valeur propre maximale de la matrice d'autocorrélation des équations de Yule-Walker
\boxtimes	Facteur d'adaptation de l'algorithme LMS
μ_e	Indice effectif de réfraction de phase
μ_{e0}	Indice effectif de réfraction de phase de la diode laser seule
$\overline{\mu_{e0}}$	Indice effectif de réfraction de groupe de la diode laser seule

μ_{eF}	Indice effectif de réfraction de phase de la diode laser en présence de la cible
ν_0	Fréquence d'émission du laser
ν_F	Fréquence d'émission de la diode laser en présence de la cible
ν_{obs}	Fréquence optique reçue par un observateur
ρ_0	Vecteur d'onde
ρ_F	Vecteur d'onde en présence de la cible
ρ_{int}, ρ_{ext}	Vecteur d'onde se référant à l'onde se propageant à l'intérieur (resp. à l'extérieur) de la cavité du laser
$\tau_{adapt.}$	Temps d'adaptation de l'algorithme LMS
τ_d	Temps de vol dans la cavité externe
τ_e	Durée de vie de l'électron
τ_l	Temps de vol dans la cavité active du laser
τ_p	Durée de vie du photon à l'intérieure de la cavité
$\phi_h(k)$	Séquence d'autocorrélation de la réponse impulsionnelle $h(k)$
$\phi_b(k)$	Bruit de phase affectant un signal réel
$\phi(k)$	Phase numérique instantanée des ondes sinusoïdales
$\Phi_E(t)$	Phase du champ électrique
$\Phi_v(f)$	Densité spectrale de puissance du signal $v(k)$
Φ_{eq}	Opposé de la phase du coefficient de réflexion en amplitude de la cavité équivalente
Φ_F, Φ_0	Phase linéique de l'onde avec et sans cible
Φ_{th}	Phase d'émission laser

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y. Yeh et H. Z. Cummins, « Localized Fluid Flow Measurements with AN He-Ne Laser Spectrometer », *Applied Physics Letters*, vol. 4, n° 10, p. 176-178, mai 1964.
- [2] J. Foremen, E. W. George, J. Jetton, R. D. Lewis, J. R. Thornton, et H. Watson, « 8C2 - Fluid flow measurements with a laser Doppler velocimeter », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 2, n° 8, p. 260-266, 1966.
- [3] R. J. Goldstein et D. K. Kreid, « Measurement of Laminar Flow Development in a Square Duct Using a Laser-Doppler Flowmeter », *J. Appl. Mech.*, vol. 34, n° 4, p. 813-818, déc. 1967.
- [4] M. J. Rudd, « A new theoretical model for the laser Dopplermeter », *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, vol. 2, n° 1, p. 55, janv. 1969.
- [5] C. P. Wang, « A unified analysis on laser Doppler velocimeters », *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, vol. 5, n° 8, p. 763, août 1972.
- [6] A. Boutier, *Laser Velocimetry in Fluid Mechanics*. John Wiley & Sons, 2013.
- [7] G. Hernandez, *Fabry-Perot Interferometers*. Cambridge University Press, 1988.
- [8] R. Hui et M. O'Sullivan, *Fiber Optic Measurement Techniques*. Academic Press, 2009.
- [9] « Polytec: Mesure et contrôle de vitesse de défilement », 2013. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.polytec.com/fr/solutions/mesures-de-longueur-et-de-vitesse/mesure-et-contrôle-de-vitesse-de-defilement>.
- [10] R. J. Adrian, « A bipolar, two component laser-Doppler velocimeter », *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, vol. 8, n° 9, p. 723, sept. 1975.
- [11] K. A. Blake, « Simple two-dimensional laser velocimeter optics », *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, vol. 5, n° 7, p. 623, juill. 1972.
- [12] G. R. Grant et K. L. Orloff, « Two-Color Dual-Beam Backscatter Laser Doppler Velocimeter », *Appl. Opt.*, vol. 12, n° 12, p. 2913-2916, déc. 1973.
- [13] K. Kyuma, S. Tai, K. Hamanaka, et M. Nunoshita, « Laser Doppler velocimeter with a novel optical fiber probe », *Appl. Opt.*, vol. 20, n° 14, p. 2424-2427, juill. 1981.
- [14] F. F. M. de Mul, J. van Spijker, D. van der Plas, J. Greve, J. G. Aarnoudse, et T. M. Smits, « Mini laser-Doppler (blood) flow monitor with diode laser source and detection integrated in the probe », *Appl. Opt.*, vol. 23, n° 17, p. 2970-2973, sept. 1984.
- [15] A. Serov, W. Steenbergen, et F. de Mul, « Laser Doppler perfusion imaging with a complimentary metal oxide semiconductor image sensor », *Opt. Lett.*, vol. 27, n° 5, p. 300-302, mars 2002.
- [16] R. J. Adrian, « Twenty years of particle image velocimetry », *Experiments in Fluids*, vol. 39, n° 2, p. 159-169, juill. 2005.
- [17] D. B. Barker et M. E. Fourney, « Measuring fluid velocities with speckle patterns », *Opt. Lett.*, vol. 1, n° 4, p. 135-137, oct. 1977.
- [18] T. D. Dudderar et P. G. Simpkins, « Laser speckle photography in a fluid medium », *Nature*, vol. 270, n° 5632, p. 45-47, nov. 1977.
- [19] R. Grousson et S. Mallick, « Study of flow pattern in a fluid by scattered laser light », *Appl. Opt.*, vol. 16, n° 9, p. 2334-2336, sept. 1977.
- [20] A. E. Ennos, « Speckle interferometry », in *Laser speckle and related phenomena*, Springer, 1975, p. 203-253.

