

Titre: Tomographie par cohérence optique Doppler pour l'imagerie en temps réel des écoulements rapides dans les anévrismes et sténoses
Title:

Auteur: Richard Villey
Author:

Date: 2010

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Villey, R. (2010). Tomographie par cohérence optique Doppler pour l'imagerie en temps réel des écoulements rapides dans les anévrismes et sténoses [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/345/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/345/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Caroline Boudoux, & Romain Maciejko
Advisors:

Programme: Génie biomédical
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

TOMOGRAPHIE PAR COHÉRENCE OPTIQUE DOPPLER POUR
L'IMAGERIE EN TEMPS RÉEL DES ÉCOULEMENTS RAPIDES DANS LES
ANÉVRISMES ET STÉNOSES

RICHARD VILLEY

INSTITUT DE GÉNIE BIOMÉDICAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE BIOMÉDICAL)

JUILLET 2010

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

TOMOGRAPHIE PAR COHÉRENCE OPTIQUE DOPPLER POUR
L'IMAGERIE EN TEMPS RÉEL DES ÉCOULEMENTS RAPIDES DANS LES
ANÉVRISMES ET STÉNOSES

Présenté par : VILLEY Richard

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès Sciences Appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. LESAGE Frédéric, Ph.D., président

Mme BOUDOUX Caroline, Ph.D., membre et directrice de recherche

M. MACIEJKO Romain, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., membre

DÉDICACE

À Delphine, pour son soutien indéfectible durant ces deux années.

REMERCIEMENTS

Un grand merci

- au Dr. Lionel Carrion, pour tout le travail accompli en amont de ma maîtrise, pour son aide durant la première année et son soutien permanent ;
- à Dominic Morneau, pour l'accélération de l'acquisition et du traitement des données OCT, pour son interface DAI3 et pour compléter immanquablement mes citations de François Perusse ;
- à mes directeurs de recherche, Pr. Caroline Boudoux et Pr. Romain Maciejko, qui m'ont guidé durant mon travail et ont su confirmer mon goût pour la recherche ;
- aux membres de mon jury, pour leur disponibilité ;
- au Dr. Mathias Strupler, pour son aide en optique, pour avoir solutionné en deux heures un problème de trois mois, et pour avoir été un très agréable compagnon de conférence ;
- à Fouzi Benboujja, pour sa constante disponibilité, son aide en détection de contours et pour avoir toujours mis les patins ;
- à Mathieu Tremblay, pour avoir réalisé si vite tous mes bricolages farfelus ;
- à Étienne et Antoine, pour les conseils en électronique ;
- à Simon et Kathy, sources d'émulation enrichissante ;
- à Émilie, pour m'avoir changé les idées avec ses têtards ;
- à Nadir, parce que c'est Nadir ;
- à Edward, William, Frédéric, Éric, Laurent, et toute l'équipe du Lodi dont chacun m'a aidé à un moment donné de mon travail, et pour la bonne humeur, les discussions enrichissantes et le café ;
- à Cédric Ginart, notre souffleur de verre ;
- aux Drs. Guy Lamouche et Vuk Bartulovic, pour le prêt de la ligne à délai ;
- au Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada pour le financement.

RÉSUMÉ

La tomographie par cohérence optique est une technique d'imagerie non invasive utilisant un interféromètre pour produire des images à haute résolution et en profondeur. En mode Doppler, on utilise l'information fréquentielle des interférogrammes pour reconstruire des cartes de vitesses dans des fluides, en particulier pour caractériser des écoulements sanguins. Les techniques actuelles présentent des limites en termes de vitesses mesurables à cause du phénomène de « repliement » intervenant à haute vitesse, empêchant l'étude quantitative d'écoulements rapides et complexes, notamment les écoulements turbulents. Or de tels profils existent dans le corps humain, principalement au niveau de la base du cerveau, où certaines déformations de la paroi des artères, les anévrismes et les sténoses, sont sources de turbulences et présentent un intérêt médical important de par leur prévalence et leur dangerosité.

Il s'est donc agi de créer un tomographe permettant d'imager correctement et quantitativement ces écoulements, en vue d'étudier les profils de vitesses dans les anévrismes et sténoses et leur impact physiologique, ce qui n'avait pas été fait auparavant avec la tomographie par cohérence optique. L'appareil doit être capable de quantifier des effets Doppler importants, ce qui a été permis par une implémentation mécanique et numérique originale. La méthode numérique repose sur des travaux antérieurs du laboratoire de biophotonique, mais elle a dû être adaptée pour fonctionner en temps réel. Il a aussi fallu concevoir un banc d'essai et des fantômes d'artères les plus représentatifs possibles des phénomènes que l'on souhaitait étudier.

Le système, le banc d'essai et les fantômes ont été minutieusement caractérisés car ces écoulements sont au mieux difficilement prévisibles à l'aide des méthodes actuelles et il a fallu faire en sorte que les observations soient les plus proches possibles de la réalité. Ceci a imposé le développement de techniques de post-traitement sur-mesure, traitant de problèmes bien souvent ignorés en tomographie par cohérence optique.

Comme ces profils sont turbulents, il est délicat de formuler des hypothèses. Mais c'est là tout l'intérêt de l'appareil : il constitue un outil nouveau pour observer ces écoulements sans qu'il soit nécessaire de faire des hypothèses sur leur nature. Les images ont justement révélé des effets difficilement prévisibles, mettant en évidence l'importance des turbulences et tout particulièrement la prédominance de certains effets d'inertie. Ceci ouvre de nouvelles voies pour la compréhension des effets physiologiques des écoulements dans les anévrismes et sténoses.

ABSTRACT

Optical coherence tomography uses an interferometer to produce high resolution in-depth pictures of biological samples in a non-invasive manner. When used in Doppler mode, the frequency content of interferograms is computed to quantify the velocities within the sample, especially for blood flows. Current methods suffer from so-called “phase-aliasing” artifacts which prevent using optical coherence tomography at high physiological velocities, especially when flows are complex and/or turbulent. Such profiles do exist in the human body and are of primary medical importance since they notably occur in major brain arteries, where wall deformations such as aneurysms and stenoses are relatively frequent and particularly dangerous.

These pathologies can increase the turbulence phenomena, making the current imaging methods inefficient thus calling for a new system capable of displaying faithful representations of velocities involved here. It would then become possible to explore the nature and physiological consequences of these flows within such pathological arteries. The tomograph we developed used an original design and numeric methods based on the laboratory’s previous work to treat large Doppler shifts and display corresponding high velocities in real-time. To create such flows it was necessary to develop a suitable test bed and realistic brain aneurysm and stenosis phantoms.

The studied flows were expected to be complex and difficult to predict, so Doppler images were the only information we could hope to obtain. Therefore, all system and test bed elements as well as the phantoms themselves were meticulously designed and characterized, so that these images were as close to the reality as possible. This required the development of custom-made reconstruction algorithms, addressing incidentally some artifacts often ignored in optical coherence tomography.

After this implementation and characterization, the developed system has become a genuinely new tool which can precisely and quantitatively analyze medically relevant flows only indirectly studied before. The setup revealed some turbulent effects which would have been difficult to observe or predict otherwise. In particular, interesting inertial phenomena were found in the observed velocities profiles which could reveal themselves relevant for the comprehension of artery degradation in the vicinity of aneurysms and stenoses.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT	VI
TABLE DES MATIÈRES	VII
LISTE DES FIGURES.....	X
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XIII
LISTE DES ANNEXES.....	XIV
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 ANALYSE THÉORIQUE	4
1.1 Imagerie haute résolution des vitesses dans les flux sanguins	4
1.1.1 Les méthodes de suivi de particules.....	4
1.1.2 L'imagerie par contraste de tavelures	7
1.1.3 Les techniques Doppler.....	8
1.2 La tomographie par cohérence optique	9
1.2.1 La tomographie par cohérence optique dans le domaine temporel.....	9
1.2.2 Les méthodes spectrales.....	12
1.2.3 Le fonctionnement en mode Doppler.....	14
1.3 La méthode de détection des passages à zéro	17
1.3.1 Principe de base.....	18
1.3.2 Résolution en vitesse.....	20
1.3.3 Maillage spatial	23
CHAPITRE 2 IMPLÉMENTATION	27

2.1	Choix de la ligne à délai	27
2.1.1	Ligne à délai Novacam.....	27
2.1.2	Lignes à délai alternatives	30
2.2	Acquisition des données.....	33
2.2.1	Le système de déclenchement du balayage.....	33
2.2.2	Traitement analogique.....	36
2.2.3	Traitement numérique	37
2.3	OCT structurel.....	39
2.3.1	Détection d'enveloppe.....	39
2.3.2	Circuit analogique	40
2.3.3	Vérification du fonctionnement	43
CHAPITRE 3 CARACTÉRISATION.....		46
3.1	Tests préliminaires de fonctionnement	46
3.1.1	Précision du traitement.....	46
3.1.2	Vitesse de traitement des données.....	48
3.1.3	Facteur d'utilisation.....	49
3.2	Rapport signal sur bruit et précision en vitesse.....	50
3.2.1	Méthode de mesure	51
3.2.2	Comparaison avec la simulation	54
3.3	Tests sur des écoulements réels.....	57
3.3.1	Écoulement laminaire.....	57
3.3.2	Exploration de la gamme dynamique.....	59
CHAPITRE 4 OBTENTION ET TRAITEMENT DES IMAGES.....		62
4.1	Justification médicale de l'étude	62

4.1.1	Zones anatomiques à risques.....	62
4.1.2	Étude, diagnostic et traitement.....	65
4.2	Méthode d'obtention des images.....	67
4.2.1	Présentation des fantômes.....	67
4.2.2	Banc d'essai et protocole expérimental.....	69
4.3	Algorithme de post-traitement.....	71
4.3.1	Déformations induites par réfraction.....	72
4.3.2	Algorithme de détection de frontière et de compensation de la réfraction.....	74
4.3.3	Algorithme de reconstruction vectorielle.....	80
CHAPITRE 5 RÉSULTATS ET ANALYSE.....		83
5.1	Écoulements dans un cylindre.....	83
5.1.1	Écoulement laminaire.....	83
5.1.2	Écoulement rapide.....	85
5.1.3	Écoulement perturbé.....	88
5.2	Anévrismes.....	90
5.2.1	Anévrisme sacciforme.....	90
5.2.2	Anévrisme fusiforme.....	94
5.3	Sténose.....	96
5.3.1	Images scalaires.....	96
5.3.2	Cartes de vitesses vectorielles dans le fantôme de sténose.....	99
CONCLUSION.....		107
BIBLIOGRAPHIE.....		110
ANNEXES.....		115

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1: Interféromètre de Michelson	10
Figure 1-2 : Principe de base des montages OCT	11
Figure 1-3 : Montage OCT à balayage spectral	13
Figure 1-4 : Montage OCT Doppler simplifié	15
Figure 1-5 : Repliement et dépliement de phase.	17
Figure 1-6 : Gamme dynamique de fréquence et vitesses mesurables sans artéfacts.	19
Figure 1-7 : Précision de la détection des passages à zéro.	21
Figure 1-8 : Précision en fréquence de la mesure OCT Doppler en fonction de la densité d'échantillonnage.	23
Figure 1-9 : Résolution spatiale normalisée après DPZ en fonction du rapport des vitesses de l'échantillon imagé et de balayage	25
Figure 2-1 : Ligne à délai utilisée.....	28
Figure 2-2. Ligne à délai par rampe dans le domaine de Fourier.....	30
Figure 2-3 : Ligne à délai par rampe dans le domaine de Fourier utilisant un polygone.....	32
Figure 2-4 Variation de l'amplitude des traces de lignes-A.....	34
Figure 2-5 Système de déclenchement d'acquisition.	34
Figure 2-6 : Image OCT Doppler avec gigue (a) et utilisant le système de déclenchement par interférence (b).	35
Figure 2-7 Schéma-bloc de l'algorithme de traitement des données par DPZ et de reconstruction d'image Doppler.....	38
Figure 2-8 : Représentation en circuit logique du module d'OCT structurel.....	41
Figure 2-9 : Plans du circuit imprimé du module d'OCT structurel	42
Figure 2-10 : Circuit imprimé du module d'OCT structurel.	42
Figure 2-11 : Signal OCT traité par le détecteur d'enveloppe. Cas de bon fonctionnement.	43

Figure 2-12 : Signal OCT traité par le détecteur d'enveloppe. Effets indésirables.	44
Figure 3-1 : Précision de la mesure de l'algorithme pour des sinusoïdes créées par un générateur de fonctions.	48
Figure 3-2 : Évolution du délai de détection d'un pic OCT en fonction de la différence de marche entre la ligne à délai et le bras d'instrumentation.....	50
Figure 3-3 : Méthode de comparaison entre le RSB et la précision de la mesure par DPZ.....	53
Figure 3-4 : Évolution de la précision de la mesure par DPZ en fonction du RSB.	53
Figure 3-5 : Précision de la mesure par DPZ en fonction du RSB. Mesures réelles et simulées...55	
Figure 3-6 : Précision de la mesure par DPZ en fonction du RSB.....	56
Figure 3-7 : Images OCT d'une section d'un cylindre en présence d'un écoulement laminaire ...58	
Figure 3-8 : Comparaison entre les vitesses moyennes obtenues par débit et par OCT Doppler ..60	
Figure 4-1: Artères en présence des géométries pathologiques étudiées	63
Figure 4-2: Zone principale de développement des anévrismes cérébraux.	64
Figure 4-3 : Fantômes en pyrex pour la simulation des géométries pathologiques.	68
Figure 4-4 : Zone d'imagerie.	69
Figure 4-5 : Système fluidique du banc d'essai.	71
Figure 4-6 : Déformations induites par réfraction dans un anévrisme fusiforme	73
Figure 4-7 : Réfractions déterminant l'angle Doppler pour des interfaces parallèles.....	74
Figure 4-8 : Amont de la sténose.	75
Figure 4-9 : Section d'un tube acquise à l'OCT Doppler	76
Figure 4-10 : Effet de la correction des effets de la réfraction sur l'amont de l'anévrisme fusiforme	78
Figure 4-11 : Entrée d'un anévrisme fusiforme sans correction d'angle avant (a) et après (b) immersion dans de l'huile.	79
Figure 4-12 : Angles intervenant dans la reconstruction vectorielle.....	82

Figure 5-1 : Composantes vectorielles des vitesses d'une section de tube en présence d'un écoulement laminaire	84
Figure 5-2 : Vecteurs vitesses dans une section de tube en présence d'un écoulement laminaire.	85
Figure 5-3 : Composantes vectorielles des vitesses d'une section de tube en présence d'un écoulement rapide	86
Figure 5-4 : Image vectorielle des vitesses d'une section de tube en présence d'un écoulement rapide.....	87
Figure 5-5 : Ligne-A d'un diamètre d'un cylindre en présence d'un écoulement rapide.	88
Figure 5-6 : Images OCT à la sortie d'une aiguille biseautée	89
Figure 5-7 : Lignes-A prises au centre des images de la figure 5-6.....	90
Figure 5-8 : Anévrisme sacciforme	91
Figure 5-9 : Entrée de l'anévrisme sacciforme en présence de trois débits différents.....	92
Figure 5-10 : Anévrisme fusiforme.	94
Figure 5-11 : Sortie de l'anévrisme fusiforme en présence de trois débits différents.....	95
Figure 5-12 : Sténose.....	96
Figure 5-13 : Sortie de la sténose en présence de trois débits différents	97
Figure 5-14 : Ligne-A acquise au centre de la sténose, en présence de l'écoulement montré à la figure 5-13 (a).....	99
Figure 5-15 : Composantes vectorielles des vitesses dans une sténose	101
Figure 5-16 : Vecteurs en amont de la sténose.....	102
Figure 5-17 : Vecteurs en centre-aval de la sténose.....	103
Figure 5-18 : Vecteurs en aval de la sténose	105

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Avertissement : pour des raisons d'usage courant, la plupart des acronymes de ce mémoire se réfèrent à des expressions anglaises, systématiquement traduites en français.

OCT	Optical Coherence Tomography (en français Tomographie par Cohérence Optique)
CCD	Charge Coupled Device (en français Dispositif à Couplage de Charge)
PIV	Particle Image Velocimetry (en français Vélocimétrie par Image de Particules)
PTV	Particle Tracking Velocimetry (en français Vélocimétrie par Traçage de Particules)
DPZ	Détection de Passages à Zéro
DAN	Dispositif d'Acquisition et de Numérisation
RSB	Rapport Signal sur Bruit

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 Liste des vérifications à effectuer pour le protocole expérimental	115
ANNEXE 2 Algorithme de détection de contours et de recalage spatial	116
ANNEXE 3 Algorithme de reconstruction vectorielle	118
ANNEXE 4 Publications	122

INTRODUCTION

La tomographie par cohérence optique (désignée dans ce mémoire sous l'acronyme anglais OCT pour « Optical Coherence Tomography », étant donné qu'aucun acronyme français correspondant n'est couramment usité) est une modalité d'imagerie relativement récente, développée au début des années 1990 en vue d'offrir un complément à l'histologie en réalisant des images à haute résolution de tissus biologiques, particulièrement dans le cas *in vivo* [1]. La résolution axiale atteinte peut aller presque jusqu'au niveau du micromètre [2] ; quant à la résolution transverse, elle est aussi de quelques μm mais si elle est poussée jusqu'au μm ceci se fait au détriment de la profondeur de pénétration et on parle alors de microscopie par cohérence optique [3]. Même si la résolution et la spécificité de l'histologie sont meilleures, l'OCT présente l'avantage de pouvoir imager en coupe les tissus à l'aide de radiations non ionisantes sans les endommager. Il devient alors possible d'observer des couches cellulaires dans leur environnement naturel, sans les modifier par coupe et/ou coloration, et ce jusqu'à une profondeur d'environ 3 mm, ce qui est suffisant par exemple pour l'observation des structures superficielles de la peau, des muqueuses ou encore des parois vasculaires par endoscopie [4].

En mode Doppler, l'OCT mesure la vitesse de particules ou de fluides diffusifs dans un échantillon, par exemple des globules rouges dans une artère. Cette mesure se fait à haute résolution tant spatiale (quelques μm) qu'en vitesses (quelques dizaines de $\mu\text{m/s}$). Mais la plupart des OCT actuels présentent des artéfacts qui limitent les vitesses qu'ils peuvent imager. Jusqu'à ce jour, le système capable d'imager les vitesses les plus rapides était limité à 56 cm/s [5] et la plupart des systèmes ne dépassent pas les quelques cm/s. Cependant, certaines vitesses de flux sanguins dépassent largement cette valeur, notamment dans une zone médicalement critique située à la base du cerveau, où des déformations des parois artérielles telles que sténoses et anévrismes sont particulièrement fréquentes et dangereuses.

Dans le but d'imager les plus hautes vitesses pouvant se développer dans les flux physiologiques et en particulier les flux en présence d'anévrismes et sténoses cérébrales, nous avons comparé les différentes possibilités offertes par l'état de l'art. Nous avons alors réalisé que l'OCT Doppler restait la meilleure option mais qu'il fallait alors renoncer au paradigme le plus couramment utilisé aujourd'hui (c'est-à-dire les méthodes spectrales), pour retourner à une technique antérieure, soit celle de l'OCT dans le domaine temporel. Cette méthode permet

d'atteindre des vitesses Doppler et des gradients de vitesses élevés sans être affectée par des phénomènes de repliement, comme cela sera montré ultérieurement.

Une méthode d'OCT Doppler précédemment étudiée par les Drs. Xu, Carrion et Maciejko [6] a été choisie pour la partie mesure de fréquences de l'appareil. À la lumière de cette méthode et de l'étude de l'état de l'art, un cahier des charges de l'appareil a été établi sous la forme de paramètres critiques assurant une gamme dynamique très large centrée sur les hautes vitesses et un fonctionnement en temps réel sans artéfacts. Ceci constitue la matière du chapitre 1 de ce mémoire.

Le chapitre 2 présentera le système développé pour répondre à ce cahier des charges. Afin de vérifier que l'implémentation de l'appareil et de l'algorithme de traitement des données a été correctement menée, une caractérisation détaillée des performances et limites du système sera effectuée au chapitre 3. Les paramètres critiques seront étudiés lors du fonctionnement réel et simulé de l'appareil, et ses capacités seront testées sur des écoulements réels, préfigurant les mesures sur des anévrismes et sténoses.

Le début du chapitre 4 présentera les données médicales sur ces déformations artérielles nécessaires à la compréhension de leur importance, et justifiera la pertinence de leur étude à l'OCT Doppler. Les méthodes ayant conduit à la simulation de tels écoulements *ex-vivo* seront présentées ainsi que les algorithmes de post-traitement des images. Ces algorithmes permettent de faciliter l'interprétation des données et se révèlent même indispensables car ils corrigent des artéfacts provenant de phénomènes de réfraction qui distordent la représentation des dimensions spatiales et celle des vitesses. Une méthode permettant de reconstruire les différentes composantes des vecteurs vitesses sera aussi présentée afin d'affiner l'information sur l'amplitude des vitesses et d'y ajouter celle sur la direction.

Ces traitements d'images permettront d'aboutir aux résultats présentés au chapitre 5. Ces résultats révéleront des phénomènes de turbulences importants, avec en particulier des zones de stagnation du flux à proximité des parois des anévrismes et de l'aval des sténoses. Ces observations aboutiront sur la formulation d'une hypothèse selon laquelle ces phénomènes sont le reflet des effets d'inertie, qui font continuer l'écoulement sur sa lancée, comme si les élargissements de section qu'ils rencontrent (dans les anévrismes ou en aval des sténoses) n'avaient pas lieu.

L'utilisation des cartes de vecteurs vitesses permettra de confirmer cette analyse. La reconstruction des vecteurs a été menée dans les sténoses, choisies en raison des très fortes vitesses qui s'y développent, ce qui les rendent particulièrement intéressantes à étudier à l'aide de notre appareil. Or les cartes de vecteurs révéleront qu'à l'aval des sténoses, lorsque la section s'élargit après s'être rétrécie, les vecteurs vitesses continuent à converger vers le centre de la sténose, comme cela se faisait en amont où la section se rétrécissait, preuve qu'encore une fois l'écoulement est fortement soumis aux effets d'inertie et continue sur sa lancée. Ces données sont une confirmation de l'hypothèse sur l'inertie et y apportent des compléments qu'il n'aurait pas été possible d'obtenir sans analyse vectorielle.

CHAPITRE 1 ANALYSE THÉORIQUE

Ce chapitre présente les différentes techniques permettant d'obtenir des cartes quantitatives d'écoulements sanguins dont les vitesses sont relativement élevées (de l'ordre du cm/s au m/s), en insistant sur les limitations intrinsèques à chaque modalité d'imagerie.

1.1 Imagerie haute résolution des vitesses dans les flux sanguins

Il existe de nombreuses méthodes pour détecter les flux sanguins et/ou obtenir les valeurs de leurs vitesses. Les techniques les plus usitées le sont en général à l'échelle d'organes entiers (échographie Doppler, angiographie, imagerie par résonance magnétique fonctionnelle...), mais des modalités d'imagerie plus récentes permettent d'obtenir des résolutions à l'échelle du micromètre. Quelles sont les possibilités offertes pour l'imagerie quantitative à haute résolution des écoulements rapides, permettant si possible de reconstruire les vecteurs vitesses ?