-
- [21] R. Meynart, « Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry », *Appl. Opt.*, vol. 22, n° 4, p. 535-540, févr. 1983.
- [22] R. J. Adrian, « Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs particle image velocimetry », *Appl. Opt.*, vol. 23, n° 11, p. 1690-1691, juin 1984.
- [23] C. J. D. Pickering et N. A. Halliwell, « Laser speckle photography and particle image velocimetry: photographic film noise », *Appl. Opt.*, vol. 23, n° 17, p. 2961-2969, sept. 1984.
- [24] A. Boutier, *Visualisations et mesures optiques en aérodynamique*. Ed. Techniques Ingénieur, 1998.
- [25] A. K. Prasad, « Stereoscopic particle image velocimetry », *Experiments in Fluids*, vol. 29, n° 2, p. 103-116, août 2000.
- [26] K. D. Hinsch, « Holographic particle image velocimetry », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 13, n° 7, p. R61, juill. 2002.
- [27] G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke, et B. W. van Oudheusden, « Tomographic particle image velocimetry », *Exp Fluids*, vol. 41, n° 6, p. 933-947, déc. 2006.
- [28] R. D. Keane, R. J. Adrian, et Y. Zhang, « Super-resolution particle imaging velocimetry », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 6, n° 6, p. 754, juin 1995.
- [29] A. Vogel et W. Lauterborn, « Time-resolved particle image velocimetry used in the investigation of cavitation bubble dynamics », *Appl. Opt.*, vol. 27, n° 9, p. 1869-1876, mai 1988.
- [30] M. Nabavi et K. Siddiqui, « A critical review on advanced velocity measurement techniques in pulsating flows », *Measurement Science and Technology*, vol. 21, n° 4, p. 042002, avr. 2010.
- [31] J. G. Santiago, S. T. Wereley, C. D. Meinhart, D. J. Beebe, et R. J. Adrian, « A particle image velocimetry system for microfluidics », *Experiments in Fluids*, vol. 25, n° 4, p. 316-319, sept. 1998.
- [32] S. Woods, « Measuring flow in microdevices », *MICROmanufacturing*, vol. 3, oct-2010.
- [33] « PIV System MicroPIV », *TSI*, 2013. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.tsi.com/PIV-System-MicroPIV>.
- [34] S. T. Wereley et C. D. Meinhart, « Recent Advances in Micro-Particle Image Velocimetry », *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 42, n° 1, p. 557-576, 2010.
- [35] H.-S. Chuang, L. Gui, et S. T. Wereley, « Nano-resolution flow measurement based on single pixel evaluation PIV », *Microfluid Nanofluid*, vol. 13, n° 1, p. 49-64, juill. 2012.
- [36] J. F. Meyers et H. Komine, « Doppler global velocimetry - A new way to look at velocity », présenté à Laser Anemometry - Advances and Applications 1991, Cleveland, Ohio, 1991, p. 289-296.
- [37] D. H. Thompson, « A tracer-particle fluid velocity meter incorporating a laser », *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, vol. 1, n° 9, p. 929, sept. 1968.
- [38] R. Schodl et W. Forster, « A new multicolour laser two focus velocimeter for 3-dimensional flow analysis », in , *International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 1989. ICIASF '89 Record*, 1989, p. 142-151.
- [39] W. Forster, G. Karpinsky, H. Krain, et I. Rohle, « 3-Component Doppler laser-two-focus velocimetry applied to a transonic centrifugal compressor », in *Laser Techniques for Fluid Mechanics: Selected Papers from the 10th International Symposium, Lisbon, Portugal, July 10-13, 2000*, 2002, p. 55.
-

-
- [40] T. O. H. Charrett, S. W. James, et R. P. Tatam, « Optical fibre laser velocimetry: a review », *Measurement Science and Technology*, vol. 23, n° 3, p. 032001, mars 2012.
- [41] R. Schodl, « Laser-two-focus velocimetry », in *AGARD conference proceedings*, Philadelphia, 1986, p. 7.1-7.31.
- [42] « Laser Technology - UltraLyte 100 LR Laser Speed Gun », 2013. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.lasertech.com/UltraLyte-100-LR-Laser-Speed-Gun.aspx>.
- [43] M. L. Chanin, A. Garnier, A. Hauchecorne, et J. Porteneuve, « A Doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere », *Geophysical Research Letters*, vol. 16, n° 11, p. 1273-1276, 1989.
- [44] C. J. Grund, R. M. Banta, J. L. George, J. N. Howell, M. J. Post, R. A. Richter, et A. M. Weickmann, « High-Resolution Doppler Lidar for Boundary Layer and Cloud Research », *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 18, n° 3, p. 376-393, mars 2001.
- [45] « Doppler Lidar Systems - MITSUBISHI ELECTRIC », 2013. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.mitsubishielectric.com/bu/lidar>.
- [46] K. U. Ziegler, H. E. Gallus, et R. Niehuis, « A Study on Impeller-Diffuser Interaction—Part II: Detailed Flow Analysis », *J. Turbomach.*, vol. 125, n° 1, p. 183-192, janv. 2003.
- [47] B. PROST, « Disques optiques », *Techniques de l'ingénieur - Traitement du signal et ses applications*, 1995.
- [48] D. A. Kleinman et P. P. Kisliuk, « Discrimination against unwanted orders in the Fabry-Perot resonator », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 41, n° 2, p. 453-462, 1962.
- [49] H. Kogelnik, « Mode suppression and single frequency operation in gaseous optical masers », in *IRE, PROCEEDINGS*, 1962, vol. 50, p. 2365.
- [50] O. V. Bogdankevich, A. S. Nasibov, A. N. Pechenov, K. P. Pedoseev, et B. I. Vasil'ev, « Spectral characteristics and directivity of a semiconductor laser with an external mirror (Gallium arsenide laser with external mirror excited by electron beam, measuring radiation patterns) », *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, vol. 4, p. 29-34, 1970.
- [51] P. G. Eliseev, I. Ismailov, et Y. Fedorov, « Injection lasers for multichannel optical communication », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, n° 1, p. 38-41, 1970.
- [52] H. Bachert et S. Raab, « The Influence of External Optical Coupling on the Threshold Current Density of GaAs Injection Lasers », *physica status solidi (b)*, vol. 29, n° 2, p. K175-K178, 1968.
- [53] R. F. Broom, « Self modulation at gigahertz frequencies of a diode laser coupled to an external cavity », *Electronics Letters*, vol. 5, n° 23, p. 571-572, 1969.
- [54] V. N. Morozov, V. V. Nikitin, et A. A. Sheronov, « Self-synchronization of modes in a GaAs semiconductor injection laser », *JETP Lett*, vol. 7, n° 9, p. 256-258, 1968.
- [55] R. F. Broom, E. Mohn, C. Risch, et R. Salathe, « Microwave self-modulation of a diode laser coupled to an external cavity », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, n° 6, p. 328-334, 1970.
- [56] R. Lang et K. Kobayashi, « External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, n° 3, p. 347-355, 1980.
- [57] W. M. Wang, K. T. Grattan, A. W. Palmer, et W. J. O. Boyle, « Self-mixing interference inside a single-mode diode laser for optical sensing applications », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, n° 9, p. 1577-1587, 1994.
-