1.1.1 Les méthodes de suivi de particules

Ces techniques retrouvent la vitesse de particules, par exemple les érythrocytes plus connus sous le terme commun de « globules rouges », de la manière la plus directe qui soit : elles mesurent leur déplacement entre deux moments donnés. Historiquement, l'une des premières méthodes à haute résolution fut la vélocimétrie laser à franges [7]. Cette méthode est dérivée de la vélocimétrie Doppler. Elle porte d'ailleurs le nom de « Laser Doppler Velocimetry » en anglais. Comme le décalage Doppler en fréquence créé par une particule en mouvement diffusant ou réfléchissant une onde électromagnétique dans le domaine du visible ou de l'infrarouge est très faible devant la fréquence de cette onde, la mesure de ce décalage nécessite une détection hétérodyne (comme en OCT).

Pour ce faire, la vélocimétrie laser à franges crée dans le fluide observé un motif de franges fixes à l'aide d'un laser quasi-monochromatique de longueur d'onde λ séparé en deux faisceaux focalisés au même point, dans l'échantillon à observer. Ces deux faisceaux forment un angle Ω et créent autour de leur point focal commun un réseau de franges d'interférence fixes dont l'espacement d_F est connu et donné par :

$$d_F = \frac{\lambda}{2 \sin(\Omega)} . \quad (1.1)$$

Si une particule passe dans ce réseau avec une vitesse v_P et une direction faisant un angle α avec la normale aux franges, elle va émettre un signal intermittent (correspondant au passage d'une frange brillante à une frange sombre) à une fréquence f_P :

$$f_P = \frac{v_P}{d_F} \sin(\alpha) . \quad (1.2)$$

Ce signal lumineux pourra alors être mesuré par un photodétecteur. À l'aide de plusieurs mesures à différents angles on pourra reconstruire le vecteur vitesse. Deux mesures non colinéaires permettent une reconstruction bidimensionnelle et trois mesures non coplanaires permettent une reconstruction tridimensionnelle. Comme la mesure de fréquence correspond à une mesure de la valeur absolue de la vitesse, on peut faire défiler les franges d'interférence pour créer une modulation permettant de voir si le décalage Doppler s'ajoute ou se retranche à ce défilement et obtenir le sens du déplacement de la particule.

Cette méthode directe possède une haute résolution tant spatiale et temporelle. La résolution spatiale est donnée par la taille de la zone d'interrogation, correspondant à l'intersection des deux faisceaux au niveau de leur point focal, ce qui pour des faisceaux gaussiens correspond à un ellipsoïde de révolution. La résolution temporelle provient elle de la précision en vitesse qui découle de l'équation 1.2. Néanmoins cette mesure ne se fait qu'un point à la fois, avec un montage relativement compliqué et très sensible aux variations d'indice, les deux faisceaux devant toujours se couper au bon endroit. Dans les faits ce type de mesure ne se prête pas au balayage comme on peut le faire en microscopie confocale par exemple.

C'est pour cette raison que la vélocimétrie par image de particules ou PIV (acronyme anglais de « Particle Image Velocimetry ») est aujourd'hui préférée [8]. Avec une résolution semblable voire meilleure [9], la vitesse d'imagerie se trouve sensiblement augmentée puisque la mesure n'est plus ponctuelle. En effet, dans ce dispositif, une zone beaucoup plus large de l'échantillon est illuminée à l'aide d'un faisceau laser élargi en feuillet et une image « en face » (par opposition aux tomogrammes) est prise par une caméra de type CCD (acronyme de « Charge Coupled Device » ou « dispositif à couplage de charge ») à tous les intervalles de temps Δt . Ces intervalles doivent être suffisamment faibles pour que les particules ne quittent pas le feuillet d'illumination. Une inter-corrélation bidimensionnelle est alors calculée entre deux images successives, permettant de retrouver la distance parcourue par une particule durant Δt et donc sa

vitesse [7]. Si la concentration de particules diffusantes dans le fluide est suffisamment faible, on peut alors grandement simplifier le calcul de vitesses en suivant image par image les diffuseurs. On parle alors de vélocimétrie par traçage de particules ou PTV (pour l'anglais « Particle Tracking Velocimetry »).

Dans les deux cas, la mesure a l'avantage d'être bidimensionnelle au sens spatial, car l'image est étendue et non plus ponctuelle, mais aussi vectorielle, car on mesure le déplacement de la particule dans un plan, ce qui permet d'obtenir en une mesure un vecteur bidimensionnel. Par ailleurs, avec deux caméras mais un seul feuillet d'illumination laser, on peut imager les trois dimensions du vecteur vitesse. On parle alors de vélocimétrie stéréoscopique par image (respectivement traçage) de particules [7].

Cependant comme la mesure se fait « en face », le dispositif optique d'illumination et de détection se révèle complexe et peu adapté à l'imagerie *in-vivo*. En effet, la lumière n'est pas recueillie au même endroit qu'elle est émise. Si l'on image un tube par exemple, le faisceau incident arrivera typiquement selon une normale au tube, illuminera une section de celui-ci, et l'image sera prise idéalement selon l'axe du tube. Pour des raisons pratiques, elle le sera depuis l'extérieur du tube, mais l'angle entre le faisceau incident et le faisceau observé devra rester proche de 90° . Ce dispositif est donc plus adapté aux mesures d'écoulements en souffleries qu'aux flux sanguins, pour lesquels un dispositif de type microscope confocal est nécessaire afin d'obtenir un sectionnement optique [9]. On parle alors de micro-PIV ou micro-PTV. Mais le balayage devra alors être très rapide, d'autant que l'intervalle de temps entre deux images détermine la vitesse maximale imageable.

De plus, pour la PIV et la PTV (comme pour la vélocimétrie laser à franges) le flux doit être « ensemencé » à l'aide de particules rétrodiffusant la lumière du dispositif d'illumination. Ceci constitue un obstacle à l'imagerie *in-vivo* : certes, dans le cas du sang, les érythrocytes peuvent jouer ce rôle, néanmoins pour la PIV et la PTV, la taille des particules est un paramètre critique influençant tant la résolution spatiale que la précision de la mesure en vitesse [7]. Comme la taille des globules rouges n'est pas modulable, la résolution du dispositif optique utilisé doit au moins être de l'ordre de grandeur des érythrocytes, ce qui limite en contrepartie la profondeur à laquelle on peut imager à une centaine de μm , puisque ce dispositif est de type microscope confocal. C'est pour cela que la PIV et la PTV pour les flux sanguins est limitée à de

très petits vaisseaux [10] où il n'y a jamais d'écoulements dont les vitesses sont de l'ordre du cm/s au m/s.

1.1.2 L'imagerie par contraste de tavelures

Les tavelures ou granularité (plus connues sous le terme anglais de « speckle ») constituent un phénomène qui peut apparaître lorsqu'on illumine avec une lumière cohérente un milieu turbide dont la taille des particules diffusantes est inférieure ou de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière incidente utilisée. Chaque particule crée un motif de diffraction qui va interférer avec les autres motifs des autres particules, ce qui se traduit par l'apparition d'un motif global irrégulier, granuleux et présentant de très fortes variations locales de l'intensité. Lorsque le milieu bouge, le motif global est modifié. Avec un dispositif optique adapté, où la taille des pixels correspond environ à la taille des taches de diffraction, on peut obtenir une mesure de la décorrélation du motif de tavelures au cours du temps en calculant l'auto-corrélation bidimensionnelle entre les motifs successifs. Cette mesure de décorrélation prend la forme d'un temps caractéristique de décorrélation, cette décorrélation étant de type exponentielle décroissante. Plus le milieu est agité, plus cette décorrélation sera rapide et des calculs statistiques relativement complexes et coûteux en temps de calcul permettent de relier la valeur du temps de décorrélation à l'agitation du milieu observé [11].

L'avantage par rapport à la PIV ou la PTV dans le cadre de l'imagerie des vitesses dans les flux sanguins provient du fait que la taille des érythrocytes produit de bons motifs de tavelures pour les longueurs d'onde du proche infrarouge (ce qui constitue en général une source de bruit en OCT ou microscopie confocale). Comme de plus la taille du motif de tavelures est déterminée au premier ordre uniquement par le dispositif optique utilisé pour produire les images, les problèmes de profondeur d'image évoqués au paragraphe 1.1.1 n'ont pas lieu d'être, même avec une résolution spatiale comparable à celle des dispositifs évoqués précédemment.

Mais dans le cadre d'un mouvement global de type fluide, la difficulté provient du fait que le temps de décorrélation n'est pas relié linéairement à la vitesse locale mais apparaît plutôt comme une série d'inverses de puissances [12]. La quantification se révèle alors ardue, et les images affichent en général plutôt un indice basé sur le temps de décorrélation, souvent tout simplement l'inverse de ce temps [13], ou relient ce temps à la vitesse à l'aide d'une autre

technique, comme l'OCT Doppler par exemple [14]. Dans tous les cas, la mesure de contraste de tavelures n'est pas utilisée pour reconstruire quantitativement les vecteurs vitesses.

1.1.3 Les techniques Doppler

Comme évoqué précédemment, lorsqu'une particule en mouvement diffuse ou réfléchit une onde de fréquence f_P , la fréquence de l'onde réémise est $(f_P + \Delta f)$ où Δf correspond au décalage Doppler qui peut être vu comme l'effet d'un changement de référentiel pour l'onde. Dans le cas des ondes électromagnétiques aux longueurs d'onde optiques ou infrarouges, ce décalage est bien trop faible devant f_P pour être mesuré directement. Néanmoins dans le cas des ultrasons, on peut mesurer directement ce décalage et même l'entendre après retrait de la fréquence porteuse f_P , puisque pour les vitesses dans les flux sanguins Δf se retrouve souvent dans la gamme de sons audibles par l'oreille humaine. Pour l'échographie classique cependant, la résolution est de l'ordre de quelques mm, mais en utilisant des fréquences porteuses de l'ordre de la dizaine de MHz on peut obtenir une résolution inférieure à la centaine de μm . Ceci limite en contrepartie la profondeur de pénétration qui devient comparable à celle de l'OCT.

Dans le cas des fréquences optiques par contre, il faut utiliser une détection hétérodyne : la fréquence lue ne sera pas directement celle de la lumière, mais celle de franges lumineuses constructives et destructives obtenues en faisant interférer de manière cohérente la lumière portant un décalage Doppler avec de la lumière dépourvue de ce décalage. C'est la base de l'imagerie Doppler de perfusion (en anglais « laser Doppler perfusion imaging ») mais aussi de l'OCT Doppler.

Dans le cas de l'imagerie Doppler de perfusion, un échantillon est illuminé par une lumière cohérente qui est ensuite récoltée après rétrodiffusion ou réflexion pour former une image « en face ». Les interférences se font alors directement entre ondes diffusées par des interfaces ou des particules statiques avec d'autres ondes diffusées par des interfaces ou des particules en mouvement [15]. Néanmoins cette technique souffre d'une résolution relativement faible, au mieux de l'ordre du demi-millimètre, et ne possède pas de sectionnement optique, ce qui la rend inadaptée à l'imagerie des flux sanguins.

La méthode que nous avons retenue pour effectuer l'image de tels écoulements reste basée sur l'effet Doppler dans les ondes électromagnétiques de fréquence visible à proche

infrarouge, mais s'affranchit des problèmes évoqués dans les points précédents. En effet, l'OCT Doppler permet une mesure quantitative de la vitesse, à haute résolution spatiale (de l'ordre de la dizaine de μm , voire moins) [16] et à une profondeur de l'ordre de quelques mm. Dans le cas du sang cette profondeur est un peu diminuée à cause de ses propriétés diffusantes, mais l'utilisation d'un bolus peut en partie solutionner ce problème [17, 18]. L'OCT Doppler permet aussi d'obtenir une grande précision en terme de vitesse [19]. Cette mesure peut de plus se faire en temps réel, voire à une fréquence de rafraîchissement des images très élevée [20, 21]. Elle se révèle particulièrement adaptée à l'imagerie des écoulements sanguins [14, 18, 22, 23]. Cependant la technique la plus utilisée aujourd'hui, l'OCT spectral, souffre d'artéfacts lorsque les vitesses imagées deviennent trop élevées, de même que l'OCT dans le domaine temporel si l'on utilise la méthode la plus courante pour retrouver les décalages fréquentiels, celle de l'autocorrélation [5, 24, 25]. La partie suivante de ce mémoire va présenter cette modalité d'imagerie et ce problème à hautes vitesses, problème dont la solution constitue le cœur de cette étude.

1.2 La tomographie par cohérence optique

1.2.1 La tomographie par cohérence optique dans le domaine temporel

L'OCT reprend le principe de l'interféromètre de Michelson. Dans cet appareil, la lumière issue d'une source cohérente de fréquence angulaire centrale ω_0 est envoyée sur deux voies différentes à l'aide d'une lame séparatrice. Puis les deux rayons sont réfléchis par deux miroirs et recombinaison par cette même lame afin d'interférer (cf. Fig. 1-1).

En négligeant la polarisation, on peut représenter les faisceaux de lumière issus des voies 1 et 2 (contenant respectivement les miroirs M_1 et M_2) par leurs champs électriques E_1 et E_2 :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \exp(i(2k_1 l_1 - \omega_0 t)) \\ E_2 &= E_{02} \exp(i(2k_2 l_2 - \omega_0 t)) \end{aligned} \quad (1.3)$$

avec E_{01} et E_{02} les normes respectives de ces champs, k_1 (resp. k_2) les vecteurs d'onde de ces champs et l_1 (resp. l_2) le trajet parcouru par la lumière dans la voie 1 (resp. 2). Ici on a $k_1 = k_2 = k_0$ (lumière parfaitement monochromatique et indices de réfraction identiques dans les deux milieux)

et $l_2 = l_1 + d$. Si on remplace l'observateur par un photodétecteur, le courant I produit par celui-ci est alors proportionnel à la somme cohérente des deux champs :

$$I \propto |E_1 + E_2|^2 \propto [E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(k_0 \times 2d)] . \quad (1.4)$$

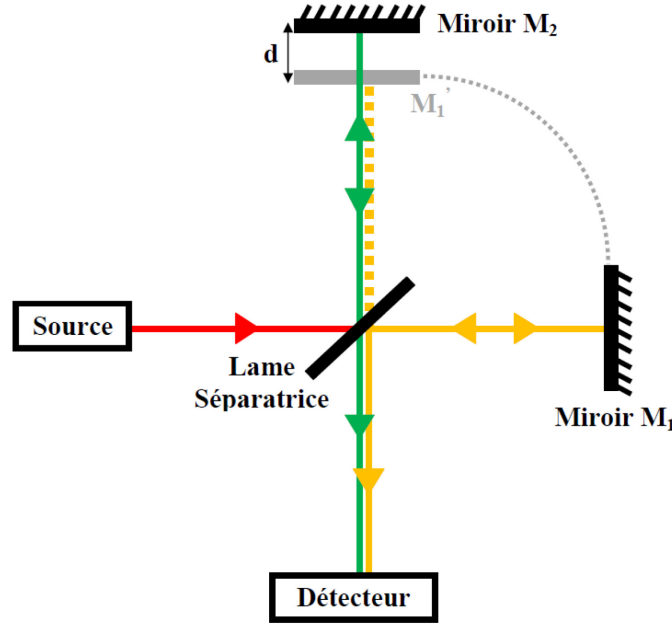


Figure 1-1: Interféromètre de Michelson

Le signal est donc constitué d'une succession d'interférences constructives et destructives. Si la source est parfaitement monochromatique, le signal existera pour n'importe quelle valeur de d . Cependant, pour une source à faible cohérence, on peut montrer que les interférences resteront localisées autour de la zone de différence de marche nulle (i.e. $d \approx 0$) [26]. Les interférences sont alors incluses dans une enveloppe. Pour un spectre gaussien de longueur d'onde centrale λ_0 et de largeur de bande $\Delta\lambda$ l'enveloppe contenant les franges est elle-même gaussienne, centrée autour de la différence de marche nulle et de largeur :

$$l_C = \frac{4 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} . \quad (1.5)$$

l_C est nommée « longueur de cohérence » : c'est la distance sur laquelle l'amplitude des franges d'interférence sera comprise entre son maximum et sa moitié.

Si dans le montage de l'interféromètre de Michelson on remplace le miroir M_1 par un échantillon (on parle pour la voie 1 de « bras d'échantillon ») et si le miroir M_2 possède un mouvement de translation à vitesse constante v_B (pour « vitesse de balayage »), à chaque instant t

le point de différence de marche nulle se déplace au sein de l'échantillon. On nomme alors la voie 2 « bras de référence » ou encore « ligne à délai » car le balayage du miroir correspond à l'application d'un délai de groupe à la lumière de cette voie. S'il y a un signal d'interférence reçu à l'instant t par le photodétecteur, cela signifie qu'à la profondeur $z = v_B t$ il existe une interface ou un diffuseur ayant réfléchi la lumière dans le bras d'échantillon. Ceci constitue le principe de base de l'OCT, comme représenté sur la Fig. 1-2. Dans les OCT actuels le système est fibré : la lumière issue de la source passe par un circulateur et un coupleur (remplaçant la lame séparatrice) qui l'envoie dans les deux bras puis recombine la lumière et l'envoie vers le photodétecteur.

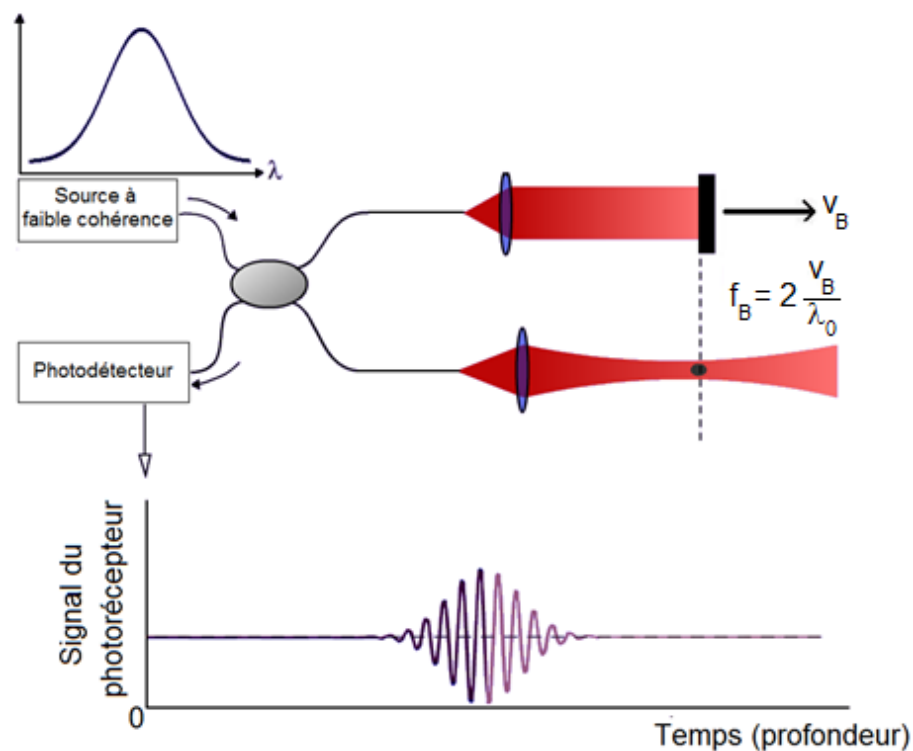


Figure 1-2 : Principe de base des montages OCT

En remplaçant, dans l'équation 1.4, d par $z = v_B t$ et k_0 par $\frac{2\pi}{\lambda_0}$ (on suppose que l'indice de réfraction du milieu du bras de référence vaut 1), on peut alors obtenir la fréquence des interférences qui vaut $\frac{2v_B}{\lambda_0}$. En OCT structurel ces franges ne sont pas utilisées : seule l'enveloppe l'est. Après le photodétecteur, on applique un détecteur d'enveloppe afin d'obtenir, au cours du balayage, une succession de pics plus ou moins intenses indiquant la présence d'interfaces (passage de l'épiderme au derme par exemple) ou de diffuseurs (érythrocytes par

exemple). Cependant l'absorption et la diffusion font décroître exponentiellement l'intensité de ces pics au cours du balayage en profondeur, conformément à la loi de Beer-Lambert. Pour s'affranchir de ce biais et retrouver des images avec un contraste à peu près constant malgré la profondeur, on affiche l'image en échelle logarithmique avec éventuellement ensuite une correction linéaire. À noter que l'effet de la focalisation dans l'échantillon peut aussi un peu compenser cette décroissance.

Un balayage du bras de référence permet donc d'effectuer une image en profondeur d'une tranche de l'échantillon, d'où le nom de tomographe. On nomme cette tranche par analogie avec l'imagerie ultrasons « ligne-A » pour « ligne en amplitude ». On peut par ailleurs montrer que la résolution axiale de cette tranche est donnée par $\frac{l_c}{2}$. Ainsi les lasers Titane:Saphir à large spectre permettent en général d'obtenir des bonnes résolutions axiales, de l'ordre de quelques micromètres selon l'équation 1.5. En utilisant un système de balayage transversal au niveau de l'échantillon, on peut reconstruire des images bidimensionnelles par juxtaposition de lignes-A, par exemple en faisant passer la lumière sur des miroirs montés sur galvanomètres et commandés par ordinateur. Ces images constituent un « balayage-B », toujours selon la terminologie utilisée en ultrasonographie. On parle alors pour le nombre de lignes-A acquises par seconde de « taux de répétition » et pour celui de balayages-B par seconde de taux de rafraîchissement des images.

La résolution transverse est donnée par la largeur du faisceau de lumière au niveau du point imagé, donc une forte ouverture numérique donnera une meilleure résolution transverse. Ceci se fera au détriment de la profondeur d'imagerie, car la zone focale sera moins étendue. Comme évoqué précédemment, le choix de l'ouverture numérique déterminera si l'on a affaire à un tomographe par cohérence optique (faible ouverture numérique, moins bonne résolution mais meilleure profondeur de pénétration) ou à un microscope par cohérence optique (forte ouverture numérique, meilleure résolution mais profondeur moindre). Enfin, avec un système de balayage à deux axes, on peut reconstruire des images tridimensionnelles comme en [27].

1.2.2 Les méthodes spectrales

Si les premiers OCT utilisaient comme bras de référence un simple miroir en translation, de nombreux autres systèmes ont depuis été développés notamment en vue d'effectuer un balayage plus rapide. Une alternative particulièrement efficace fut de remplacer le balayage en

profondeur ou dans le temps (donnant *a posteriori* aux premiers systèmes le nom d'OCT en « domaine temporel ») par un balayage en longueur d'onde ou dans l'espace des vecteurs d'onde, ce qui revient au même. Dans ce cas, le bras de référence est constitué d'un simple miroir fixe dont la position correspond à peu près au centre de l'échantillon. On peut soit utiliser une source accordable en longueur d'onde (on parle alors d'OCT à « source à balayage » comme représenté en Fig.1-3) [28], par exemple à l'aide d'un amplificateur optique à semiconducteur, soit diffracter la lumière après interférence à l'aide d'un réseau et envoyer les différentes longueurs d'onde sur une barrette de détecteurs (on parle alors d'OCT « dans le domaine de Fourier ») [29]. Dans les deux cas on obtient un interférogramme en fonction de la longueur d'onde (et du temps dans le cas du balayage spectral), qui après transformée de Fourier inverse permet de retrouver l'enveloppe de la ligne-A en fonction de la profondeur comme après acquisition et traitement en OCT dans le domaine temporel.

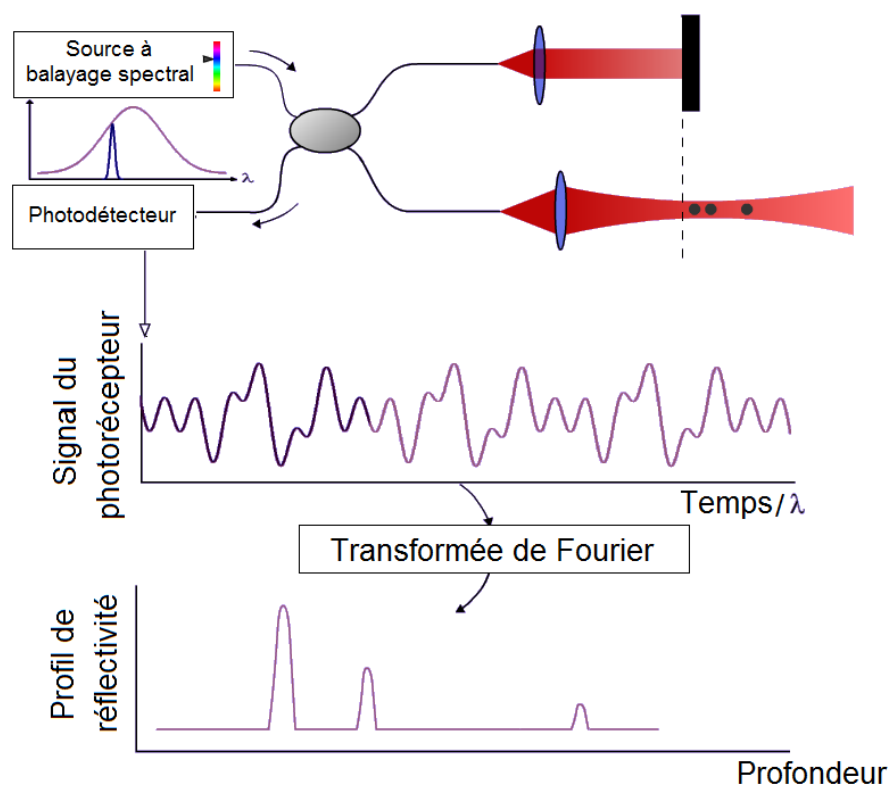


Figure 1-3 : Montage OCT à balayage spectral

Comme le balayage en longueur d'onde peut être très rapide et que, pour l'OCT dans le domaine de Fourier, le taux de répétition peut être ramené au temps juste nécessaire pour recevoir assez de photons sur les détecteurs, on peut atteindre plusieurs centaines de milliers voire

plusieurs millions de lignes-A par seconde [30, 31], ce qui permet d'obtenir une imagerie tridimensionnelle en temps-réel. Par ailleurs, on peut montrer [32] que le rapport signal sur bruit (RSB) augmente fortement dans le cas des OCT spectraux, les bandes passantes des détecteurs pouvant être diminuées. Par contre les méthodes spectrales souffrent de ce qu'on nomme la « dégénérescence en Z » : les signaux issus de la profondeur z de l'échantillon sont encodés par la même fréquence que ceux issus de la profondeur $-z$ (relativement à la profondeur $z = 0$ où la différence de marche avec le miroir fixe du bras de référence est nulle) ce qui cause un effet « miroir » au sein des images obtenues par ces méthodes. La solution la plus simple consiste alors à positionner le miroir de référence de telle sorte que le point de différence de marche nulle corresponde au «sommet» ou au «fond» de la zone à imager ; néanmoins ceci se fait au détriment de la profondeur de balayage. Si l'on veut récupérer l'ensemble de cette profondeur, on peut utiliser une modulation du signal de référence à l'aide d'un modulateur acousto-optique [33].

1.2.3 Le fonctionnement en mode Doppler

Dans cette extension fonctionnelle de l'OCT, c'est la fréquence des franges d'interférence qui est étudiée. Si un diffuseur ou une interface se déplace dans l'échantillon, la fréquence des franges d'interférence change. Si le déplacement est dans le même sens que la lumière arrivant sur l'échantillon, la fréquence diminue et l'enveloppe s'élargit un peu ; si le diffuseur arrive « à la rencontre » de la lumière, la fréquence augmente et l'enveloppe devient plus étroite. Par contre, seule la composante de la vitesse colinéaire à la direction de la lumière contribue au décalage Doppler, ce décalage pouvant être vu comme le double du produit scalaire de la vitesse de la particule par le vecteur d'onde de la lumière incidente. Ce phénomène est illustré à la figure 1-4.

Certaines méthodes utilisant des configurations optiques particulières arrivent à mesurer la vitesse sous deux voire trois angles simultanément ce qui autorise des reconstructions vectorielles quasi-directes [34, 35].

La fréquence des franges, f_{OCT} , est donc obtenue en sommant la fréquence porteuse f_B créée par le mouvement du bras de référence (de vitesse v_B connue) et les décalages Doppler Δf induits par les mouvements des particules contenues dans l'échantillon selon la direction de la lumière incidente. Si les diffuseurs sont dans un milieu d'indice moyen \bar{n} et possèdent une vitesse

\vec{v}_E formant un angle θ avec la direction de la lumière incidente, de longueur d'onde centrale λ_0 (connue), on obtient :

$$f_{OCT} = f_B + \Delta f = \frac{2\nu_B}{\lambda_0} + 2\langle \vec{v}_E \cdot \vec{k}_0 \rangle = \frac{2\nu_B}{\lambda_0} + \frac{2\bar{n} \|\vec{v}_E\| \cos(\theta)}{\lambda_0} \quad (1.6)$$

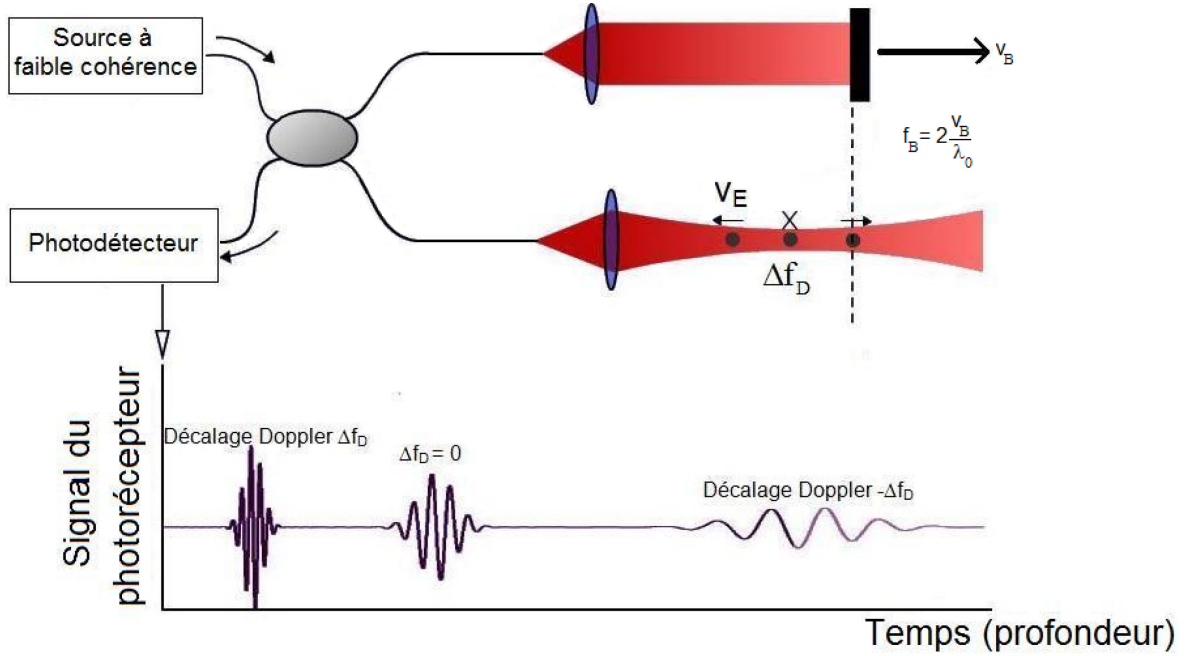


Figure 1-4 : Montage OCT Doppler simplifié

On peut alors retrouver l'information sur la vitesse v_E . Pour ce faire, les premiers OCT utilisaient la transformée de Fourier rapide, assez lourde en calculs et présentant de plus un compromis relativement pénalisant entre résolution spatiale et précision en termes de vitesses [16-18]. La méthode de Wigner permet de s'affranchir de ce compromis, cependant le coût en calculs reste important [36].

Avec l'essor des méthodes spectrales, pour lesquelles les interférogrammes en fonction du temps et donc les fréquences instantanées ne sont pas accessibles, d'autres méthodes d'extraction du décalage Doppler ont été développées. Une solution consiste à travailler sur la phase — accessible par l'arc-tangente de la transformée de Fourier inverse du signal spectral [21] — en comparant l'évolution du signal OCT dans l'espace des longueurs d'onde ou vecteurs d'onde au cours du temps. En effet si l'on vient imager la même la même ligne-A à un temps t puis à un

temps ultérieur $t+\tau$ et qu'au sein de cette zone une particule possède un mouvement de vitesse \vec{v}_E , alors, conformément à l'équation 1.6, la phase du signal va varier de:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi\tau\bar{n}\cos(\theta)v_E}{\lambda_0}. \quad (1.7)$$

Cette méthode dite « résolue en phase » possède de plus l'avantage d'être aussi applicable à l'OCT dans le domaine temporel, la phase y étant même accessible sans transformation. Il est alors possible d'implémenter ces méthodes très efficacement et d'obtenir des images à des taux de répétition aussi rapides qu'en OCT spectral structurel [20, 27]. La phase peut notamment être obtenue à l'aide d'une auto-corrélation du signal réalisée analogiquement et donc quasi instantanément [19]. Cependant cette méthode présente une limitation importante : le repliement de phase. En effet, lorsque la vitesse des diffuseurs devient trop grande, $\Delta\varphi$ peut dépasser 2π . La variation de phase apparente sera alors le reste de $\Delta\varphi$ modulo 2π , ce qui reviendra à sous-estimer v_E . La valeur apparente de v_E sera alors :

$$v_{E,APP} = v_E - v_{lim} = v_E - \frac{\lambda_0}{2\tau\bar{n}\cos(\theta)} \quad (1.8)$$

où v_{lim} désigne la vitesse à laquelle le repliement intervient, ou encore la valeur (absolue) maximale de v_E mesurable sans artéfacts [37].

Dans le cas de flux aux profils estimés *a priori*, comme les flux laminaires, il est possible de retrouver les bonnes valeurs de v_E même en présence de repliement de phase à l'aide d'algorithmes de « dépliement de phase » [38]. Ces algorithmes ont pour but de détecter les sauts de phase qui semblent anormaux, et de les corriger. Cependant de tels algorithmes se révèlent souvent coûteux en temps de calcul, particulièrement sensibles au bruit et peu efficaces pour des flux turbulents ou dans des géométries complexes. Dans le cas des hautes vitesses et surtout en présence de grands gradients de vitesse, comme la différence de phase peut être supérieure à plusieurs multiples de 2π , de tels algorithmes deviennent totalement incapables de retrouver la vraie valeur de v_E puisque la mesure est du type $v_{E,APP} = v_E - mv_{lim}$ avec m un entier relatif inconnu. Le phénomène de repliement de phase et le principe du dépliement sont illustrés à la figure 1-5 :

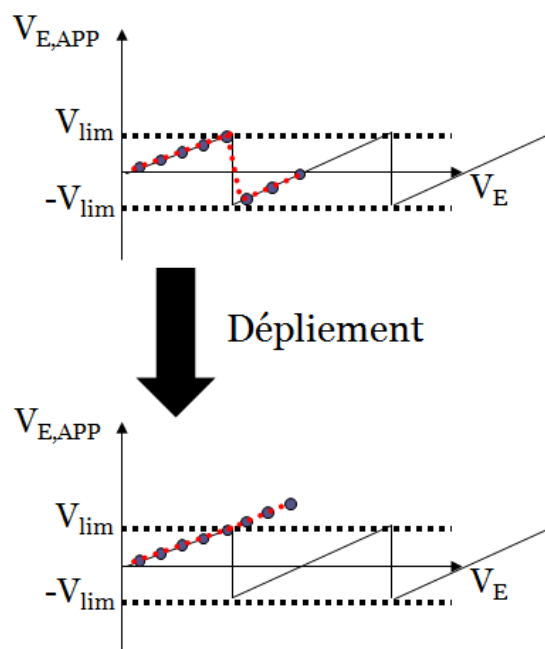


Figure 1-5 : Repliement et dépliement de phase. Dans cette figure la gamme de mesure pour $\Delta\varphi$ a été ramenée sur l'intervalle $[-\pi ; +\pi]$.

Ainsi, une étude de la littérature révèle que les vitesses les plus rapides mesurées en OCT avec les méthodes résolues en phase sont de 560 mm/s dans le domaine temporel [5] et de 191 mm/s pour le domaine spectral [25]. Or il existe dans le corps humain des vitesses de flux sanguins bien supérieures à ces valeurs [39], notamment dans le cas de sténoses de la carotide où des flux allant jusqu'à 4 m/s ont été observés [40]. Par ailleurs, les sténoses créent de très forts gradients de vitesse, pénalisant encore plus les méthodes résolues en phase.

C'est pourquoi dans le cas d'écoulements complexes et turbulents certains auteurs ont décidé de « revenir » à l'OCT dans le domaine temporel. Néanmoins, les méthodes de transformée de Fourier rapide se révèlent peu adaptées au temps réel et limitent de tels systèmes à un taux de répétition de quelques lignes par seconde seulement [41]. La partie 1.3 de ce mémoire va présenter et caractériser une méthode permettant de rendre utilisable en temps réel l'OCT Doppler dans le domaine temporel.

1.3 La méthode de détection des passages à zéro

Comme les méthodes spectrales imposent l'utilisation des méthodes résolues en phase, il convient d'utiliser l'OCT dans le domaine temporel afin d'avoir accès non plus seulement à la

phase mais aussi aux fréquences des interférogrammes. Nous présentons ici un algorithme relativement simple et peu coûteux en calculs, donc implémentable en temps réel, permettant d'obtenir la fréquence instantanée du signal OCT à toutes ses demi-périodes et sans compromis temps-fréquence comme avec la transformée de Fourier rapide : la détection de passages à zéro ou DPZ [42, 43]. Dans deux articles récents [6, 36], les Drs. Xu, Carrion et Maciejko avaient comparé cette méthode à d'autres, notamment la transformée de Fourier, de Wigner et la méthode d'autocorrélation (i.e. la méthode résolue en phase) et ce aussi bien à l'aide de simulations que d'un montage OCT réel à faible taux de répétition. La précision supérieure de la méthode de DPZ avait été démontrée dans le cas d'un profil laminaire, spécialement dans le cas des plus hautes vitesses pour lesquelles, contrairement aux autres méthodes, aucun biais n'avait été observé.

1.3.1 Principe de base

La méthode de mesure de la fréquence est presque directe : après avoir centré l'amplitude (mesurée sous forme d'une tension) de l'interférogramme autour de zéro, puis l'avoir numérisée, l'algorithme compare les valeurs successives des tensions et cherche les changements de signe entre deux points successifs $(t_1; y_1)$ et $(t_2; y_2)$ (où $i=1,2$ désigne un point de tension y_i acquis à l'instant t_i). On peut représenter localement les interférogrammes d'OCT par une sinusoïde, et au niveau d'un zéro de cette sinusoïde, donc entre t_1 et t_2 , on peut approximer le signal par une droite. Si la fréquence d'échantillonnage est f_{ECH} , le moment précis de passage à zéro sera :

$$t_{0,1} = t_1 + \frac{1}{f_{ECH} \left(1 - \frac{y_2}{y_1} \right)}. \quad (1.9)$$

Si le passage à zéro suivant se situe au temps $t_{0,2}$, la demi-période locale de l'interférogramme τ et donc sa fréquence locale f_{OCT} sont accessibles et l'algorithme les associe alors à l'instant t pour créer un nouveau couple de points :

$$(t, f_{OCT}) = \left(t, \frac{1}{2\tau} \right) = \left(\frac{(t_{0,1} + t_{0,2})}{2}, \frac{1}{2(t_{0,2} - t_{0,1})} \right). \quad (1.10)$$

À partir de l'équation 1.6, on peut retrouver la vitesse locale du fluide v_E :

$$v_E = \frac{\lambda_0 (f_B - f_{OCT})}{2\bar{n} \cos(\theta)}. \quad (1.11)$$

avec f_B connue puisque c'est la fréquence de balayage de la ligne à délai utilisée.

Mais l'équation 1.11 montre qu'à l'instar de la phase, un repliement peut aussi survenir lors de cette mesure de v_E si jamais f_{OCT} dépasse f_B . On parle alors de « repliement en fréquence » : si le décalage Doppler s'ajoute négativement à la fréquence porteuse et devient si grand qu'il devrait donner lieu à une fréquence f_{OCT} négative, comme ceci n'est pas possible physiquement, la fréquence se « replie » et la mesure f_{OCT} se fait alors modulo f_B comme ceci est montré à la figure 1-6.

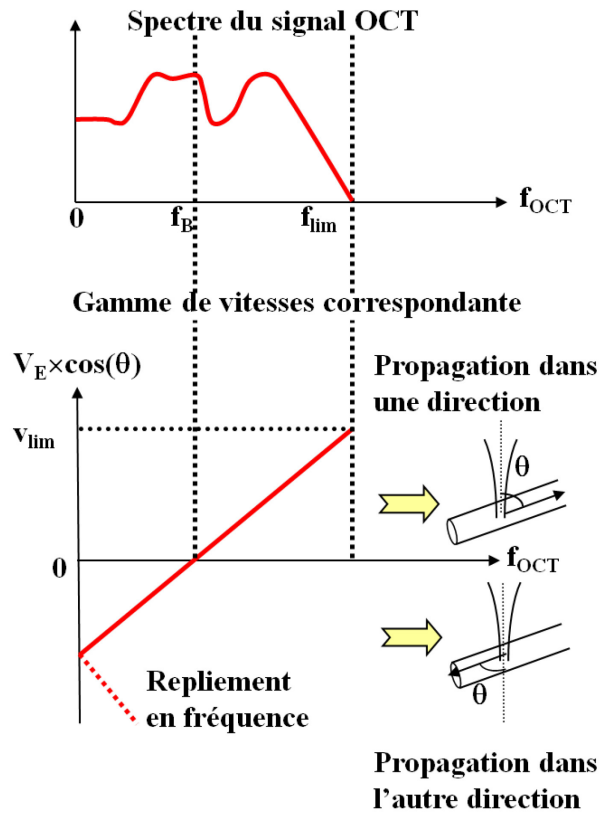


Figure 1-6 : Gamme dynamique de fréquence et vitesses mesurables sans artéfacts.

À l'inverse, si le décalage Doppler se fait dans l'autre sens, la fréquence totale devient très grande et f_{ECH} devient insuffisante pour une bonne représentation du signal. En première approximation, on peut penser que la fréquence de Nyquist du dispositif d'acquisition et de numérisation (DAN) correspond à cette fréquence maximale f_{lim} , mais une étude plus rigoureuse

dans la partie 1.3.2 de ce mémoire montrera qu'il s'agit d'un sous-multiple de la fréquence de Nyquist. De même, la partie 1.3.3 montrera que la limite aux basses fréquences se situe en fait bien avant le repliement, c'est-à-dire au-dessus de la fréquence nulle. Ces considérations vont démontrer que f_B et f_{ECH} sont des paramètres critiques pour la bonne mesure des hautes vitesses par DPZ, ce qui guidera ensuite la réalisation du montage présenté au chapitre 2.

1.3.2 Résolution en vitesse

Lorsqu'un décalage Doppler positif s'ajoute à la fréquence porteuse, la fréquence mesurée f_{OCT} doit être suffisamment faible devant f_{ECH} pour avoir une bonne représentation numérique du signal. Pour fixer une limite, partons d'un interférogramme en tension $y(t)$ localement représenté par un sinus pur d'amplitude A , de fréquence f_{OCT} et de phase à l'origine Φ :

$$y(t) = A(t) \sin(2\pi f_{OCT}t + \Phi) \quad (1.12)$$

Supposons que l'enveloppe varie lentement devant la porteuse (ce qui donne $A(t) \approx A$). Par ailleurs prenons un échantillonnage sur B bits, chacun représentant un pas de tension de valeur $\delta V = p$. L'équation 1.10 donne alors une valeur de $t_{0,1}$ mesurée :

$$t_{0,1,m} = t_1 + \frac{1}{f_{ECH} \left(1 - \frac{y_2 \pm \frac{p}{2}}{y_1 \pm \frac{p}{2}} \right)} \quad (1.13)$$

ce qui dans le pire des cas donne :

$$t_{0,1,m} = t_1 + \frac{y_1 \pm \frac{p}{2}}{f_{ECH} (y_1 - y_2)} \quad (1.14)$$

soit une erreur de :

$$\Delta t_{0,1} = |t_{0,1} - t_{0,1,m}| = t_{0,1,m} = \frac{p}{2f_{ECH} |y_1 - y_2|} \quad (1.15)$$

Si le signal est suffisamment échantillonné (i.e. $f \ll f_{ECH}$), on peut approximer $|y_1 - y_2|$ par la pente de la porteuse autour de son passage à zéro. On a alors :

$$\frac{|y_1 - y_2|}{\frac{1}{f_{ECH}}} \approx |y'(t_0)| = 2\pi f |A| \cos(2\pi f_{OCT} t_0 + \Phi) = 2\pi f_{OCT} |A| \quad (1.16)$$

ce qui donne

$$\Delta t_{0,1} = \frac{p}{4\pi f_{OCT} |A|} \quad (1.17)$$

et l'incertitude sur la demi-période locale τ devient :

$$\Delta \tau = \Delta t_{0,1} + \Delta t_{0,2} = \frac{p}{2\pi f_{OCT} |A|} \quad (1.18)$$

En définissant $\Gamma = \frac{p}{|A|}$ on obtient finalement l'erreur en fréquence Δf_{OCT} :

$$\frac{\Delta f_{OCT}}{f_{OCT}} = \frac{\Gamma}{\pi} \quad (1.19)$$

et la précision de la mesure n'est affectée que par le bruit de quantification.

Si l'échantillonnage dans le temps n'est pas suffisamment fin, on ne peut plus approximer $|y_1 - y_2|$ par la pente de la porteuse autour de son passage à zéro. Dans le cas d'un encadrement « symétrique », on retrouve une bonne mesure. L'erreur sur t_0 provient donc d'un encadrement asymétrique, comme le montre la figure 1-7.