-
- [58] G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, et T. Bosch, « Laser diode self-mixing technique for sensing applications », *Journal of optics. A, Pure and applied optics*, vol. 4, n° 6, p. S283–S294, 2002.
- [59] G. Plantier, C. Bes, et T. Bosch, « Behavioral model of a self-mixing laser diode sensor », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, n° 9, p. 1157–1167, sept. 2005.
- [60] T. Bosch, C. Bès, L. Scalise, et G. Plantier, « Optical Feedback Interferometry », in *Encyclopedia of Sensors*, C. A. Grimes, E. C. Dickey, et M. V. Pishko, Éd. American Scientific Publishers, 2006, p. 1–20.
- [61] S. Donati, « Developing self-mixing interferometry for instrumentation and measurements », *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, n° 3, p. 393–417, mai 2012.
- [62] R. Teyssyre, F. Bony, J. Perchoux, et T. Bosch, « Laser dynamics in sawtooth-like self-mixing signals », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 18, p. 3771–3773, sept. 2012.
- [63] K. Petermann, *Laser diode modulation and noise*, vol. 3. Springer, 1991.
- [64] S. Donati, G. Giuliani, et S. Merlo, « Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity », *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 31, n° 1, p. 113–119, 1995.
- [65] N. Servagent, T. Bosch, et M. Lescure, « A laser displacement sensor using the self-mixing effect for modal analysis and defect detection », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 46, n° 4, p. 847–850, 1997.
- [66] P. de Groot, « Unusual techniques for absolute distance measurement », *Opt. Eng.*, vol. 40, n° 1, p. 28–32, janv. 2001.
- [67] J. Perchoux, H. E. Dougan, F. Bony, et A. D. Rakic, « Photodiode-free Doppler velocimeter based on self-mixing effect in commercial VCSELs », in *2008 IEEE Sensors*, 2008, p. 290–293.
- [68] C. Bès, « Conception d'un système laser de mesures de déplacements par interférométrie à rétroinjection optique dans le cas de feedbacks faible et modéré », Thèse de doctorat, Institut national polytechnique, Toulouse, France, 2006.
- [69] G. A. Acket, D. Lenstra, A. Den Boef, et B. Verbeek, « The influence of feedback intensity on longitudinal mode properties and optical noise in index-guided semiconductor lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, n° 10, p. 1163–1169, 1984.
- [70] N. Servagent, « Étude et conception de capteurs optoélectroniques auto-alignés de distances et de déplacements pour le contrôle non destructif », Thèse de doctorat, Institut national polytechnique, Toulouse, France, 1997.
- [71] C. H. Henry, « Theory of the linewidth of semiconductor lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, n° 2, p. 259–264, 1982.
- [72] K. Peterman, « External optical feedback phenomena in semiconductor lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, n° 2, p. 480–489, 1995.
- [73] J.-C. BOULEY, « Lasers à semi-conducteurs », *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, 2007.
- [74] G. P. Agrawal et N. K. Dutta, *Semiconductor lasers*. New York: Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [75] M.-C. Amann et J. Buus, *Tunable laser diodes*. Artech House Boston, 1998.
- [76] T. E. Sale, *Vertical cavity surface emitting lasers*. Research Studies Press Taunton, Somerset, 1995.
- [77] D. H. Ghafouri-Shiraz, *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters*. John Wiley & Sons, 2004.

-
- [78] D. Guimard, J. Tatebayashi, et Y. Arakawa, « Diodes laser pour les télécommunications optiques », *Techniques de l'ingénieur*, vol. 1, n° RE48, 2006.
- [79] R. Szweda, *Diode Laser Materials & Devices*. Amsterdam: Elsevier Science, 2001.
- [80] B. Razavi, *Design of Integrated Circuits for Optical Communications*. John Wiley & Sons, 2012.
- [81] D. M. Kane et K. A. Shore, *Unlocking Dynamical Diversity: Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers*. John Wiley & Sons, 2005.
- [82] R. Juskaitytis, N. P. Rea, et T. Wilson, « Semiconductor laser confocal microscopy », *Appl. Opt.*, vol. 33, n° 4, p. 578-584, févr. 1994.
- [83] Y. L. Lim, K. Bertling, P. Rio, J. R. Tucker, et A. D. Rakic, « Displacement and distance measurement using the change in junction voltage across a laser diode due to the self-mixing effect », p. 603810-603810, déc. 2005.
- [84] R. Kliese, Y. L. Lim, K. Bertling, A. A. A. Bakar, T. Bosch, et A. D. Rakic, « Self-mixing displacement sensing using the junction voltage variation in a GaN laser », in *Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices*, 2008, p. 23-25.
- [85] A. Dandridge, R. O. Miles, et T. G. Giallorenzi, « Diode laser sensor », *Electronics Letters*, vol. 16, n° 25, p. 948-949, 1980.
- [86] T. Bosch, N. Servagent, et M. Lescure, « A displacement sensor for spectrum analysis using the optical feedback in a single-mode laser diode », in *Instrumentation and Measurement Technology Conference*, 1997, vol. 2, p. 870-873.
- [87] T. M. Bosch, N. Servagent, F. Gouaux, et G. Mourat, « Self-mixing interference inside a laser diode: application for displacement, velocity, and distance measurement », in *SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation*, 1998, p. 98-108.
- [88] N. Servagent, F. Gouaux, et T. Bosch, « Measurements of displacement using the self-mixing interference in a laser diode », *Journal of optics*, vol. 29, n° 3, p. 168, 1998.
- [89] M. Norgia, S. Donati, et D. D'Alessandro, « Interferometric measurements of displacement on a diffusing target by a speckle tracking technique », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, n° 6, p. 800-806, 2001.
- [90] M. Wang, « Fourier transform method for self-mixing interference signal analysis », *Optics & Laser Technology*, vol. 33, n° 6, p. 409-416, 2001.
- [91] M. Wang et G. Lai, « Displacement measurement based on Fourier transform method with external laser cavity modulation », *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, n° 8, p. 3440-3445, 2001.
- [92] M. Norgia et S. Donati, « A displacement-measuring instrument utilizing self-mixing interferometry », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 52, n° 6, p. 1765-1770, 2003.
- [93] C. Bes, G. Plantier, et T. Bosch, « Displacement measurements using a self-mixing laser diode under moderate feedback », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 55, n° 4, p. 1101-1105, 2006.
- [94] U. Zabit, F. Bony, T. Bosch, et A. D. Rakic, « A self-mixing displacement sensor with fringe-loss compensation for harmonic vibrations », *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 22, n° 6, p. 410-412, 2010.
- [95] U. Zabit, O. D. Bernal, et T. Bosch, « Self-Mixing Laser Sensor for Large Displacements: Signal Recovery in the Presence of Speckle », *IEEE Sensors Journal*, vol. 13, n° 2, p. 824-831, 2013.
-