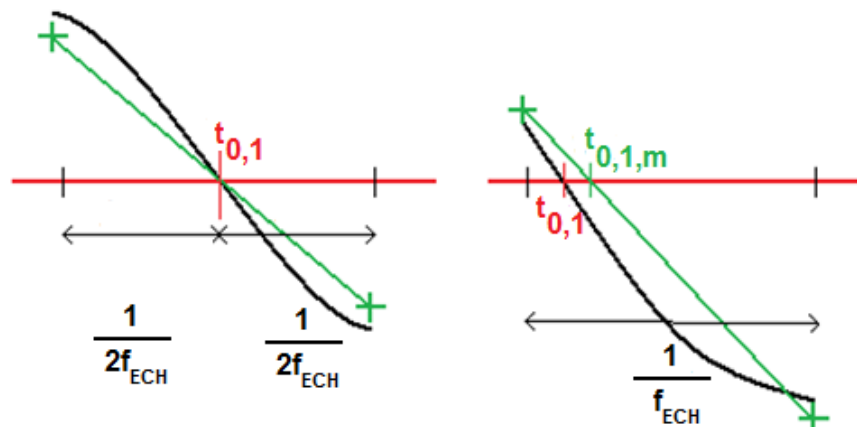


Figure 1-7 : Précision de la détection des passages à zéro.

Le pire des cas est en fait le plus asymétrique, lorsque $t_1 \approx t_0$ et $t_2 \approx t_0 + 1/f_{ECH}$ ou $t_1 \approx t_0 - 1/f_{ECH}$ et $t_2 \approx t_0$. Dans ce cas :

$$\begin{aligned}
|y_1 - y_2| &\approx |A| \left| \sin(2\pi f_{OCT} t_0 + \Phi) - \sin\left(2\pi f_{OCT} \left(t_0 + \frac{1}{f_{ECH}}\right) + \Phi\right) \right| \\
&\approx |A| \left| \sin(k\pi) - \sin\left(k\pi + 2\pi \frac{f_{OCT}}{f_{ECH}}\right) \right| \\
&\approx |A| \left| \sin\left(2\pi \frac{f_{OCT}}{f_{ECH}}\right) \right|
\end{aligned} \tag{1.20}$$

(avec k entier relatif). D'où :

$$\Delta\tau = \frac{p}{2f_{ECH} |A| \left| \sin\left(2\pi \frac{f_{OCT}}{f_{ECH}}\right) \right|} \tag{1.21}$$

ce qui permet de retrouver l'équation 1.18 si $f_{OCT} \ll f_{ECH}$, car alors $\left| \sin\left(2\pi \frac{f_{OCT}}{f_{ECH}}\right) \right| \approx \left(2\pi \frac{f_{OCT}}{f_{ECH}}\right)$.

Soit $N = \frac{f_{ECH}}{f_{OCT}}$ le nombre moyen de points par période du signal numérisé. La précision en fréquence vaut alors :

$$\frac{\Delta f_{OCT}}{f_{OCT}} = \frac{\Gamma}{\pi \left| \text{sinc}\left(\frac{2}{N}\right) \right|} \tag{1.22}$$

Ce résultat est représenté à la figure 1-8 avec $\Gamma = \frac{10}{2^{16}}$ (échantillonnage sur 16 bits avec un signal d'amplitude en moyenne 10 fois plus petite que la pleine gamme dynamique du système d'acquisition, conformément à ce qui sera observé lors de la réalisation du montage).

On constate qu'au-delà d'un certain nombre de points par cycle la précision devient quasiment constante. De manière pratique, cela signifie qu'il faut s'assurer que la fréquence maximale contenue dans l'interférogramme observé, f_{lim} , est au moins environ 12 à 13 fois plus petite (selon la figure 1-8) que la fréquence d'échantillonnage. Bien entendu ce calcul de précision se fait sans prendre en compte le bruit, le but étant d'obtenir une valeur pour f_{lim} (conformément à la figure 1-6) et donc de limiter la gamme des vitesses imageables afin d'être sûr que la méthode de DPZ en elle-même, avant même d'y inclure des considérations sur le bruit, ne soit pas source d'erreurs. L'effet du bruit sera traité en partie 3.3 de ce mémoire.

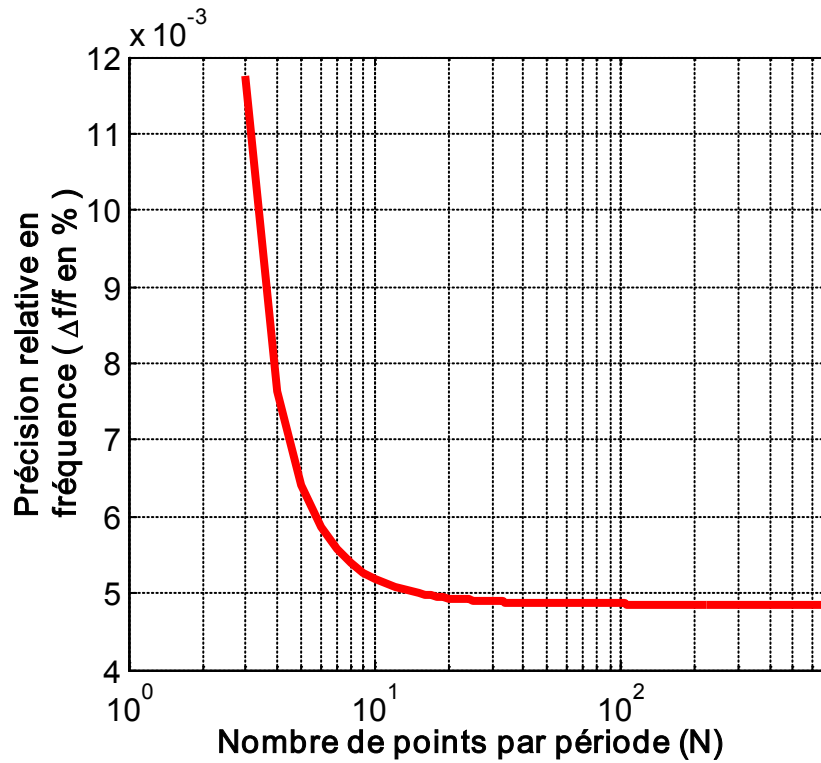


Figure 1-8 : Précision en fréquence de la mesure OCT Doppler en fonction de la densité d'échantillonnage.

1.3.3 Maillage spatial

Cette partie se propose d'étudier l'effet des décalages Doppler négatifs afin de raffiner la gamme des fréquences observables, toujours en vue d'éviter des erreurs de méthode. Dans le cas des décalages Doppler négatifs, la valeur de f_{OCT} devient basse, ce qui conduit à des passages à zéro de plus en plus éloignés dans le temps et donc à un maillage spatial plus lâche. Ceci apparaît lorsqu'il n'y a plus assez de points après DPZ pour représenter une image (par exemple lorsque, pour une image de 500×500 pixels il y a moins de 500 demi-périodes dans le signal).

Pour étudier cela, considérons une ligne-A où l'on balaye une longueur L avec une vitesse de balayage v_B en un temps $t_L = \frac{L}{v_B}$. On observe alors selon l'équation 1.6 un nombre N_{OCT} de franges d'interférences :

$$\begin{aligned}
N_{OCT} &= f_{OCT} t_L \\
&= \frac{2}{\lambda_0} \left[n_0 \cdot v_B \pm \bar{n} \cdot v_E \cdot \cos(\theta) \right] \frac{L}{v_B}
\end{aligned} \tag{1.23}$$

avec n_0 l'indice du milieu, considéré homogène, où s'effectue le balayage. Selon l'équation 1.10, on a une mesure de fréquence par demi-période ce qui définit l'écartement spatial moyen Δx entre deux mesures :

$$\Delta x = \frac{L}{2N_{OCT}} = \frac{\lambda_0}{4} \left[n_0 \pm \bar{n} \frac{v_E}{v_B} \cos(\theta) \right]^{-1} \tag{1.24}$$

Cela permet, après normalisation par λ_0 , d'obtenir une résolution spatiale $\Delta \xi$ pour la fréquence :

$$\Delta \xi = \frac{\Delta x}{\lambda_0} = \frac{1}{4 \left[n_0 \pm \bar{n} \frac{v_E}{v_B} \cos(\theta_D) \right]} \tag{1.25}$$

Cette résolution est représentée à la figure 1-9. On constate que dans le cas des décalages Doppler positifs, la résolution spatiale s'améliore à mesure que $\frac{v_E}{v_B}$ croît ; mais pour un décalage négatif, lorsque la vitesse des diffuseurs augmente, le maillage devient plus lâche jusqu'à devenir infini lorsque $f_{OCT} \approx 0$, puisqu'il n'y a plus de franges d'interférence sur toute la longueur de la ligne-A. On observe d'ailleurs un autre effet du repliement en fréquence : lorsque la vitesse v_E dépasse v_B (au rapport d'indices près) la fréquence globale f_{OCT} redevient positive et les passages par zéro redeviennent plus rapprochés.

On voit donc qu'il faut aussi limiter la gamme des vitesses imageables dans le cas des décalages négatifs. Si l'on veut avoir au moins une résolution axiale classique d'OCT structural, soit une valeur de fréquence tous les 10 μm , comme $\lambda_0 \approx 1550 \text{ nm}$ dans le montage utilisé, selon la figure 1-9 il faut que $\Delta \xi$ soit environ plus petit que 6 ce qui limite la vitesse maximale imageable dans le sens des décalages négatifs à environ $0.7v_B$. Dans tous les cas (décalages positifs ou négatifs), s'il y a plus de points de passage à zéro que de pixels, on pourra avantageusement effectuer un moyennage afin d'augmenter la précision des mesures.

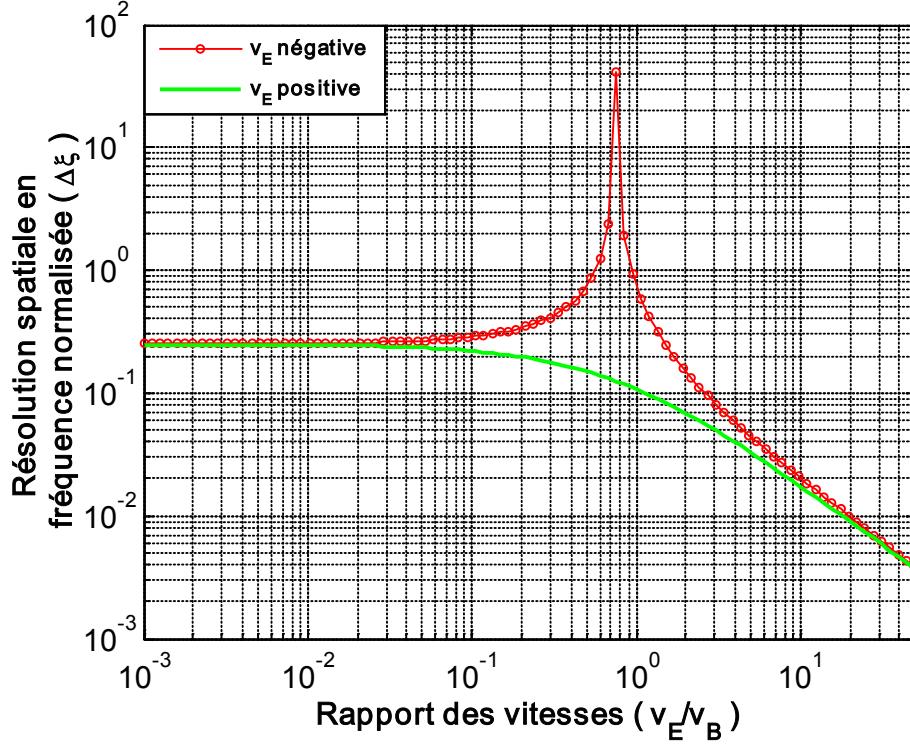


Figure 1-9 : Résolution spatiale normalisée après DPZ en fonction du rapport des vitesses de l'échantillon imagé et de balayage. Ici, $n_0 = 1$, $\bar{n} = 1.33$ (eau) et $\theta = 0$ (décalage Doppler positif) ou π (décalage Doppler négatif).

En conclusion de cette étude, la gamme de vitesses imageables doit se situer entre $-0.7v_B$ (où le signe moins désigne les décalages Doppler négatifs) et $+v_{lim}$, valeur correspondant en fréquence à environ $\frac{f_{ECH}}{12}$, et ce afin d'éviter toute erreur systémique intrinsèque à la méthode de DPZ. Afin d'avoir une grande gamme dynamique, il faut donc à la fois une grande fréquence de balayage, mais aussi une fréquence d'acquisition encore plus grande. Ces deux paramètres vont guider l'implémentation du système dans le chapitre suivant, en notant que dans le cas des écoulements turbulents inconnus *a priori*, comme on ne connaît pas la direction de la vitesse, il semble préférable de placer la fréquence porteuse f_B au milieu de la gamme dynamique, ce qui à f_{ECH} connue fixe f_B car alors

$$f_{lim} = \frac{f_{ECH}}{12} = \frac{2v_B}{\lambda_0} + 0.7 \frac{2\bar{n} \cos(\theta)v_B}{\lambda_0} \quad (1.26)$$

On suppose que \bar{n} est à peu près connu ; par ailleurs, si θ est différent de 0 ou π , le décalage Doppler sera plus faible. Ainsi, pour avoir la gamme dynamique la plus restrictive il suffit de remplacer le cosinus par 1 dans l'équation 1.26. Par exemple, sachant que la fréquence d'échantillonnage utilisée sera de 180 millions d'échantillons par seconde, on voit que la fréquence porteuse devrait être établie autour de 7.77 MHz, ce qui donne une gamme dynamique allant de -5.96 à +5.96 m/s. Cependant dans le cas d'écoulements avec une direction privilégiée, on peut doubler la gamme dynamique dans un sens, et imager des vitesses au-delà de 10 m/s, voire bien plus si l'image ne se fait pas à $\theta = 0$ ou π .

CHAPITRE 2 IMPLÉMENTATION

Le chapitre 1 a mis en évidence la nécessité d'avoir une fréquence de balayage ou « fréquence porteuse » f_B très élevée (entre 5 et 10 MHz) ainsi qu'une fréquence d'échantillonnage f_{ECH} plus de 20 fois plus grande. Dans le montage réalisé, la fréquence d'échantillonnage maximale sera de 180 millions d'échantillons par seconde.

Le système ici présenté a été implémenté en réutilisant certaines pièces d'un précédent montage utilisé en [6]. Il s'agit de la source, du circulateur et d'un coupleur 50 : 50 (cf. figure 1-2). La source est une diode supraluminescente de longueur d'onde centrale $\lambda_0=1550\text{ nm}$ avec un spectre relativement étroit dont la largeur à mi-hauteur est de 30 nm (JDS Uniphase Corp., Milpitas, CA, JDSU BBS1550+1FA), ce qui selon l'équation 1.5 donne une résolution axiale d'environ 37 μm dans l'air et 28 μm dans l'eau. Ceci peut paraître élevé, mais une meilleure résolution axiale aurait seulement aidé à améliorer les images structurales, l'analyse menée en 1.3.3 montrant que dans le cas de l'OCT Doppler l'espacement entre mesures de fréquence n'est pas lié à l'enveloppe en première approximation.

Le reste du montage a donc été adapté et va être ici détaillé.

2.1 Choix de la ligne à délai

Le but est ici d'obtenir une valeur de f_B élevée avec un taux de répétition suffisant pour imager en temps réel. La ligne à délai choisie va être présentée ainsi que les alternatives envisagées au cours des expériences mais finalement non retenues en raison de facteurs détaillés ci-dessous.

2.1.1 Ligne à délai Novacam

La ligne à délai utilisée dans notre appareil OCT Doppler a été développée à l'Institut des Matériaux Industriels du Conseil National de recherches du Canada à Boucherville. Elle est distribuée par la compagnie Novacam Technologies Inc. (Montreal, Canada) [44]. Cette ligne à délai remplace le mouvement de translation du miroir de la figure 1-2 par une roue en aluminium tournant à haute vitesse sur laquelle sont montés 5 prismes rhomboïdes comme on peut le voir en figure 2-1 (c) :

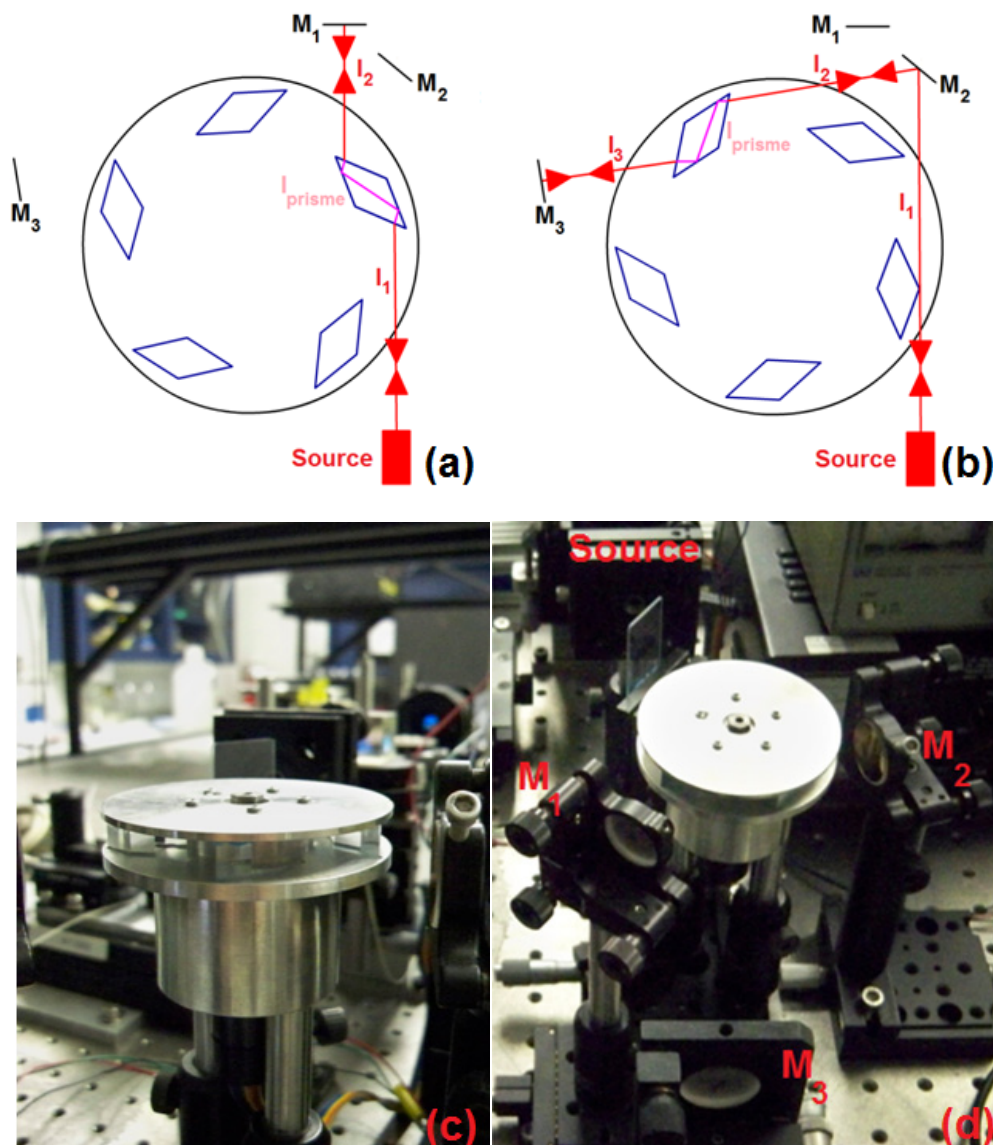


Figure 2-1 : Ligne à délai utilisée

Le principe repose sur un simple calcul d'optique géométrique. La lumière issue de la source est amenée par une fibre sur la roue et arrive sur un prisme comme sur la figure 2-1 (a) après avoir suivi dans l'air un trajet optique l_1 . Par réfraction et réflexion, elle va se propager dans le prisme en suivant une longueur optique $n_{\text{PRISME}} l_{\text{PRISME}}$ puis va ressortir parallèle au faisceau incident. À l'issue d'un trajet optique l_2 la lumière se réfléchit sur le miroir M_1 , puis effectue le trajet inverse. Elle aura donc parcouru le trajet total :

$$l_{\text{TOT}}(t) = 2(l_1(t) + n_{\text{PRISME}} l_{\text{PRISME}}(t) + l_2(t)) \quad (2.1)$$

La roue tourne suffisamment lentement par rapport à la vitesse de la lumière pour qu'en tout instant t on puisse considérer que le trajet de « retour » est le même qu'à l'« aller ». La rotation implique que l'angle entre le faisceau incident (sur le trajet l_1) et la normale à la face d'entrée du prisme change, ce qui fait changer l_{PRISME} , mais aussi légèrement l_1 et l_2 par translation du prisme. Cependant le faisceau ressort toujours du prisme parallèle au faisceau du trajet l_1 et après réflexion rentre toujours à nouveau dans la fibre vers le coupleur. l_{TOT} varie donc au cours du temps, ce qui correspond au balayage qu'un miroir en translation pourrait effectuer.

Ainsi, lors d'un tour de la roue, on répète 5 fois le balayage sur l_{TOT} . Mais pour augmenter le taux de répétition deux miroirs ont été ajoutés (M_2 et M_3) afin de réinsérer la lumière dans un autre prisme au cas où celle-ci n'en aurait pas rencontré sur le premier trajet. Ceci est illustré à la figure 2-1 (b) et les 3 miroirs sont visibles sur une photographie du montage à la figure 2-1 (d).

L'avantage de ce système est d'offrir une grande linéarité sur toute la durée du balayage et une profondeur de balayage assez importante. Ceci signifie que la zone sur laquelle les interférences sont susceptibles de se produire est relativement profonde, environ 6 mm, ce qui est bien plus que nécessaire aux images OCT. Mais ce fait sera avantageusement utilisé pour le déclencheur d'acquisition, comme détaillé en 2.2.1.

Cependant le grand avantage réside surtout dans la fréquence porteuse f_B ainsi générée. En faisant tourner la roue à environ 100 tours par seconde on obtient une porteuse d'environ 8 MHz, proche de ce qui était désiré, avec un taux de répétition τ_R de 1000 lignes-A par seconde.

On peut de plus ajuster manuellement cette vitesse pour adapter f_B à l'écoulement imagé. Cependant il faut noter que f_B et τ_R sont tous deux proportionnels à la vitesse de rotation de la roue. Donc, si l'on désire diminuer f_B , par exemple dans le but d'avoir une meilleure précision absolue en fréquence (la figure 1-8 montrant qu'au-delà d'un certain nombre de points par cycle le rapport de l'erreur de la mesure Δf_{OCT} sur la mesure f_{OCR} devient constant, donc pour améliorer Δf_{OCT} il faut baisser f_{OCT} ce qui peut se faire en baissant f_B), il faut imager plus lentement, ce qui peut être pénalisant, d'autant qu'en-deçà de 40 tours par seconde environ et au-delà de 200 la vitesse de rotation de la roue devient instable et s'écarte de la valeur réglée manuellement.

C'est ce constat qui a guidé la recherche de lignes à délai alternatives, pouvant toujours produire de hautes fréquences de balayage mais avec des taux de répétition indépendants.

2.1.2 Lignes à délai alternatives

Le principe de cette ligne, développée et améliorée à la fin des années 1990 [45-47] et utilisée en Doppler dès 2002 [20, 37] est de créer une rampe dans le domaine de Fourier en dispersant la lumière à l'aide d'un réseau placé au point focal d'une lentille puis en envoyant la lumière à l'autre foyer de cette lentille où l'on aura placé un miroir incliné :

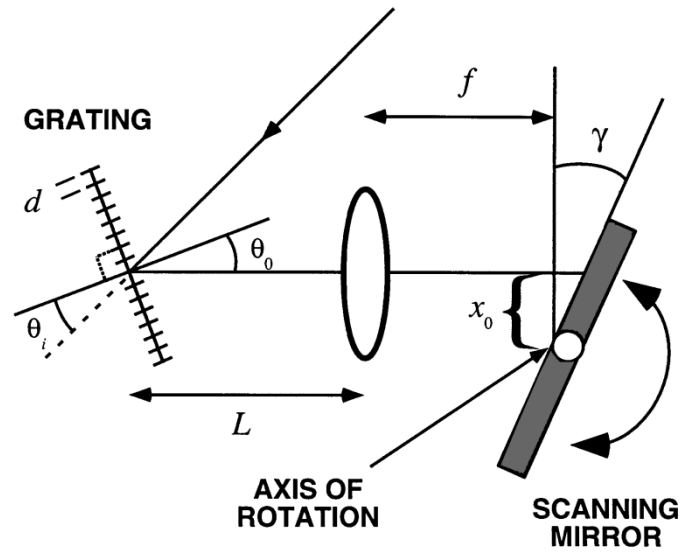


Figure 2-2. Ligne à délai par rampe dans le domaine de Fourier.

© Optical Society of America. Tiré de [45].

Ainsi chaque longueur d'onde verra un trajet optique de longueur différente, l'ensemble des longueurs variant linéairement avec la longueur d'onde. Or la multiplication par une fonction linéaire dans le domaine de Fourier correspond à la convolution par une exponentielle complexe de module 1 dans le domaine temporel. Ceci revient à appliquer un délai de groupe à l'ensemble des longueurs d'onde. On peut donc faire varier ce délai de groupe en changeant la pente de cette rampe, ce qui s'obtient en faisant tourner le miroir, à l'aide par exemple d'un galvanomètre. Ceci crée l'équivalent d'un balayage en profondeur comme avec un simple miroir en translation [26].

Si l'angle entre le miroir et la perpendiculaire à l'axe optique varie linéairement dans le temps :

$$\gamma(t) = \Gamma t \quad (2.2)$$

(avec Γ constante), on peut montrer (en calculant le déphasage de chaque longueur d'onde et en supposant un centrage de l'axe optique sur la longueur d'onde centrale du spectre utilisé) que la fréquence de balayage résultante est proportionnelle non seulement à Γ mais aussi à x_0 , le décalage entre l'axe optique et l'axe de rotation du miroir :

$$f_B = \frac{2\Gamma x_0}{\lambda_0} . \quad (2.3)$$

On peut donc faire varier f_B en modifiant x_0 mais sans changer le taux de répétition τ_R :

$$\tau_R = \frac{\Gamma}{\Delta\gamma} \quad (2.4)$$

où $\Delta\gamma$ désigne l'excursion angulaire totale de $\gamma(t)$.

Cependant les galvanomètres ne peuvent pas aller trop vite, surtout si on leur impose une excursion angulaire importante. En considérant qu'au niveau du miroir la taille de la tache donnée par le spectre est donnée par :

$$L_S = fN_G\Delta\lambda \quad (2.5)$$

où f désigne la focale de la lentille, N_G le nombre de lignes par mm du réseau et $\Delta\lambda$ la largeur du spectre, on trouve que le miroir monté sur galvanomètre doit avoir pour taille au moins

$$L_M = \frac{2x_0 + fN_G\Delta\lambda}{\cos(\theta_{MAX})} \quad (2.6)$$

où θ_{MAX} désigne l'angle entre les longueurs d'onde extrémales du spectre et l'axe optique après dispersion par le réseau. Les équations 2.3, 2.4 et 2.6 montrent donc que pour balayer rapidement avec une large fréquence porteuse il faut de larges miroirs montés sur des galvanomètres très rapides, et une étude quantitative prenant en compte les performances des systèmes offerts sur le marché démontrent qu'une telle ligne à délai ne pourrait pas dépasser les performances de la ligne Novacam. En effet, avec un taux de répétition de 1000 Hz, une excursion angulaire de 2° et des miroirs de 5 mm les fréquences porteuses pourraient au mieux aller jusqu'à 360 kHz, loin des fréquences désirées. Mais il s'agit de contraintes très élevées pour des galvanomètres, d'autant que la nécessité d'avoir une rampe variant linéairement dans le temps impose un régime non pas sinusoïdal mais en dents de scie.

Par ailleurs, une telle ligne à délai serait inadaptée au DPZ, même pour les faibles vitesses dans les flux sanguins. En effet, si l'on a un taux de répétition de 1000 lignes-A/s et que l'on désire des images de 500×500 pixels, donc des lignes-A de 500 pixels, on trouve qu'un pixel sera imagé en 2 μ s, ce qui nécessite au moins un demi-cycle toutes les 2 μ s donc une fréquence OCT d'au moins 250 kHz ce qui est tout juste atteint par la ligne à délai en poussant les galvanomètres dans leur régime limite, et encore ceci se fait sans considérer des décalages Doppler négatifs qui abaisseraient encore la fréquence des interférogrammes.

Si l'on désirait tout de même utiliser le principe de ce montage pour les hautes vitesses, une alternative consisterait à utiliser un miroir polygonal comme en [48] :

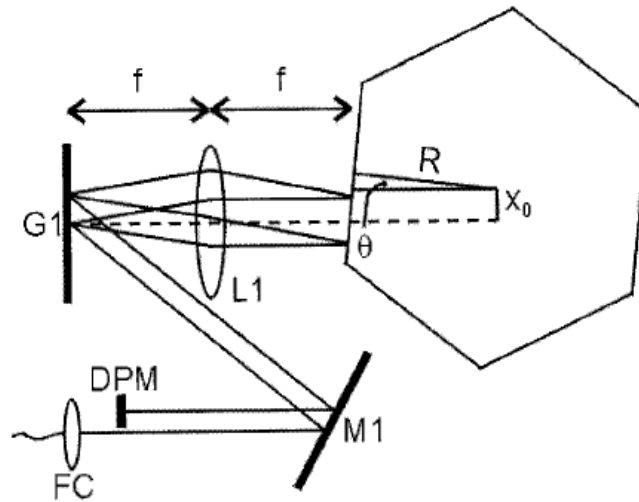


Figure 2-3 : Ligne à délai par rampe dans le domaine de Fourier utilisant un polygone. Ici DPM désigne un miroir double-passage, FC un coupleur de fibre et G1 un réseau.

© Optical Society of America. Tiré de [48].

L'avantage est que le polygone peut atteindre des vitesses de rotation très élevées et donc des fréquences porteuses aussi élevées que celles de la ligne Novacam avec en plus des taux de répétition encore plus importants. Malheureusement dans ce cas la fréquence porteuse n'est plus constante. Au cours d'un balayage il y a en effet paillement, car au premier ordre on peut approximer f_B par :

$$f_B \approx \frac{4\omega}{\lambda_0}(x_0 + R\theta) \quad (2.6)$$

où ω est la vitesse angulaire de rotation du polygone et R la distance entre le centre du polygone et le centre de la facette utilisée. En réalité la porteuse varie de manière encore plus complexe [48] et ceci perturberait trop les mesures Doppler.

En définitive, l'OCT utilisera la ligne Novacam, et la suite de ce chapitre va présenter le reste du montage.

2.2 Acquisition des données

Afin d'obtenir une valeur de fréquence d'acquisition aussi élevée que 180 millions d'échantillons par seconde, nous avons utilisé une carte numérique développée par Alazar Technologies Inc. (Pointe-Claire, Canada). Ce modèle, l'ATS9462, peut échantillonner deux signaux en tension (il possède deux voies d'entrée) de 8V à 200 mV d'amplitude sur 16 bits avec une fréquence d'acquisition réglable entre 1 MHz et 180 MHz. La carte a été fournie avec un logiciel d'interface en C++, ce qui a permis de la relier au code écrit pour le traitement des données OCT par DPZ.

La carte possède aussi une entrée pour un signal de déclenchement d'acquisition (en anglais « trigger ») nécessaire à son bon fonctionnement et peut exporter un autre signal de déclenchement. Ce signal est utilisé par une autre carte (National Instruments, Austin, TX, NI-DAmx) pour le contrôle des galvanomètres (Thorlabs, Newton, NJ, GVS001/002) effectuant le balayage transversal.

2.2.1 Le système de déclenchement du balayage

Ce système est nécessaire non seulement pour informer le dispositif d'acquisition et de numérisation (DAN) du moment de déclenchement de l'acquisition, mais aussi pour la synchronisation entre les lignes-A qui sinon démarreraient à différentes profondeurs, causant de la « gigue » (jitter en anglais).

On ne peut pas directement utiliser les traces des lignes-A, c'est-à-dire déclencher l'acquisition au moment où la lumière pénètre dans un prisme à partir du signal lumineux lui-même. En effet, il existe une variation en amplitude non désirée de ces traces, montrée sur 4 lignes-A à la figure 2-4 (les lignes 2 et 4 viennent du trajet « normal », les lignes 1 et 3 du trajet de réinsertion et ont donc une plus faible amplitude en raison de la réflexion supplémentaire).

Pour former les images OCT, cette variation est supprimée à l'aide d'une détection balancée et d'un passe-haut.

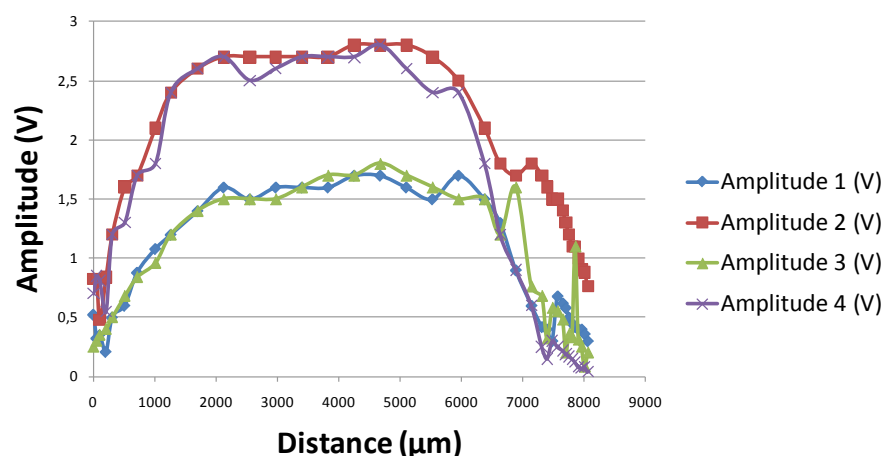


Figure 2-4 Variation de l'amplitude des traces de lignes-A

La solution a consisté dans l'introduction dans la ligne à délai d'un autre interféromètre de Michelson :

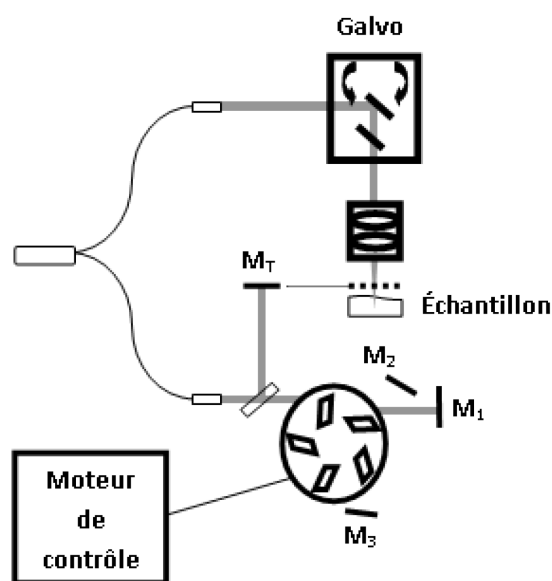


Figure 2-5 Système de déclenchement d'acquisition.

En insérant dans le trajet l_1 (voir les notations des figures 2-1 (a) et (b)) une lame séparatrice et un miroir M_T , on crée une interférence sur chaque ligne-A, même en l'absence du bras d'instrumentation. Par translation de M_T , on peut ajuster la position de ce pic d'interférence et le placer au début des lignes-A. Avec un bras d'instrumentation, on verra donc à la fois le

signal OCT de l'échantillon et le pic qui le précède, comme si l'on avait inclus une interface de référence dans l'échantillon. Comme sa profondeur est importante (6 mm) il n'y a pas de risque d'interférence entre le pic et le signal de l'échantillon, bien séparés.

Puisque ce pic est très fin, le déclenchement se fera quasiment toujours au même instant, même s'il y a une légère variation d'amplitude. Par ailleurs, en inclinant la lame séparatrice, on peut envoyer plus de lumière sur M_T afin d'avoir un pic dont l'amplitude sera toujours bien plus forte que tout signal OCT revenant de l'échantillon afin d'éviter que le DAN ne se déclenche par erreur. La gigue est ainsi supprimée, comme on peut le voir sur la figure 2-6.

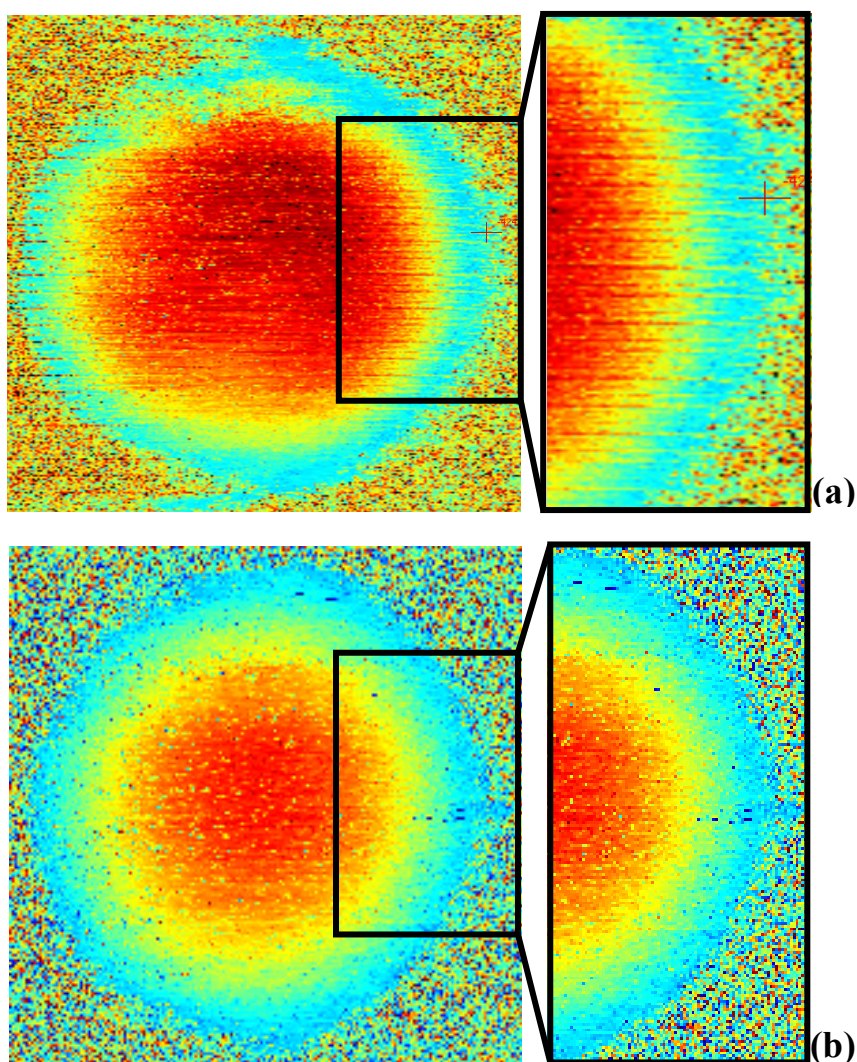


Figure 2-6 : Image OCT Doppler avec gigue (a) et utilisant le système de déclenchement par interférence (b). L'image provient d'une section de cylindre creux où s'écoule un flux laminaire. Ici la couleur encode le décalage Doppler. De telles images seront commentées dans le chapitre 3.

2.2.2 Traitement analogique

Après interférence entre les bras de référence et d'instrumentation, le signal doit être conditionné pour subir la DPZ. Pour cela, il doit être filtré par un passe-bande, le passe-haut devant centrer le signal OCT autour de zéro et le passe-bas devant éliminer une partie du bruit. Bien entendu, la bande-passante doit être suffisamment large pour ne pas éliminer des décalages Doppler élevés, conformément à la partie 1.3 de ce mémoire.

Cependant ce traitement ne peut se faire numériquement. Même avec des coefficients précalculés à l'aide d'une transformée de Laplace discrète (ou « transformée en Z »), il faut plusieurs additions et multiplications par donnée numérisée ; or la fréquence d'acquisition f_{ECH} est très élevée, donc il y aurait trop de calculs à faire par seconde pour le processeur, même avec une séparation en fils de calculs (threads en anglais) afin de bénéficier des 4 cœurs de ce processeur.

Le traitement a donc dû être analogique. Plusieurs passe-bas ont été sélectionnés afin de pouvoir adapter la bande-passante du système à la mesure, et plusieurs filtres coaxiaux elliptiques à faible impédance de la gamme BLP ont été commandés (Mini-Circuits, Brooklyn, NY).

Le passe-haut a été ajouté en série avec le passe-bas et construit comme un filtre de Sallen-Key du premier ordre à fréquence de coupure égale à environ 1600 Hz et à gain réglable. Cette valeur permet de ne supprimer aucun signal Doppler dans la bande passante définie en 1.3 tout en restant suffisante pour éliminer les variations d'amplitude des lignes-A subsistant après détection balancée. Afin d'éviter tout effet de saturation en vitesse, un amplificateur opérationnel à très haute vitesse de balayage (2500 V/ μ s) a été choisi (Analog Devices Inc, Norwood, MA, AD811). En raison des hautes fréquences utilisées, le montage a été effectué sur un circuit imprimé pour éviter tout effet capacitif indésirable. La conception a été faite sous le logiciel PADS (Mentor Graphics Corporation, Wilsonville, OR) et le circuit a été commandé à la compagnie Advanced Circuits (Aurora, CO).

Ce passe-haut est en fait le premier étage du module d'OCT structurel conçu sur mesure et présenté à la partie 2.3 de ce mémoire. Ayant disposé de deux plaques de circuits imprimés, il fut possible d'avoir un module structurel et un second module ne comportant que le passe-haut.

Le schéma logique du circuit est présenté à la figure 2-8 et les plans du circuit imprimé sont donnés à la figure 2-9.

2.2.3 Traitement numérique

Après numérisation par le DAN, les données, sous forme de nombres binaires codés sous 16 bits, sont préconditionnées pour la DPZ. En effet, le passe-haut a normalement centré le signal autour de zéro; néanmoins le DAN a tendance à rajouter un décalage constant, que l'algorithme de DPZ retire par calcul de moyenne sur les dix mille premiers points de la ligne-A et non sur la ligne entière afin de ne pas trop allonger le traitement des données.

Comme les données sont binaires, c'est le bit de poids fort qui encode leur signe. Ainsi, une simple opération de « ou exclusif » (XOR) permet de détecter tout passage à zéro. À chaque passage une interpolation linéaire est effectuée conformément à l'équation 1.9 à partir des temps auxquels les points ont été acquis (donnés par le produit de leur indice par l'inverse de f_{ECH}) et de leur valeur en binaire. Le résultat (représentant le moment précis de passage à zéro) est encodé sous forme d'un réel en virgule flottante de 32 bits (format « float »).

Après détection sur toute la ligne-A, seuls ces résultats sont conservés. Chaque donnée est plus lourde que les données en binaires initiales, mais comme il n'y a que deux points par période de l'interférogramme, la taille du vecteur contenant ces résultats est plus faible que la taille du vecteur contenant les données binaires. Si l'on s'est assuré d'avoir au moins 12 points par cycle (conformément au résultat développé en 1.3.2), on a donc des vecteurs 6 fois plus courts, ce qui permet de conserver le traitement de ces données en temps réel.

Pour obtenir les couples (temps ; fréquence) de l'équation 1.10, l'algorithme n'a plus qu'à utiliser les points successifs de passage à zéro. Un test est cependant effectué pour éliminer une source importante de bruit en fréquence : en effet le bruit en amplitude peut mener à ce que plusieurs passages à zéro soient détectés autour d'un seul « vrai passage à zéro », celui de la sinusoïde non bruitée approximant le signal localement. Comme ce bruit correspond à des fréquences très élevées, le passe-bas analogique doit en théorie l'atténuer ; mais l'algorithme le fait de manière plus efficace en considérant que deux passages à zéro très rapprochés correspondent à du bruit, et un simple seuillage réglé par l'utilisateur enlève ce type d'erreurs.

Enfin l'algorithme doit recréer un maillage constant. Comme les points de passage à zéro ne sont pas uniformément écartés, l'algorithme définit un nombre N de pixels, chaque pixel correspondant à un intervalle de temps Δt . Pour tous les couples (temps ; fréquences) acquis durant cet intervalle de temps, les fréquences seront moyennées et la fréquence résultante sera affectée à ce pixel. Ce moyennage permet aussi de réduire le bruit et de retrouver un maillage uniforme. Cette opération est directement suivie d'une transformation linéaire suivant l'équation 1.11 (les paramètres θ , \bar{n} , λ_0 et f_B sont réglables par l'utilisateur).

Une fois que toutes les lignes-A d'une image ont été acquises, un filtre médian est appliqué afin d'enlever des mesures aberrantes, par exemple une vitesse de 10 m/s entourée de pixels contenant des vitesses autour de 1 m/s. Le filtre médian a l'avantage de ne pas introduire de données artificielles car il ne fait que « déplacer » des pixels. La taille de la fenêtre utilisée est variable mais en général une fenêtre de 3×3 pixels est utilisée afin de pouvoir conserver les grandes variations de vitesses associées à d'importants gradients.