-
- [96] S. Donati, L. Falzoni, et S. Merlo, « A PC-interfaced, compact laser-diode feedback interferometer for displacement measurements », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 45, n° 6, p. 942–947, 1996.
- [97] T. Yoshino, M. Nara, S. Mnatzakanian, B. S. Lee, et T. C. Strand, « Laser diode feedback interferometer for stabilization and displacement measurements », *Applied optics*, vol. 26, n° 5, p. 892–897, 1987.
- [98] T. Bosch, N. Servagent, et F. Boyer, « Vibrations measurements with a self-mixing type laser displacement sensor for modal analysis », in *Instrumentation and Measurement Technology Conference*, 1996, vol. 1, p. 648–653.
- [99] L. Scalise et N. Paone, « Laser Doppler vibrometry based on self-mixing effect », *Optics and lasers in Engineering*, vol. 38, n° 3, p. 173–184, 2002.
- [100] G. Giuliani, S. Bozzi-Pietra, et S. Donati, « Self-mixing laser diode vibrometer », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 14, n° 1, p. 24, janv. 2003.
- [101] L. Scalise, Y. Yu, G. Giuliani, G. Plantier, et T. Bosch, « Self-Mixing Laser Diode Velocimetry: Application to Vibration and Velocity Measurement », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 53, n° 1, p. 223–232, févr. 2004.
- [102] S. Donati, M. Norgia, et G. Giuliani, « Self-mixing differential vibrometer based on electronic channel subtraction », *Applied optics*, vol. 45, n° 28, p. 7264–7268, 2006.
- [103] P. J. de Groot, G. M. Gallatin, et S. H. Macomber, « Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode », *Applied optics*, vol. 27, n° 21, p. 4475–4480, 1988.
- [104] Y. Yoshida, S. Shinohara, H. Ikeda, K. Tada, H. Yoshida, K. Nishide, et M. Sumi, « Application of semiconductor laser range finder to position control of lens in auto-focus camera », in *1991 International Conference on Industrial Electronics, Control and Instrumentation*, Kobe, Japon, 1991, p. 2357–2361.
- [105] S. Shinohara, H. Yoshida, H. Ikeda, K. Nishide, et M. Sumi, « Compact and high-precision range finder with wide dynamic range and its application », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 41, n° 1, p. 40–44, 1992.
- [106] N. Tsukuda, S. Shinohara, T. Shibata, H. Yoshida, H. Ikeda, et M. Sumi, « New range-finding speedometer using a self-mixing laser diode modulated by triangular wave pulse current », in *Instrumentation and Measurement Technology Conference*, 1994, p. 332–335.
- [107] T. Bosch, N. Servagent, R. Chellali, et M. Lescure, « A scanning range finder using the self-mixing effect inside a laser diode for 3-D vision », in *Instrumentation and Measurement Technology Conference*, 1996, vol. 1, p. 226–231.
- [108] F. Gouaux, N. Servagent, et T. Bosch, « Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer », *Applied optics*, vol. 37, n° 28, p. 6684–6689, 1998.
- [109] T. Bosch, « Distance measurement using the self-mixing effect in a three-electrode distributed Bragg reflector laser diode », *Optical Engineering*, vol. 39, n° 3, p. 738–743, 2000.
- [110] T. Bosch, S. Pavageau, D. d' Alessandro, N. Servagent, V. Annovazzi-Lodi, et S. Donati, « A low-cost, optical feedback laser range-finder with chirp-control », in *Instrumentation and Measurement Technology Conference*, 2001, vol. 2, p. 1070–1074.
- [111] F. Vogel et B. Toulouse, « A low-cost medium-resolution rangefinder based on the self-mixing effect in a VCSEL », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 54, n° 1, p. 428–431, 2005.

-
- [112] D. Guo et M. Wang, « Self-mixing interferometry based on a double-modulation technique for absolute distance measurement », *Applied optics*, vol. 46, n° 9, p. 1486–1491, 2007.
- [113] M. Norgia, G. Giuliani, et S. Donati, « Absolute distance measurement with improved accuracy using laser diode self-mixing interferometry in a closed loop », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 56, n° 5, p. 1894–1900, 2007.
- [114] M. J. Rudd, « A laser Doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator », *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 1, n° 7, p. 723, 1968.
- [115] S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida, et M. Sumi, « Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode », *Appl. Opt.*, vol. 25, n° 9, p. 1417–1419, mai 1986.
- [116] E. T. Shimizu, « Directional discrimination in the self-mixing type laser Doppler velocimeter », *Applied optics*, vol. 26, n° 21, p. 4541–4544, 1987.
- [117] P. J. De Groot et G. M. Gallatin, « Backscatter-modulation velocimetry with an external-cavity laser diode », *Optics letters*, vol. 14, n° 3, p. 165–167, 1989.
- [118] S. Shinohara, H. Naito, H. Yoshida, H. Ikeda, et M. Sumi, « Compact and versatile self-mixing type semiconductor laser Doppler velocimeters with direction-discrimination circuit », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 38, n° 2, p. 574–577, 1989.
- [119] M. H. Koelink, M. Slot, F. F. M. De Mul, J. Greve, R. Graaff, A. C. M. Dassel, et J. G. Aarnoudse, « Laser Doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a fiber-coupled semiconductor laser: theory », *Applied optics*, vol. 31, n° 18, p. 3401–3408, 1992.
- [120] X. Raoul, T. Bosch, G. Plantier, et N. Servagent, « A double-laser diode onboard sensor for velocity measurements », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 53, n° 1, p. 95–101, 2004.
- [121] G. Plantier, N. Servagent, T. Bosch, et A. Sourice, « Real-time tracking of time-varying velocity using a self-mixing laser diode », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 53, n° 1, p. 109–115, févr. 2004.
- [122] L. Campagnolo, « Optical feedback interferometry sensing technique for flow measurements in microchannels », Thèse de doctorat, Institut national polytechnique, Toulouse, France, 2013.
- [123] H.-E. Albrecht, *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Springer Verlag, 2003.
- [124] B. N. Taylor et C. E. Kuyatt, « Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results », 1994.
- [125] D. G. Cacuci, *Sensitivity and uncertainty analysis 1, Theory*. Boca Raton: Chapman & Hall/CRC, 2003.
- [126] J. C. Helton, J. D. Johnson, C. J. Sallaberry, et C. B. Storlie, « Survey of sampling-based methods for uncertainty and sensitivity analysis », *Reliability Engineering & System Safety*, vol. 91, n° 10–11, p. 1175–1209, oct. 2006.
- [127] B. Tanios, F. Bony, et T. Bosch, « Optimization of the performances of a self-mixing velocimeter by using a Double Laser Diode Configuration », in *Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC), 2012 IEEE International*, 2012, p. 1944–1948.
-