L'ensemble de ce traitement est représenté dans la figure 2-7 :

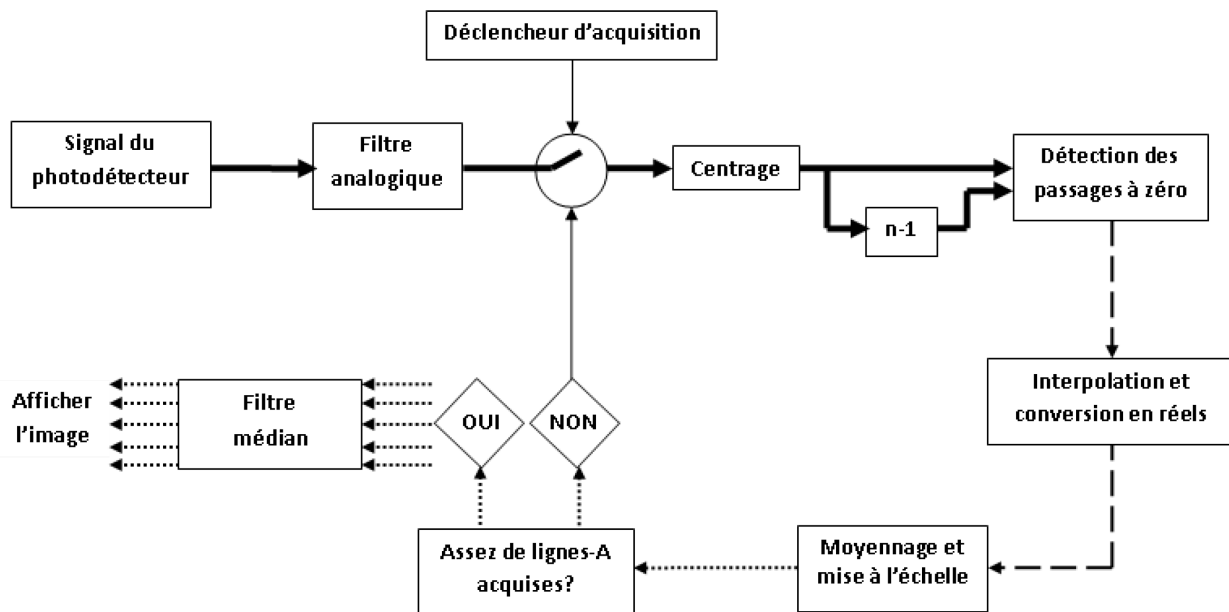


Figure 2-7 Schéma-bloc de l'algorithme de traitement des données par DPZ et de reconstruction d'image Doppler. L'épaisseur des flèches représente symboliquement la taille totale des données, de plus en plus faible au fur et à mesure du traitement.

2.3 OCT structurel

Les images Doppler peuvent déjà donner une première idée des structures. Par exemple, les zones non diffusantes apparaissent comme des zones de bruit, tandis que les zones fixes apparaissent avec la couleur de la fréquence porteuse et les zones en mouvement ont des couleurs différentes. Lors de la réalisation des images, il s'est cependant révélé intéressant d'ajouter un module structurel à l'affichage Doppler, car une investigation plus poussée des géométries complexes, notamment *in-vivo*, pourrait requérir un tel affichage.

2.3.1 Détection d'enveloppe

Afin de s'affranchir des oscillations de la porteuse et de ne garder que l'enveloppe, on peut réaliser un moyennage de l'interférogramme sur plusieurs cycles, soit sur un temps T_{MOY} . Pour cela on utilise un module « RMS to DC » pour « root mean square to direct current » qui signifie que la sortie instantanée du module est un courant continu (à l'échelle de T_{MOY}) valant l'écart-type du courant d'entrée (calculé sur T_{MOY}). Ce système utilise effectivement un intégrateur mais aussi un sous-module diviseur-multiplicateur avec une boucle de rétroaction. Ces sous-modules travaillent sur le courant mais avec des impédances équivalentes on obtient l'expression de la tension en sortie V_S en fonction de celle en entrée V_E :

$$V_S = M \left(\frac{V_E^2}{V_S} \right) \quad (2.7)$$

Comme la moyenne M se fait sur T_{MOY} , V_S y apparaît comme une constante et peut être sortie de l'opération. On peut alors remplacer l'équation 2.7 par l'expression analytique suivante :

$$V_S(t) = \sqrt{\frac{1}{T_{MOY}} \int_{t-T_{MOY}}^t V_E^2(\tau) d\tau} \quad (2.8)$$

Le module RMS-to-DC choisi est l'AD637 (Analog Devices Inc, Norwood, MA) choisi en raison de sa large bande-passante. La valeur de T_{MOY} y est réglable à l'aide d'une capacité C_{MOY} connectée à deux des bornes de l'AD637 selon le facteur de 25 ms/ μ F.

Pour calculer la valeur désirée de C_{MOY} , partons de la résolution structurelle donnée au début de ce chapitre, soit 28 μ m dans l'eau et d'une fréquence porteuse f_B de 7.7 MHz comme

expliqué en 1.3. L'équation 1.6 montre que ceci correspond à une vitesse de balayage de $v_B = \frac{\lambda_0 f_B}{2} \approx 5.96 \text{ m/s}$. Ceci donne une idée de la largeur temporelle d'une enveloppe, d'environ $28/5.96 \approx 4.7 \mu\text{s}$. Il y aura donc environ $7.7 \times 4.7 \approx 37$ cycles par enveloppe, ce qui est suffisant pour le moyennage qui doit avoir lieu sur quelques cycles, ce qui fixe C_{MOY} entre 10 et 50 pF. C_{MOY} sera réglable car on dispose d'un jeu de capacités insérables au choix dans deux bornes laissées libres dans le circuit imprimé créé sur mesure.

Cependant le AD637 présente un défaut : il sature à 0 lorsque la valeur moyenne du signal d'entrée est trop faible. Pour éviter cela, on utilisera un montage amplificateur ajoutant de plus un décalage par rapport à zéro (« offset » en anglais) afin d'éviter ce phénomène. Les fréquences en jeu étant élevées, on choisira encore une fois l'AD811 (comme en 2.2.1) et on réalisera le montage sur un circuit imprimé pour atténuer l'effet des capacités parasites. On ajoutera enfin un simple circuit RC en sortie du montage pour filtrer en passe-bas le signal d'enveloppe, qui varie alors dans des fréquences faibles devant celles mises en jeu en OCT Doppler. Au niveau du DAN, une fréquence d'échantillonnage bien plus faible sera alors suffisante, autour de 1 million d'échantillons par seconde.

2.3.2 Circuit analogique

Le montage a été réalisé sous le logiciel PADS. Les empreintes des pièces ont été refaites et le circuit logique est présenté à la figure 2-8.

La partie en haut à gauche représente le module de conditionnement du signal OCT avant détection d'enveloppe. On y reconnaît un filtre de Sallen-Key du premier ordre en passe-haut, pour éliminer les variations d'amplitude des traces des lignes-A, comme évoqué en 2.2.2. Son gain est réglable par le potentiomètre R_G , afin d'amplifier le signal. Il possède aussi un décalage réglable par le potentiomètre R_{OFF} (pour « offset »). Il faut en effet adapter le gain et le décalage avant détection d'enveloppe à cause de la saturation à 0 du module RMS-to-DC AD637. À chaque alimentation en courant continu on a ajouté des condensateurs de découplage pour éviter tout effet capacitif indésirable. Des condensateurs à forte capacité ont été installés près de l'entrée des alimentations et des condensateurs plus petits ont été installés près des bornes d'entrée des modules AD811 et AD637 pour éliminer des fluctuations rapides du courant continu. Lors de la réalisation du circuit imprimé ces condensateurs seront effectivement très proches spatialement

de ces bornes comme on le voit sur les figures 2-9 et 2-10. Les effets parasites sont aussi minimisés par l'utilisation d'un masque de cuivre pour la masse recouvrant presque toute la couche inférieure du circuit imprimé. On a notamment veillé à éviter la présence d'îlots de cuivre dans ce plan.

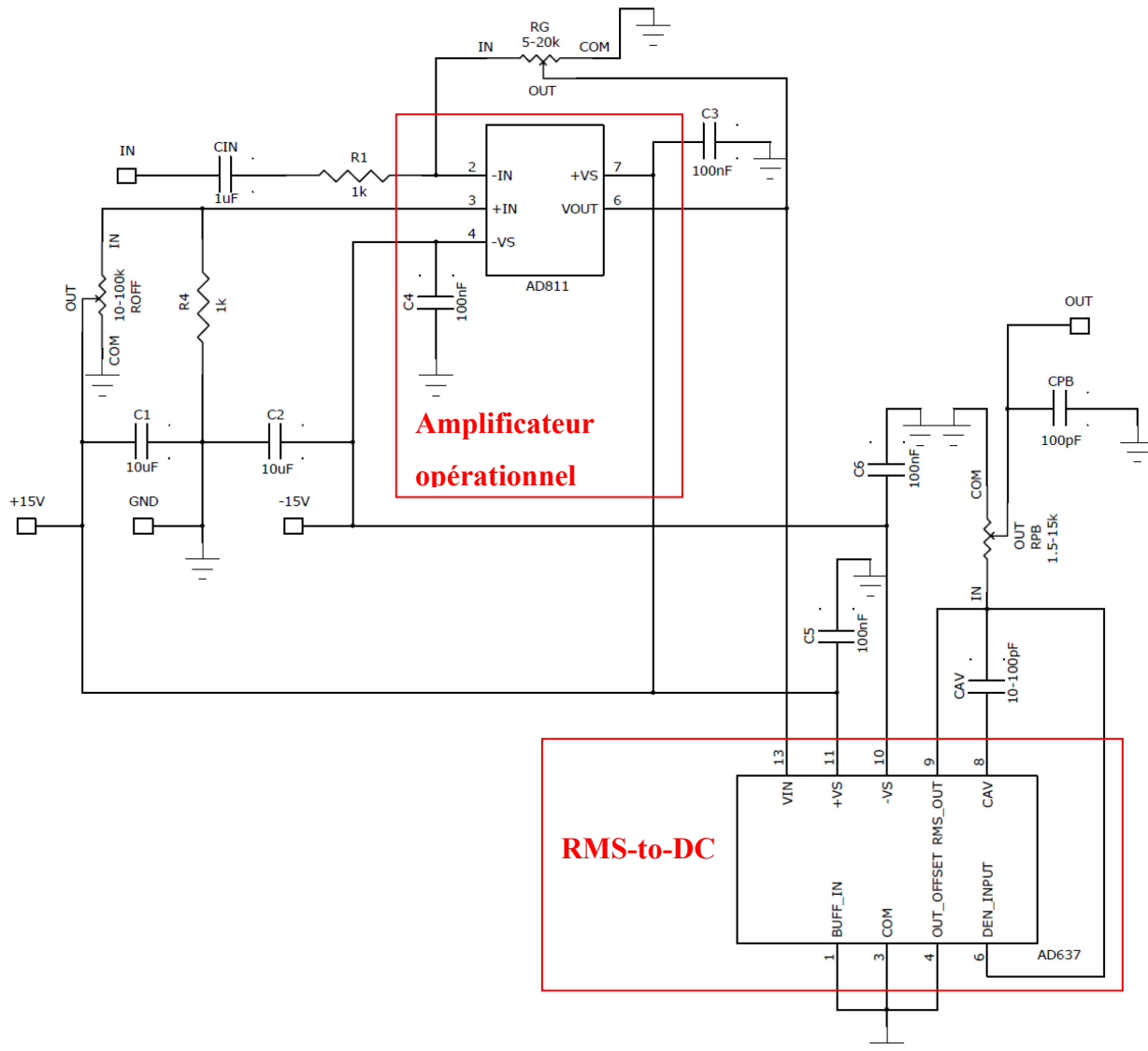


Figure 2-8 : Représentation en circuit logique du module d'OCT structurel.

Le signal en sortie de l'AD811 est ensuite envoyé sur le RMS-to-DC, c'est-à-dire le module AD637. Le signal en sortie de l'AD637 est quant à lui envoyé sur un passe-bas RC de fréquence de coupure réglable à l'aide du potentiomètre R_{PB} .

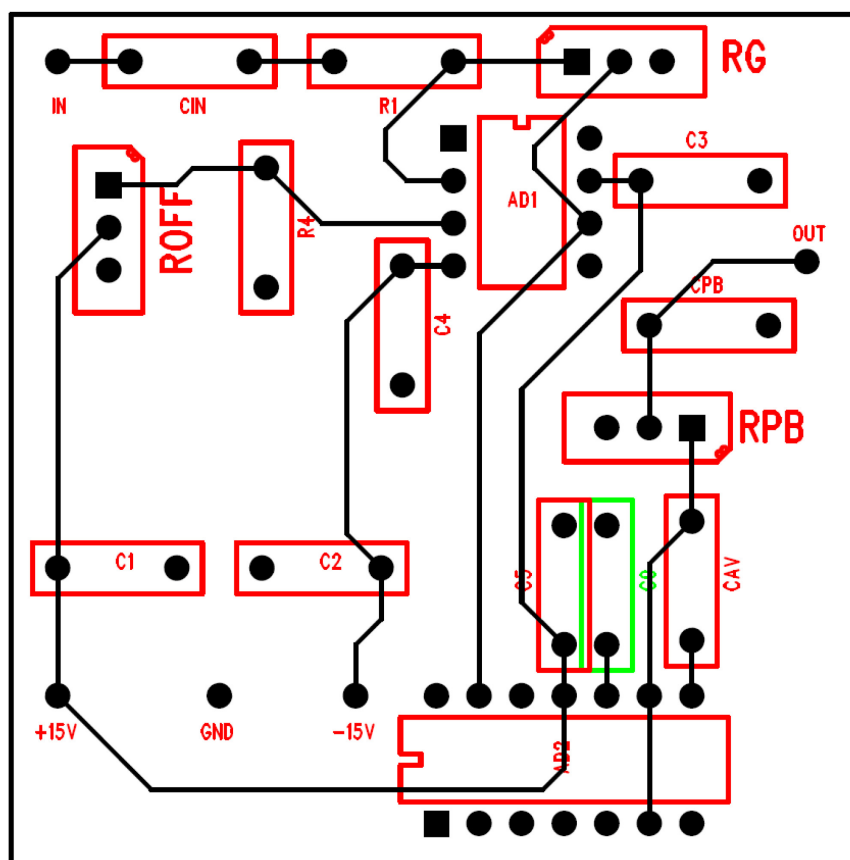


Figure 2-9 : Plans du circuit imprimé du module d'OCT structuel. Taille : 2×2 pouces. Seules la couche supérieure et les couches de sérigraphie inférieure et supérieure ont été représentées par souci de lisibilité.

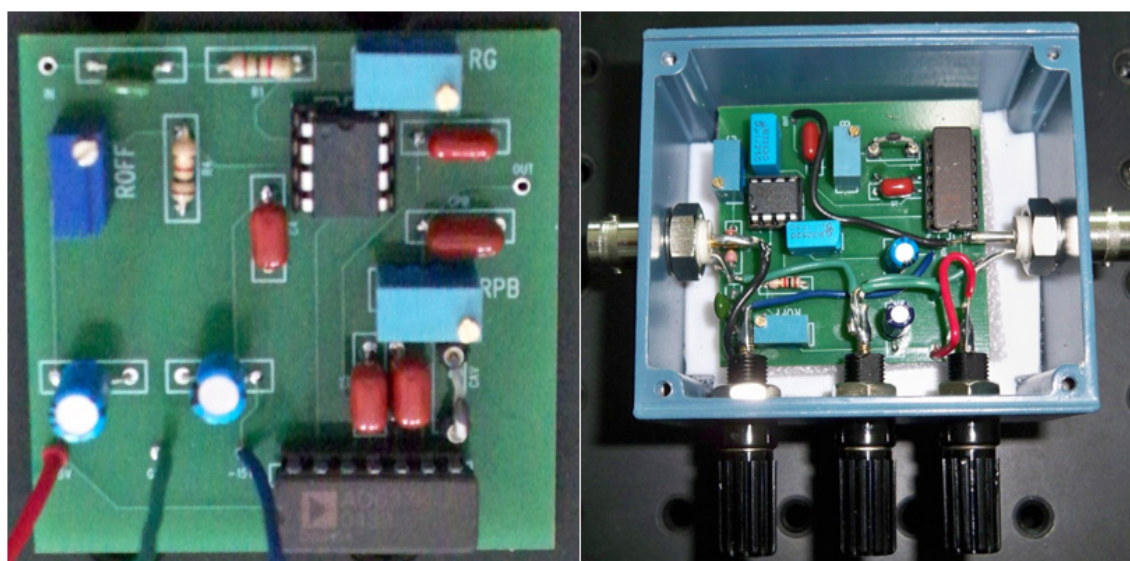


Figure 2-10 : Circuit imprimé du module d'OCT structuel.

On peut noter que les composants AD637 et AD811 ont de fortes impédances d'entrée et de faibles impédances de sortie, de même que la carte Alazar connectée à la sortie du module possède une forte impédance d'entrée. Tout ceci assure une bonne interaction entre les différents étages du module structurel.

2.3.3 Vérification du fonctionnement

Après réalisation du module, il suffit de le connecter par câble coaxial à la sortie du détecteur balancé et avant le DAN. Des relevés à l'oscilloscope ont été effectués pour vérifier le bon fonctionnement du module à différentes vitesses de balayage. La figure 2-11 montre une ligne-A composée de 4 pics, correspondant à un tomogramme d'un tube creux en verre, ce qui donne 4 interfaces air/verre. On voit notamment le décalage par rapport à 0 (« offset ») et l'amplification. Sur le détail d'un pic OCT présenté en figure 2-11 (b) on voit que l'enveloppe détectée suit bien le signal OCT brut, notamment au niveau des lobes latéraux. La présence de ces lobes s'explique par le fait que le spectre de la source n'est pas parfaitement gaussien.

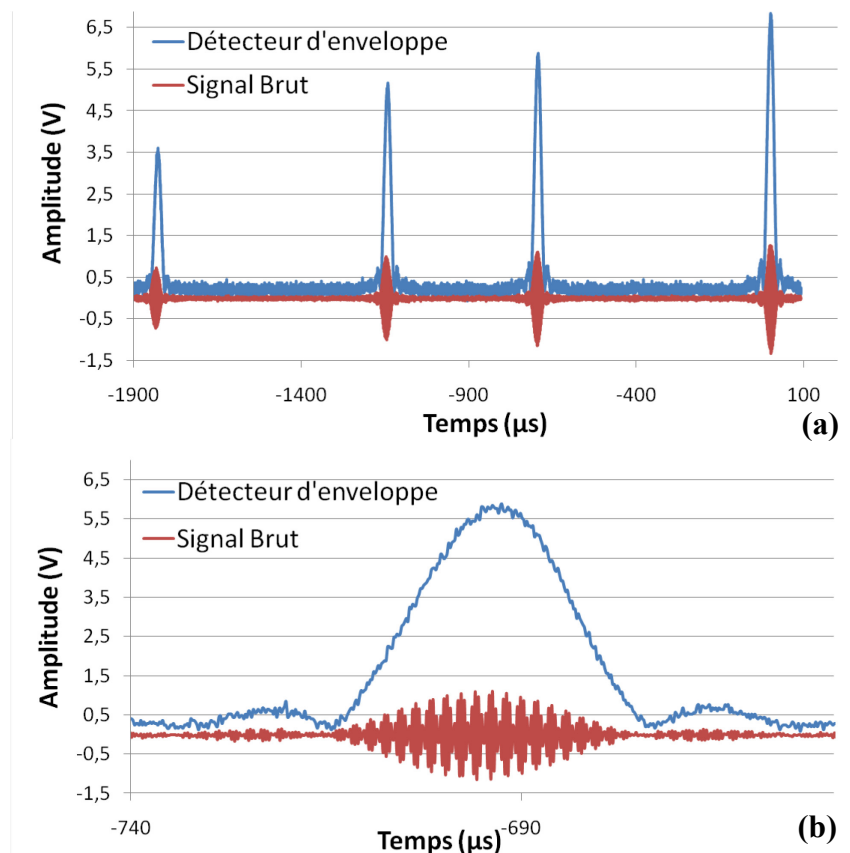


Figure 2-11 : Signal OCT traité par le détecteur d'enveloppe. Cas de bon fonctionnement.

La figure 2-11 a été acquise avec une valeur de 15 pF pour C_{MOY} et une fréquence porteuse de 5 MHz, paramètres permettant le bon fonctionnement du détecteur d'enveloppe. Si la valeur de C_{MOY} est trop faible, on voit des oscillations apparaître sur la porteuse, le moyennage ne se faisant plus sur plusieurs cycles mais sur une portion de cycle. Si C_{MOY} devient vraiment très faible, on ne fait que redresser le signal brut : la fonction de transfert de l'AD637 devient alors la fonction valeur absolue.

Par contre si C_{MOY} est trop importante, l'AD637 présente une limite en vitesse de balayage (slew-rate) qui distord le signal, comme on le voit à la figure 2-12 (b) où la valeur de C_{MOY} a été portée à 100 pF. La forte valeur de cette limite pour l'AD811 permet de ne pas observer ces effets pour l'étage d'amplification aux fréquences utilisées. Un retard peut s'accumuler sur le signal, ce qui se voit aussi à la figure 2-12 (b) mais surtout en (a) (ici la ligne-A est toujours acquise sur un tube en verre mais rempli cette fois-ci, d'où le signal central). Si l'on augmente encore plus la valeur de C_{MOY} , on moyenne sur les pics OCT eux-mêmes et on perd l'enveloppe.

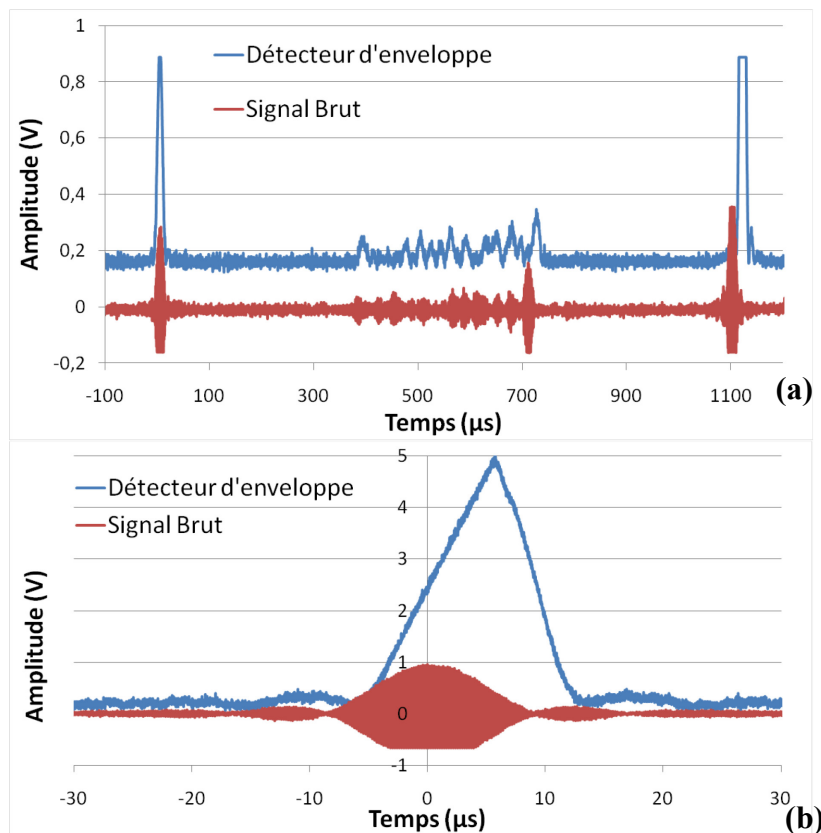


Figure 2-12 : Signal OCT traité par le détecteur d'enveloppe. Effets indésirables.

En définitive, la valeur de cette capacité est un paramètre critique auquel il faut faire très attention. Ensuite il faut veiller à ce que le gain demandé à l'AD811 ne soit pas trop grand (typiquement il ne doit pas dépasser un facteur 10 aux fréquences utilisées, c'est-à-dire entre 5 et 10 MHz sinon il se met à chauffer intensément et risque de griller).

CHAPITRE 3 CARACTÉRISATION

Dans ce chapitre, on va vérifier que les résultats de l'analyse théorique effectuée au chapitre 1 se retrouvent bien après l'implémentation du système proposée au chapitre 2. La caractérisation des performances réelles du système va être entreprise, notamment en ce qui concerne la rapidité de traitement, la précision des mesures et la gamme dynamique des écoulements imageables, points fondamentaux du cahier des charges de cet OCT Doppler qui sont à la base de son originalité. Les mesures seront simulées et réelles, afin de prendre en compte tous les paramètres, notamment le bruit.

3.1 Tests préliminaires de fonctionnement

Il s'agit de vérifier que l'on peut imager de très hautes vitesses sans artéfacts de repliement ni ralentissement de traitement tout en conservant une bonne précision tant spatiale qu'en vitesse. Pour que la caractérisation soit convenablement faite, on va effectuer les vérifications en commençant par l'aval du système, c'est-à-dire les dernières opérations exécutées lors de l'imagerie.

3.1.1 Précision du traitement

Les premières mesures ont été obtenues en branchant un générateur de fonctions au DAN, afin de ne tester que ce module ainsi que le logiciel de traitement des données et d'affichage. L'algorithme traite une sinusoïde pure dont l'amplitude est réglable pour s'adapter à l'amplitude des mesures sur des écoulements réels.

Comme le générateur affiche la fréquence du signal qu'il exporte, on peut vérifier que la mesure retrouvée par l'algorithme est la bonne et ce à différentes fréquences. Comme on peut exporter les images ou uniquement les lignes-A pour les post-traiter sous MATLAB (The MathWorks Inc., Boston, MA), on peut caractériser la précision des mesures par le calcul de l'écart-type sur la moyenne, ce qui donne une erreur relative.

Pour une fréquence très élevée de 20.4 MHz, la mesure oscille autour de cette valeur de manière quasi-cyclique avec un écart-type supérieur à 1,4 MHz. Ceci est dû au fait que la précision des mesures devient rapidement très mauvaise lorsque la fréquence OCT est trop grande et qu'on dispose de moins de 12 points par cycle environ (comme expliqué en 1.3.2), ce

qui mène à des demi-périodes successivement trop faibles (les deux passages à zéro mesurés sont trop rapprochés) puis trop fortes, car si une demi-période est trop faible la suivante doit compenser, la période étant constante.

Ce phénomène d'oscillation est en partie corrigé par le moyennage tel que développé en 2.2.3, mais si la fréquence est trop élevée, on a peu de passages à zéro par unité de temps et on ne peut pas moyenner. La mesure est aussi faussée par le générateur de fonctions dont nous disposons qui peine à fournir une sinusoïde constante à haute fréquence.

Dès que l'on retourne à des fréquences plus faibles la mesure devient bien plus précise. Pour une fréquence affichée par le générateur de 15 MHz, la moyenne mesurée est de 15 000 722 Hz et la précision est de 0.43%. Bien qu'on ait 12 points exactement par cycle, la précision est moins bonne que celle attendue en 1.3.2. Mais dans cette section, on n'avait pas considéré l'impact du bruit, le but étant d'étudier les erreurs intrinsèques à la méthode de DPZ. Or le bruit est présent même avec un générateur de fonctions ; son signal n'étant pas du tout filtré, la bande passante est immense : c'est celle du DAN, soit donc environ $f_{ECH} / 2 = 90\text{MHz}$ et le bruit reste non négligeable. L'impact du bruit sera vu à la section suivante et on verra qu'on peut alors retrouver des résultats comparables à ceux de la sous-section 1.3.2.

Malgré tout la mesure reste précise même aux hautes fréquences et la valeur affichée par le logiciel est la bonne. Des tests à plus basse fréquence ont été menés à l'aide du générateur et les précisions subséquentes ont été meilleures, plafonnant à environ 0.02% en-deçà de 1 MHz. On peut même s'attendre à des précisions encore meilleures avec le filtrage analogique et numérique. Comme de plus une fréquence porteuse de 15 MHz peut être vue comme une vitesse équivalente de 11.6 m/s selon la formule 1.6, on voit que l'on peut effectivement mesurer de forts décalages Doppler avec une précision relative conséquente. La précision absolue peut paraître faible devant les systèmes OCT Doppler classiques : si elle est de 0.43% cela correspond à environ 50 mm/s. Mais en terme de gamme dynamique, c'est-à-dire de rapport de la plus grande vitesse mesurable sur la précision absolue en vitesse, les valeurs sont comparables, d'autant que la partie 3.2 montrera qu'avec un RSB suffisant on peut améliorer très fortement la précision relative, donc la précision absolue.

Ces mesures sont synthétisées sur la figure 3-1. L'échelle logarithmique a été utilisée pour représenter l'erreur relative, puisqu'à haute fréquence elle devient très élevée, tandis qu'à plus basse fréquence la mesure est très précise.

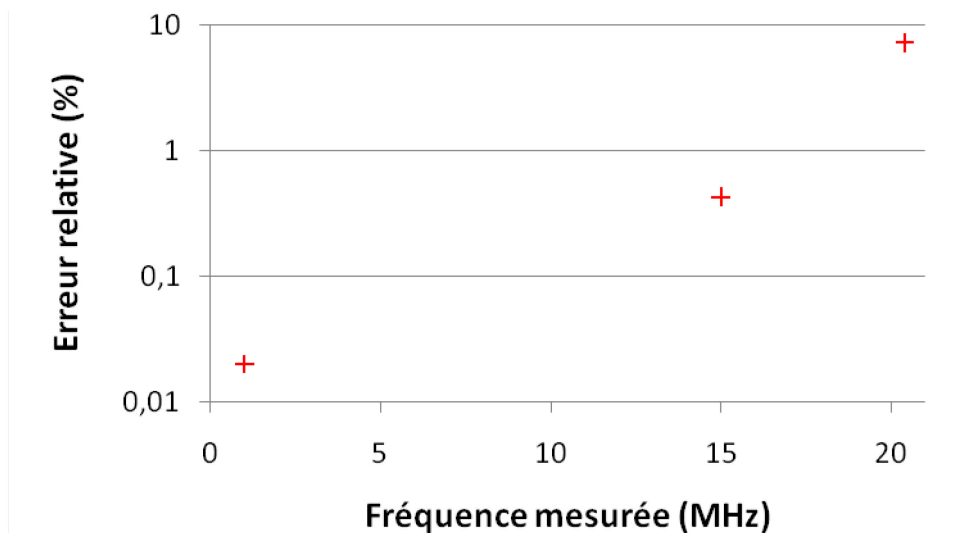


Figure 3-1 : Précision de la mesure de l'algorithme pour des sinusoïdes créées par un générateur de fonctions.

3.1.2 Vitesse de traitement des données

Les mesures suivantes ont été effectuées en incorporant la ligne à délai et en imageant un simple miroir placé au point focal du bras d'instrumentation. La ligne à délai a été utilisée à sa vitesse maximale d'environ 235 tours par seconde, soit à un taux de répétition de 2350 lignes-A par seconde. Si l'on augmente encore la vitesse de la ligne à délai, on risque de la détériorer, car les frottements entre l'axe et la roue en aluminium deviennent trop importants. À noter que selon la référence [44], la ligne à délai peut aller jusqu'à 4000 lignes-A par seconde, mais le modèle que nous utilisons ne le permettait pas.

À une telle vitesse la ligne est un peu instable et la bande-passante du système se doit d'être très large, donc la mesure est peu précise, car la fréquence porteuse oscille beaucoup autour de sa valeur théorique. Mais on a pu observer que le traitement se fait sans ralentissement. La fréquence porteuse correspondante était d'environ 24.6 MHz et la portion des lignes-A imagées était d'environ 3 mm. Cette portion est réglable par l'utilisateur sous la forme d'une durée d'acquisition et d'un délai entre le signal de déclenchement et le début de l'acquisition

réelle. La vitesse de balayage valait donc $v_B = \frac{\lambda_0 f_B}{2} \approx 19.1 \text{ m/s}$ et la durée de balayage $3/19.1 \approx 157 \mu\text{s}$, ce qui donne, sachant que $f_{ECH} = 180$ millions d'échantillons par seconde, $157 \times 180 \approx 28300$ points par ligne-A et donc un taux de traitement (affichage inclus) effectif d'environ 66,5 millions de points par seconde. Le traitement se fait donc en temps réel, sans ralentissement, même si l'on est bien au-delà de la vitesse d'imagerie qui sera utilisée par la suite : comme expliqué en 1.3, on balayera à environ 1000 lignes-A par seconde.

3.1.3 Facteur d'utilisation

On a vu sur la figure 2-4 que la trace des lignes-A était variable entre lignes mais aussi au sein de chacune d'entre elles. Même si la détection balancée et le filtrage passe-haut permettent de supprimer cette variation, il est nécessaire d'utiliser le centre de chaque ligne-A afin d'obtenir assez de puissance optique pour que le signal OCT soit suffisant, ce qui dans la pratique limite le facteur d'utilisation (« duty cycle » en anglais) à environ 73%. On peut alors utiliser 6 mm de balayage sur les 8.2 disponibles. Ces 6 mm sont élevés par rapport aux profondeurs accessibles en OCT, mais cela permet (cf. 2.2.1) de placer le signal de déclenchement d'acquisition. Pour augmenter le facteur d'utilisation, il faudrait changer la roue en aluminium pour pouvoir y insérer plus de prismes, plus petits éventuellement puisque la profondeur totale de balayage (8.2 mm) est vraiment grande actuellement.

Il faut aussi s'assurer que sur la partie utile des lignes-A le balayage est vraiment constant en vitesse (et donc que la fréquence porteuse est constante). La méthode généralement employée (comme en [45, 47, 48]) consiste à déplacer un miroir au sein du bras d'instrumentation à différentes profondeurs à l'aide d'une vis micrométrique et à mesurer à l'oscilloscope le délai résultant pour l'ensemble des 10 lignes-A, ce qui a été effectué à la figure 3-2. On constate que même en dehors de la zone d'amplitude constante le délai reste toujours bien proportionnel à la différence de marche.

Cette très forte linéarité (coefficients de détermination R^2 supérieurs à 0.9998 dans tous les cas) indique une vitesse porteuse bien constante au sein des lignes-A. Le parallélisme des droites révèle de plus que la vitesse de balayage est la même pour chaque ligne-A (environ 19,1 m/s ici). Ces éléments assurent que la fréquence de balayage sera bien constante au cours d'une

image ou, ce qui est équivalent en OCT, que les signaux détectés au cours du temps seront replacés à la bonne profondeur dans l'échantillon.

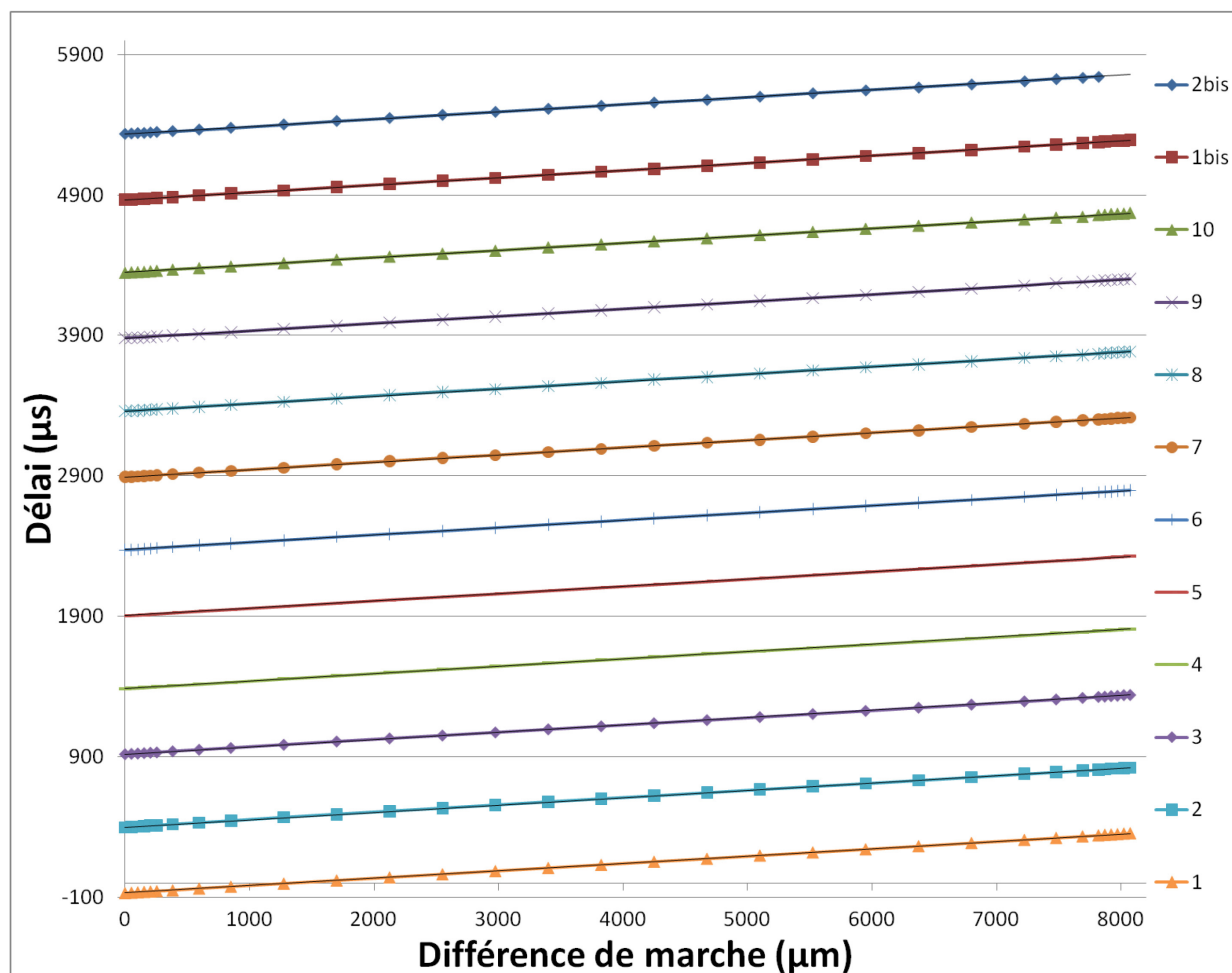


Figure 3-2 : Évolution du délai de détection d'un pic OCT en fonction de la différence de marche entre la ligne à délai et le bras d'instrumentation. Les lignes-A n°1bis et 2bis correspondent au même prisme que les lignes 1 et 2, pour le même trajet respectivement ; ces tracés ont été inclus pour montrer que la répétitivité et la linéarité étaient conservés d'un tour de roue sur l'autre.

3.2 Rapport signal sur bruit et précision en vitesse

La précision de la mesure fréquentielle a déjà été examinée à l'aide d'un générateur de fonctions : à sinusoïde parfaite de fréquence fixée, l'écart-type a été mesuré. Mais cette mesure se faisait sans filtrage ; or le bruit peut exister dans le générateur de fonctions. Il est intéressant d'effectuer ce type de mesures en présence de tous les bruits possibles, et ce à différents RSB.

3.2.1 Méthode de mesure

Le but étant de retrouver précisément des fréquences, plutôt que d'ajouter différents décalages Doppler à une porteuse constante, on fait varier la porteuse sans décalage Doppler, ce qui revient au même.

Pour ce qui est de faire varier le RSB en amplitude, il faut se référer à une étude plus poussée des signaux en OCT structurel [49]. Une telle étude révèle que, dans le cas où le bruit principal est le bruit de quantification ou grenaille (« shot noise » en anglais), ce qui est très souvent le cas après une détection balancée, pour un détecteur donné (de rendement quantique η), le RSB dépend des facteurs suivants :

$$RSB \propto \frac{\eta}{h\nu} \frac{P_{COH} \Delta L}{\nu_B} \quad (3.1)$$

où ΔL est la résolution spatiale structurelle, ν la fréquence du photon reçu et P_{COH} la fraction de la puissance lumineuse du bras d'instrumentation cohérente avec la lumière issue de la ligne à délai. Cette équation signifie globalement que pour augmenter le RSB il faut acquérir plus d'électrons lors de la photodétection, ce qui peut se faire soit en augmentant η (fixé pour le photodétecteur utilisé) soit en augmentant l'énergie lumineuse reçue par le photodétecteur, c'est-à-dire le nombre de photons. En effet le terme $\frac{P_{coh} \Delta L}{\nu_B}$ est homogène à une énergie, puisque le rapport $\frac{\Delta L}{\nu_B}$ désigne le temps passé pour l'acquisition d'un pic OCT, i.e. le temps durant lequel on a collecté les photons de puissance totale P_{COH} donnant lieu à un pixel structurel (on suppose que la résolution structurelle est celle de l'image affichée). Ainsi le rapport $\frac{P_{COH} \Delta L}{\nu_B h\nu}$ désigne le nombre de photons acquis par pixel.

En modulant la quantité de lumière provenant du bras d'instrumentation, le bruit n'est pas modulé proportionnellement : on module bien le RSB et pas seulement le signal. La mesure se fera donc encore une fois en plaçant un miroir au foyer du bras d'instrumentation. Le RSB sera modifié en désalignant au fur et à mesure le miroir. En supposant que le pic OCT est un sinus cardinal (comme observé sur la figure 2-11 par exemple) d'amplitude A en Volts et centré au temps t_0 , le signal en sortie du photodétecteur est :

$$S(t) = A \text{sinc}(t - t_0) \cos \left\{ \frac{4\pi}{\lambda_0} [v_B + \bar{n} \cdot v_E \cdot \cos(\theta)] t \right\} + B \quad (3.2)$$

où B désigne le bruit, exprimé en Volts. Autour du sommet du pic (en t_0) on a donc :

$$S(t) \approx A \cos(2\pi f_{OCT} t) + \text{Bruit} \quad (3.3)$$

d'où le RSB :

$$RSB = \frac{\left(\frac{A^2}{2} \right)}{\text{Var}(B)} = \left(\frac{A}{\sqrt{2} \text{Std}(B)} \right)^2 \quad (3.4)$$

où Var désigne la fonction variance et Std l'écart-type. Ceci donne alors en dB :

$$RSB_{dB} = 20 \log \left(\frac{A}{\sqrt{2} \text{Std}(B)} \right) \quad (3.5)$$

La mesure de l'amplitude du pic sur l'écart-type du bruit se fait sur le signal brut issu du photodétecteur. Puis on compare avec le rapport écart-type sur moyenne au sein d'une image en mode Doppler où l'on affiche la fréquence à l'issue du traitement par DPZ pour plusieurs lignes-A. On obtient le type d'images de la figure 3-3.

On observe à gauche qu'un fort RSB crée une large zone où la fréquence se stabilise. La couleur turquoise représente en effet la fréquence porteuse. Le reste de l'image, bleu foncé, correspond à une zone de bruit pur, c'est-à-dire où il n'y a pas d'interférence. Les lobes latéraux de la fonction sinus cardinal sont même visibles. Mais à faible RSB, la zone stabilisée se réduit au sommet du pic OCT. Afin de traiter équitablement tous les cas, on définit sur l'image en fréquence la plus bruitée une fenêtre de $N \times M$ pixels, que l'on va utiliser pour effectuer les calculs d'écart-type sur moyenne et ce pour toutes les valeurs de RSB. La deuxième dimension provient du fait que l'on répète l'acquisition de la même ligne-A M fois. On va de plus découper cette fenêtre en 5 sous-fenêtres de taille $N \times \frac{M}{5}$ afin de pouvoir affecter à chaque couple (RSB ; précision) une barre d'erreur. Ce type de mesure a été effectué pour 4 valeurs de la fréquence OCT au sein de la gamme de fréquences couramment rencontrées pour les porteuses et écoulements rapides. Les résultats sont présentés à la figure 3-4.

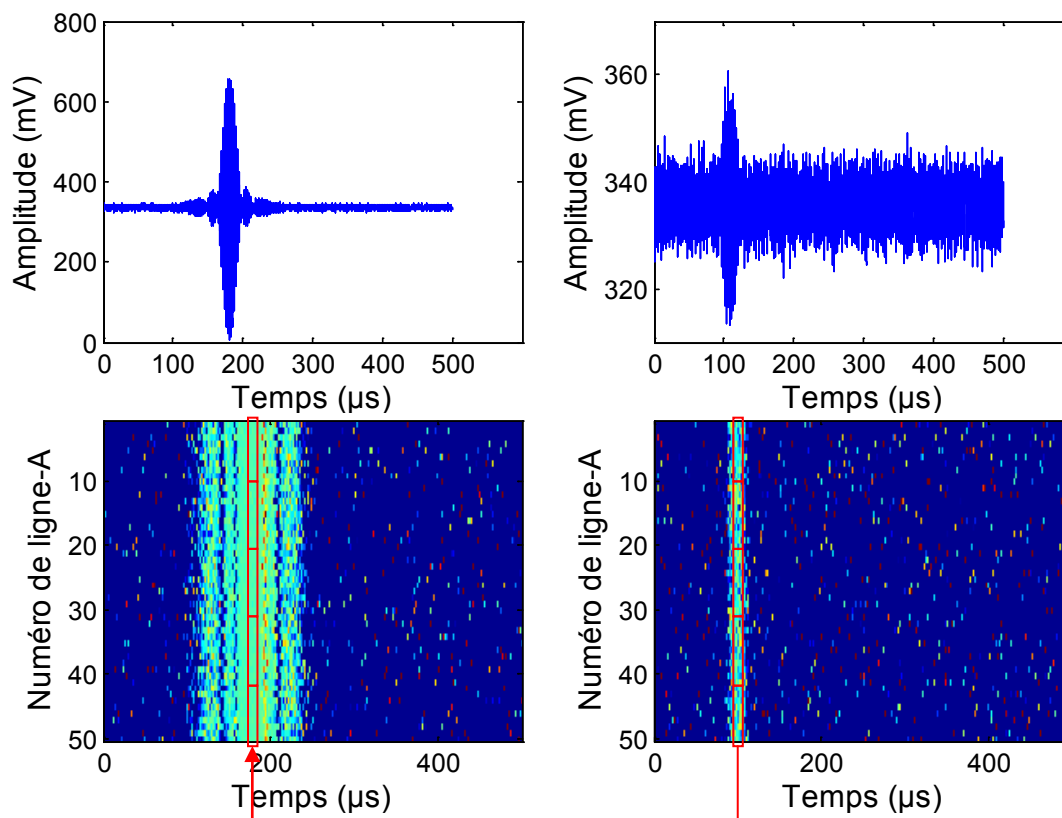


Figure 3-3 : Méthode de comparaison entre le RSB et la précision de la mesure par DPZ. Pour les images du bas la couleur encode la fréquence mesurée.