-
- [128] J. C. Helton et F. J. Davis, « Latin hypercube sampling and the propagation of uncertainty in analyses of complex systems », *Reliability Engineering & System Safety*, vol. 81, n° 1, p. 23-69, juill. 2003.
- [129] B. Taniot, F. Bony, et T. Bosch, « Error analysis due to laser beams misalignment of a double laser self-mixing velocimeter », *AIP Conference Proceedings*, vol. 1457, n° 1, p. 139-147, juin 2012.
- [130] P. Smigielski, *Holographie optique Interférométrie holographique*. Ed. Techniques Ingénieur, 1998.
- [131] X. Raoul, « Conception d'un vélocimètre optoélectronique embarqué », Thèse de doctorat, Institut national polytechnique, Toulouse, France, 2002.
- [132] R. Atashkhoei, S. Royo, F. Azcona, et U. Zabit, « Analysis and control of speckle effects in self-mixing interferometry », in *2011 IEEE Sensors*, 2011, p. 1390-1393.
- [133] R. S. Sirohi, *Speckle metrology*. Marcel Dekker, Incorporated, 1993.
- [134] A. DiDonato, L. Scalise, et L. Zappelli, « Noncontact Speckle-Based Velocity Sensor », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 53, n° 1, p. 51-57, févr. 2004.
- [135] T. Shibata, S. Shinohara, H. Ikeda, H. Yoshida, T. Sawaki, et M. Sumi, « Laser speckle velocimeter using self-mixing laser diode », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 45, n° 2, p. 499-503, 1996.
- [136] S. K. Özdemir, S. Ito, S. Shinohara, H. Yoshida, et M. Sumi, « Correlation-based speckle velocimeter with self-mixing interference in a semiconductor laser diode », *Applied optics*, vol. 38, n° 33, p. 6859-6865, 1999.
- [137] S. K. Özdemir, S. Takamiya, S. Shinohara, et H. Yoshida, « A speckle velocimeter using a semiconductor laser with external optical feedback from a moving surface: effects of system parameters on the reproducibility and accuracy of measurements », *Measurement Science and Technology*, vol. 11, n° 10, p. 1447, 2000.
- [138] S. K. Özdemir, T. Takasu, S. Shinohara, H. Yoshida, et M. Sumi, « Simultaneous measurement of velocity and length of moving surfaces by a speckle velocimeter with two self-mixing laser diodes », *Applied optics*, vol. 38, n° 10, p. 1968-1974, 1999.
- [139] S. K. Ozdemir, S. Takamiya, S. Ito, S. Shinohara, et H. Yoshida, « Self-mixing laser speckle velocimeter for blood flow measurement », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 49, n° 5, p. 1029-1035, 2000.
- [140] D. Han, M. Wang, et J. Zhou, « Self-mixing speckle interference in DFB lasers », *Optics Express*, vol. 14, n° 8, p. 3312-3317, 2006.
- [141] D. Han, M. Wang, et J. Zhou, « Fractal analysis of self-mixing speckle signal in velocity sensing », *Opt. Express*, vol. 16, n° 5, p. 3204-3211, mars 2008.
- [142] S. K. Özdemir, S. Shinohara, S. Ito, S. Takamiya, et H. Yoshida, « Compact optical instrument for surface classification using self-mixing interference in a laser diode », *Opt. Eng.*, vol. 40, n° 1, p. 38-43, janv. 2001.
- [143] G. G. Romero, H. J. Rabal, et E. E. Alanís, « Statistics of the dynamic speckle produced by a rotating diffuser and its application to the assessment of paint drying », *Opt. Eng.*, vol. 39, n° 6, p. 1652-1658, 2000.
- [144] J. H. Churnside, « Laser Doppler velocimetry by modulating a CO2 laser with backscattered light », *Appl. Opt.*, vol. 23, n° 1, p. 61-66, janv. 1984.
- [145] G. Plantier, A. Sourice, T. Bosch, et N. Servagent, « Accurate and real-time doppler frequency estimation with multiplicative noise for velocity measurements using opti-

- cal feedback interferometry », in *Sensors, 2002. Proceedings of IEEE*, 2002, vol. 1, p. 97–101.
- [146] R. Kliese et A. D. Rakić, « Spectral broadening caused by dynamic speckle in self-mixing velocimetry sensors », *Optics Express*, vol. 20, n° 17, p. 18757–18771, 2012.
- [147] R.-H. Hage, T. Bosch, G. Plantier, et A. Sourice, « Modeling and analysis of speckle effects for velocity measurements with self-mixing laser diode sensors », in *Sensors, 2008 IEEE*, 2008, p. 953–956.
- [148] D. Han, S. Chen, et L. Ma, « Autocorrelation of self-mixing speckle in an EDFR laser and velocity measurement », *Applied Physics B*, vol. 103, n° 3, p. 695–700, déc. 2010.
- [149] J. W. Goodman, « Effects of partial coherence on imaging systems », in *Statistical Optics*, 1^{re} éd., Wiley-Interscience, 2000.
- [150] G. Plantier, N. Servagent, A. Sourice, et T. Bosch, « Real-time parametric estimation of velocity using optical feedback interferometry », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 50, n° 4, p. 915–919, août 2001.
- [151] L. Cohen, *Time Frequency Analysis: Theory and Applications*, 1st éd. Prentice Hall, 1994.
- [152] A. V. Oppenheim, R. W. Schaffer, et J. R. Buck, *Discrete-time signal processing*, vol. 5. Prentice hall Upper Saddle River, 1999.
- [153] S. M. Kay, *Modern spectral estimation: theory and application*. Prentice Hall, 1988.
- [154] S. Haykin, « Adaptive filter theory (ise) », 2003.
- [155] F. VERNOTTE, « Stabilité temporelle et fréquentielle des oscillateurs: modèles », *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, 2006.
- [156] E. RUBIOLA et F. STHAL, « Instrumentation Temps-Fréquence Partie 1 », *Techniques de l'ingénieur*, déc. 2009.
- [157] S. Johansson, « New frequency counting principle improves resolution », présenté à Frequency Control Symposium and Exposition, 2005. Proceedings of the 2005 IEEE International, 2005, p. 8.
- [158] L. Campagnolo, M. Nikolić, J. Perchoux, Y. L. Lim, K. Bertling, K. Loubière, L. Prat, A. D. Rakić, et T. Bosch, « Flow profile measurement in microchannel using the optical feedback interferometry sensing technique », *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 14, n° 1-2, p. 113–119, juill. 2012.
- [159] H. C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*. Courier Dover Publications, 1957.
- [160] C. F. Bohren et D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, 1983.
- [161] C. Zakian, M. Dickinson, et T. King, « Particle sizing and flow measurement using self-mixing interferometry with a laser diode », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 7, n° 6, p. S445, juin 2005.
- [162] R. F. Bonner et R. Nossal, « Principles of Laser-Doppler Flowmetry », in *Laser-Doppler Blood Flowmetry*, A. P. Shepherd et P. Å. Öberg, Éd. Springer US, 1990, p. 17–45.
- [163] J. E. Mark, *Polymer Data Handbook*. Oxford University Press, 1999.
- [164] P. D. Welch, « The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms », *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, vol. 15, n° 2, p. 70–73, juin 1967.
- [165] L. Le Barbier, J. Luc, H. C. Seat, P.-Y. Chanal, et T. Bosch, « Etude du principe de la rétro-injection optique pour la mesure de hautes vitesses en dynamique des matériaux », présenté à Méthodes et Techniques Optiques pour l'Industrie, Orléans, 2013.

ABSTRACT

Title : Development of real-time algorithm for optical sensor velocimetry. Application to velocity measurement in micro-fluidic channels.

Abstract :

The demand for non contact velocity measurement is growing either for industrial or pharmaceutical and biomedical applications. The optical measuring techniques give high spatial resolution as compared to ultrasound and microwave techniques. But they are often expensive. The optical feedback interferometry technique allows to design low cost (due to its minimal optical part-count), self-aligned and accurate sensors. This technique relies on the fact that a part of the light reflected by a moving target illuminated by a laser diode enters the laser cavity and interferes with the field existing within the cavity. This interference induces laser diode optical output power variations due mainly to the Doppler effect. By measuring the Doppler frequency of the optical power signal, the velocity of the target can be determined. The objective of this thesis is to develop a device suitable for this type of measurement and operating in real time. To this end, we studied firstly the measuring device optical configurations and demonstrated that a double-head laser architecture increases the robustness and accuracy of the sensor. The optimal architecture of such a device was determined. Secondly, we studied the main signal processing techniques operating in real time. Based on digital frequency counting, a simple technique but real time proved was proposed for velocimetry. This technique is characterized by its low cost in resources and its high bandwidth that permits to extend the range of measurable velocities. Finally, we applied the developed device for velocimetry in micro-fluidic channels.

Key words : Velocimetry, Optical Feedback Interferometry, Self-Mixing, Laser sensor, Signal processing.

AUTEUR : Bendy TANIOS

TITRE : Développement d'algorithmes temps réel pour capteur optique de vélocimétrie. Application à la mesure de vitesse dans des micro-canaux fluidiques.

DIRECTEUR DE THESE : Thierry BOSCH

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : ENSEEIHT, 18 mars 2014

RESUME

Le besoin en mesure de vitesse sans contact est grandissant que ça soit pour des applications industrielles, pharmaceutiques ou biomédicales. Les techniques optiques de mesure présentent une haute résolution spatiale en comparaison aux techniques par microondes et ultrasons. Mais elles sont très souvent de coût élevé. La technique d'interférométrie à rétro-injection optique permet de concevoir des capteurs laser à faible coût, auto-alignés et de bonne précision. Cette technique repose sur le fait qu'une partie de la lumière réfléchiée par une cible en mouvement illuminée par une diode laser rentre dans la cavité du laser et interfère avec le champ existant à l'intérieur de la cavité. Cette interférence induit des variations de la puissance optique de sortie de la diode laser dû notamment à l'effet Doppler. Par mesure de la fréquence Doppler de la puissance optique, la vitesse de la cible peut être déterminée. L'objectif de cette thèse est de développer des dispositifs adaptés à ce type de mesure et opérant en temps réel. A cette fin, nous avons étudié tout d'abord les configurations optiques du dispositif de mesure et nous avons démontré qu'une architecture à double-tête laser permet d'augmenter la robustesse et la précision du capteur. L'architecture optimale d'un tel dispositif a été déterminée. Ensuite, nous avons étudié les principales techniques de traitement du signal opérant en temps réel. Basée sur le comptage numérique de fréquence, une technique simple mais démontrée convenable en temps réel a été proposée pour la mesure de vitesse. Cette technique se caractérise par son faible coût en ressources et sa bande passante élevée permettant d'étendre la gamme de vitesses mesurables. Nous avons enfin appliqué le dispositif développé à la mesure de vitesse dans des micro-canaux fluidiques.

MOTS-CLES

Vélocimétrie, interférométrie à rétro-injection optique, capteurs laser, self-mixing, traitement du signal, algorithmique.

DISCIPLINE : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

LABORATOIRE : LAAS – CNRS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes) - 7 avenue du Colonel Roche 31077 Toulouse Cedex 4 - France