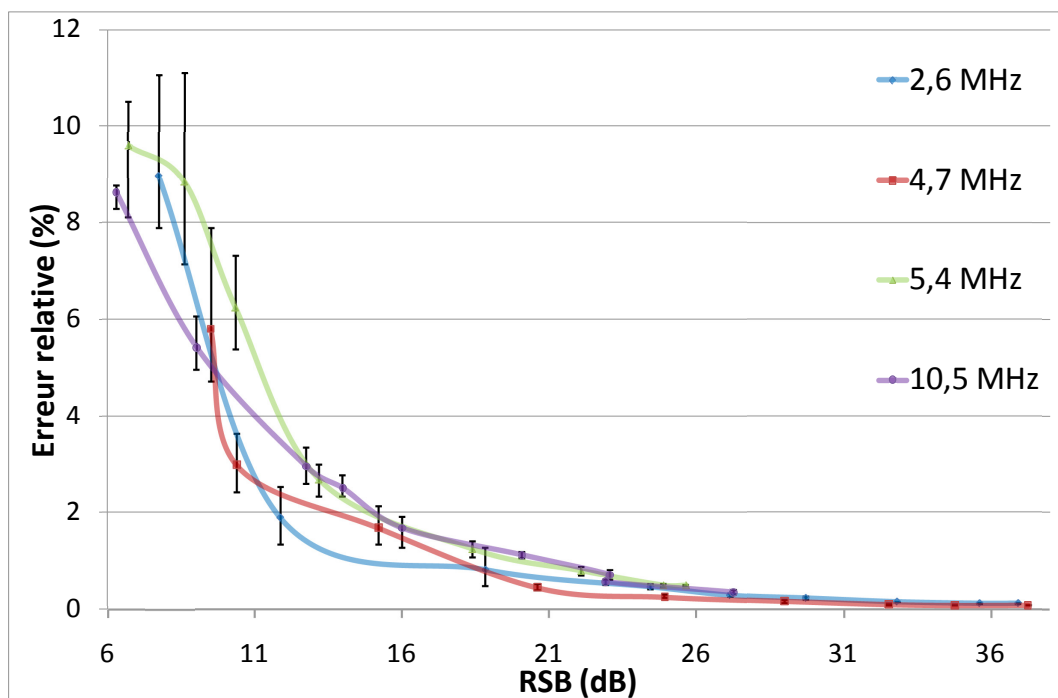


Figure 3-4 : Évolution de la précision de la mesure par DPZ en fonction du RSB.

Il n'y a pas de différence notable entre les courbes, sauf peut-être pour celle à 4.7 MHz où les mesures après DPZ semblent plus précises à haut RSB. À faible RSB, la forte dispersion des mesures — phénomène normal puisque la mesure de fréquence elle-même varie beaucoup — empêche de conclure plus clairement. Ceci peut s'expliquer par le fait que le filtre utilisé pour les mesures à 2.6, 4.7 et 5.4 MHz possède une fréquence de résonance autour de 4.5 MHz (à 10.5 MHz le filtre a dû être changé). Ce phénomène sera retrouvé dans la sous-section suivante.

La saturation du détecteur a empêché de dépasser un RSB de 37 dB environ. La précision relative maximale relevée a été de 0.08 %, ce qui est très bon pour un OCT Doppler et même meilleur que ce qui a été relevé au générateur de fonctions en 3.1.1. Avec un RSB supérieur à 20 dB la précision est de plus de 1%, ce qui reste acceptable pour un tel système. Un tel RSB signifie que le signal est environ 10 fois plus intense que le bruit, ce qui correspond à des mesures certes bonnes mais néanmoins réalistes.

3.2.2 Comparaison avec la simulation

Les valeurs relevées à la figure 3-4 ne sont malgré tout pas aussi bonnes que celles de la figure 1-8. Il serait aussi intéressant de comparer ces mesures à un modèle théorique permettant d'examiner les cas de RSB plus forts, en vue de caractériser plus finement la méthode de DPZ.

Pour cela nous avons ajouté divers niveaux de bruits blancs de RSB fixé à une sinusoïde pure sous MATLAB. À l'aide d'une version composite MATLAB-C++ (fichiers MEX) du logiciel de DPZ nous avons appliqué le traitement réalisé normalement en temps réel, y compris le passe-bande, sous forme numérique cette fois-ci, mais adapté pour représenter les filtres analogiques utilisés. On a pu tracer sur les mêmes figures les courbes mesurées et simulées. À titre d'exemple la figure 3-5 montre une simulation à 2.6 MHz.

Les courbes simulées s'interpolent bien à l'aide de la formule :

$$\frac{\Delta f_{OCT}}{f_{OCT}} = A \frac{1}{RSB_{dB}} + B \quad (3.6)$$

avec A et B constantes variant avec les fréquences mais aussi les filtres utilisés comme on le verra ci-dessous. Les courbes jaunes (« recalage *a posteriori* ») utilisent l'expression 3.6. En-dehors de la zone de transition où la courbe simulée commence à saturer, ce recalage correspond bien à la simulation, ce qui montre la validité du lissage 3.6.

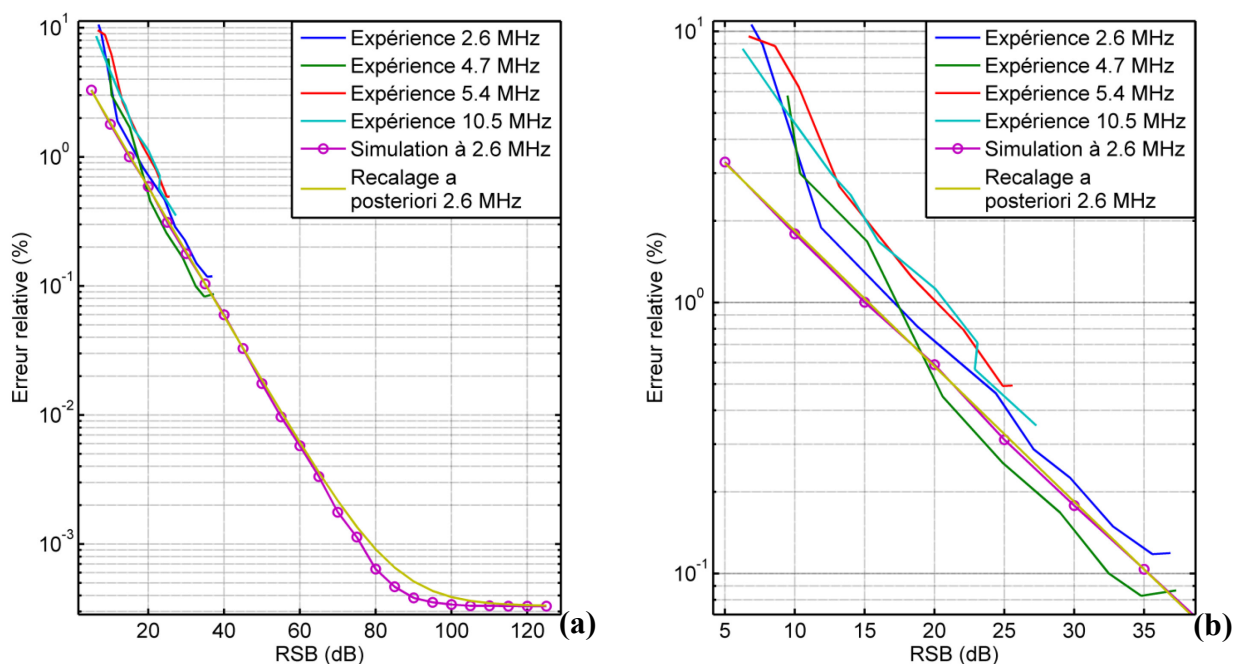


Figure 3-5 : Précision de la mesure par DPZ en fonction du RSB. Mesures réelles et simulées.

Les figures sont issues des mêmes données, la (a) étant un agrandissement de la (b).

Les simulations sont systématiquement très proches de la mesure correspondante tant en allure qu'en valeur, quoique légèrement en-dessous, ce qui est logique puisqu'il est très difficile de représenter toutes les sources de bruit. Il n'y a qu'à 4.7 MHz que la courbe mesurée passe sous la courbe théorique, mais uniquement pour les RSB supérieurs à 20 dB et les courbes restent proches. Ce phénomène provient vraisemblablement de la résonance du filtre utilisé, car il s'agit d'un comportement non inclus dans la description commerciale du filtre analogique, notamment dans sa fonction de transfert, bien qu'observé dans les faits.

Ces résultats semblent donc s'expliquer par l'effet du filtrage : le bruit appliqué tant en réalité qu'en simulation n'est pas vraiment blanc en raison des filtres utilisés. Ainsi les légères différences de bande passante entre une mesure et sa simulation peuvent expliquer ces décalages — qui demeurent légers. On a tracé par exemple sur la figure 3-6 (a) une simulation à 10.5 MHz avec les mêmes paramètres que le filtre analogique utilisé, puis en 3-6 (b) la même simulation avec une bande-passante divisée par deux.

Avec la bonne bande-passante la simulation suit de près la mesure, tandis que la réduction de la bande-passante décale la courbe simulée vers la gauche, puisque le RSB injecté au départ est le même mais le RSB effectif à l'issue du filtrage est plus élevé. On voit aussi qu'à très fort

RSB, la précision sature, ce qui est normal puisqu'elle ne peut devenir infinie. Or, pour les courbes à 2.6, 4.7 et 5.4 MHz, pour lesquelles on a plus de 12 points par cycle, la saturation se fait à des précisions autour de 0.0003%, tandis que sur la figure 1-8 on avait trouvé une précision d'environ 0.005%. Mais lors de ce calcul on avait supposé que l'on n'occupait qu'un dixième de la gamme dynamique du DAN, et la formule 1.22 montre que si on occupe la gamme entière, la valeur sera tout simplement 10 fois plus faible, à 0.0005%, ce qui est du même ordre de grandeur que la simulation effectuée ci-dessus.

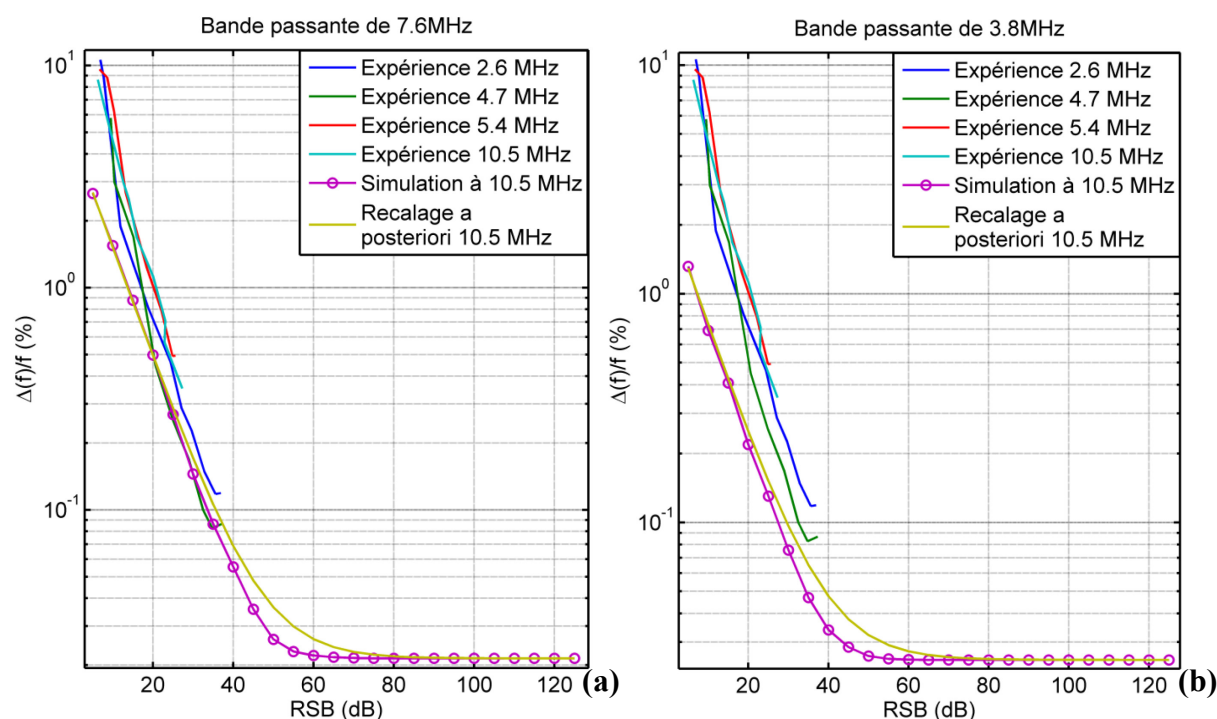


Figure 3-6 : Précision de la mesure par DPZ en fonction du RSB. Simulation à 10.5 MHz avec la bande-passante de la mesure réelle (a) et une bande-passante divisée par deux (b).

On retrouve ainsi les résultats précédents, affirmant que si le RSB et le nombre de points par cycle sont élevés la précision de la méthode de DPZ est très grande. Certes de telles valeurs de RSB sont rarement atteignables en réalité, surtout *in-vivo*, néanmoins on a montré la cohérence entre les deux analyses et surtout on a vu que la précision de la méthode pour de plus faibles valeurs de RSB mais avec assez de points par cycle restait bonne.

3.3 Tests sur des écoulements réels

Une fois que l'on s'est assuré du bon fonctionnement de la ligne à délai, du DAN et du logiciel en termes de vitesses d'imagerie et de précision spatiale et fréquentielle, on peut passer à l'imagerie d'écoulements réels afin de vérifier que l'OCT Doppler développé est bien capable de les traiter convenablement, en particulier dans le cas des flux rapides.

3.3.1 Écoulement laminaire

Considérons des conditions de RSB réel, non idéal. On va vérifier si dans une géométrie simple, en présence d'un écoulement connu, la mesure OCT correspond bien à ce qui est attendu. Cette étape de caractérisation permettra de s'assurer que les mesures seront-elles aussi correctes en présence d'écoulements turbulents, dont les profils de vitesses ne sont pas directement donnés par la théorie.

Pour ce faire, on a placé un tube transparent cylindrique et rectiligne de 1 mm de diamètre dans le bras d'instrumentation, en position horizontale. On connecte le tube à deux autres tubes souples, l'un relié à un réservoir en hauteur, l'autre à un second réservoir plus bas que le tube horizontal. L'écoulement est donc créé par différence de pression entre les deux réservoirs. Le réservoir le plus bas est gradué, ce qui à l'aide d'un simple chronomètre permet de mesurer le débit de l'écoulement. L'ensemble du banc d'essai sera détaillé au chapitre 4 de ce mémoire.

On fait circuler dans le système fluide de l'intralipide (Sigma-Aldrich, St. Louis, MO) dilué à 0.5% afin de ne pas trop absorber la lumière issue de la source tout en rétrodiffusant suffisamment de signal pour la détection. L'intralipide est en effet une émulsion d'huile de soja : les micelles de lipides en suspension dans l'eau rétrodiffusent la lumière et permettent d'obtenir un signal OCT. Au niveau de la zone imagée, le flux d'intralipide est horizontal afin de s'affranchir au maximum des effets de gravité pouvant créer des accélérations locales.

Comme l'intralipide est très dilué, l'indice moyen du liquide \bar{n} est celui de l'eau, (1.33 environ). L'angle entre la normale au tube et le faisceau incident est mesuré, car la monture tenant le tube est équipée d'une roue graduée permettant la rotation du porte-échantillon. À l'aide de la différence d'indice entre l'air et l'eau on a accès à l'angle entre la lumière et l'axe du tube à l'intérieur de celui-ci, en suivant simplement l'équation de Snell-Descartes pour la réfraction au niveau de l'interface air/eau. Certes il y a le tube entre les deux, mais sa section étant constante le

calcul n'est pas affecté. De telles questions d'échantillon d'épaisseur non uniforme seront traitées au chapitre 4 de ce mémoire.

À faible vitesse, le flux est laminaire. Dans ce cas, la direction des vecteurs vitesses sur toute la section est celle de l'axe du tube. On a donc accès aux paramètres θ et \bar{n} de l'équation 1.6, et on peut reconstruire totalement le flux à partir de f_{OCT} , mesurée en temps réel avec le montage, comme on le voit pour une ligne-A et un balayage B à la figure 3-7.

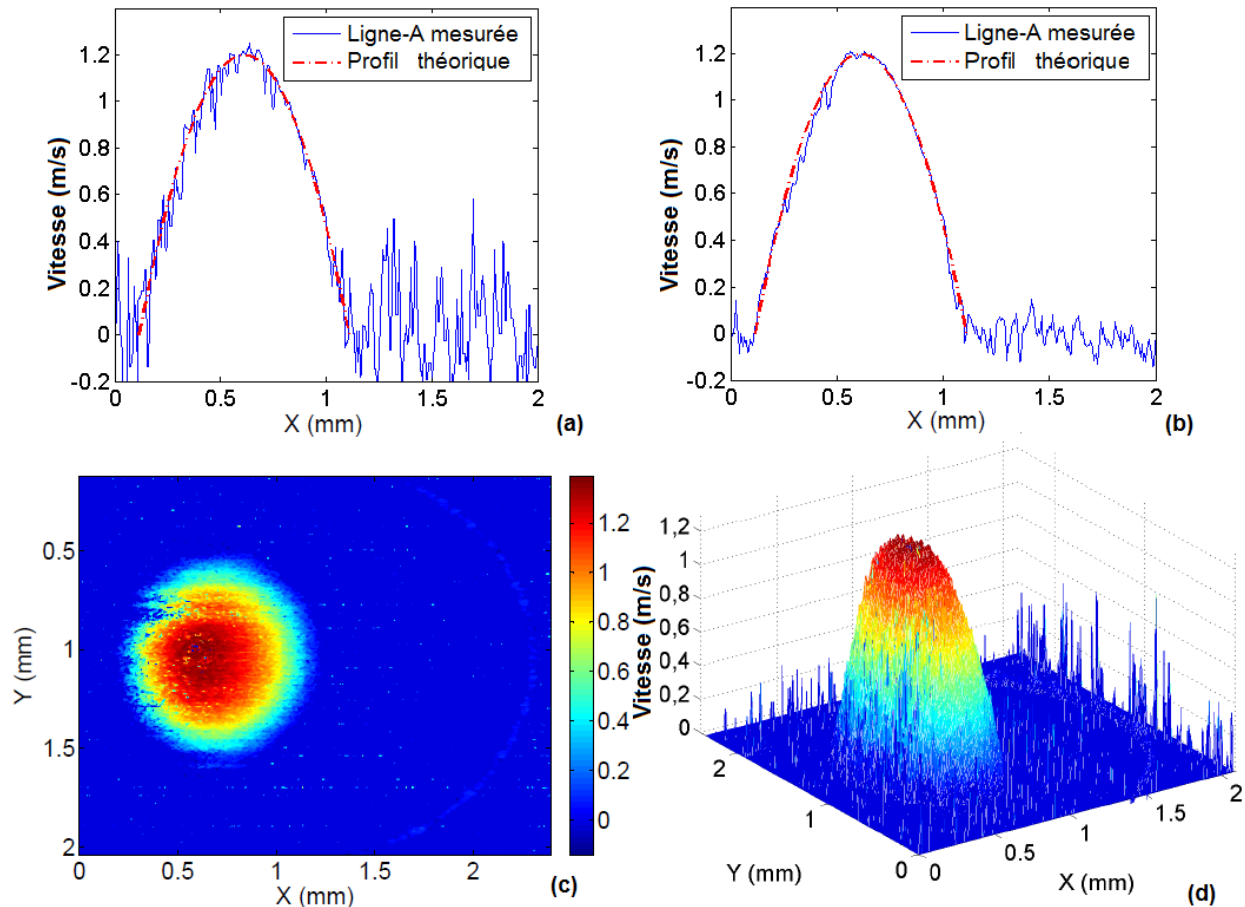


Figure 3-7 : Images OCT d'une section d'un cylindre en présence d'un écoulement laminaire. (a) et (b) : Comparaison du profil laminaire théorique avec une ligne-A acquise à l'OCT sans (a) puis avec (b) moyennage. (c) et (d) : Balayage-B en représentation bi- (c) et tridimensionnelle (d)

Le profil théorique (mesuré sur un diamètre du cylindre) a été reconstruit selon l'équation de Poiseuille, qui affirme que pour un écoulement laminaire dans un cylindre le profil de vitesses est parabolique, nul aux parois et maximum sur l'axe du tube. Ces trois points ont défini le profil,

et la valeur maximale a été obtenue par mesure du débit en sortie du système fluide, le rayon du cylindre étant connu et valant 0.5 mm. L'accord est bon, notamment après moyennage sur 20 lignes-A, ce qui a pour effet de réduire fortement le bruit, notamment en-dehors du liquide, là où il n'y a pas de signal.

Ici le bruit en fréquence semble osciller autour de la fréquence porteuse ; mais dans les faits le bruit oscille plutôt autour de la fréquence de résonance du filtre utilisé. Ici ces deux fréquences coïncident ; mais si ce n'est pas le cas cela peut conduire à un biais. Faire coïncider les deux fréquences permet d'avoir de meilleurs résultats, mais des mesures à fréquences porteuses différentes de la fréquence de résonance restent toujours possibles.

On peut aussi noter que sur les courbes expérimentales (a) et (b) la gauche est plus bruitée que la droite. Ceci s'explique du fait que la lumière provient du côté droit de ces images. La partie gauche du profil est donc reconstruite à partir d'un signal moins intense du fait de l'absorption et de la diffusion de la lumière.

Ceci peut aussi s'observer sur les balayages-B en (c) et (d). Dans ces images, les zones de bruit pur (en-dehors de l'écoulement) ont été filtrées selon une procédure basée sur la détection de l'interface verre/liquide, qui sera présentée au chapitre suivant. Ce filtrage facilite la visualisation des images, mais même en son absence, on distingue bien l'écoulement par rapport aux zones de bruit, comme le montrait la figure 2.6. On observe par ailleurs l'interface air/verre à droite de l'image (c). Cette zone est visualisée en mode Doppler comme une zone de vitesse nulle, différente du bruit car il y a des interférences.

3.3.2 Exploration de la gamme dynamique

En absence de toute connaissance sur le flux observé (indice de réfraction, angle d'imagerie...), l'image affichée par le logiciel est une simple carte de fréquences. Comme on l'a vu ci-dessus, en partant d'un flux laminaire dans un tube, on peut avoir une méthode de calibration permettant de retrouver la vitesse à partir de f_{OCT} .

Cette méthode de calibration a été affinée afin d'explorer la gamme dynamique accessible par notre système d'imagerie, notamment afin de vérifier que même à hautes vitesses d'écoulement la mesure reste la bonne. Pour les flux laminaires cela est simple, mais pour les écoulements turbulents dans un cylindre, on peut mettre à profit une propriété intéressante. En

effet, l'équation de conservation de la masse implique que si θ varie sur la section du cylindre, en intégrant la vitesse sur le profil, la composante transversale de la vitesse doit s'annuler. Ainsi, quelle que soit la vitesse de l'écoulement, la relation entre l'intégrale de la fréquence OCT mesurée par notre appareil sur une section du tube et le débit mesuré en sortie du système fluide (c'est le même que celui au niveau de la zone d'imagerie, toujours par conservation de la masse et donc du débit) est de type linéaire et suit l'équation 1.6.

On a ainsi pu tracer la figure 3-8. Comme l'angle entre l'axe du tube et la lumière incidente était bien connu, de même que \bar{n} et la fréquence porteuse, la droite obtenue est de pente proche de 1 et passe par 0. Mais le calcul des coefficients précis permettant de faire passer ce type de courbe par 0 avec une pente de 1 peut améliorer la calibration précédemment évoquée.

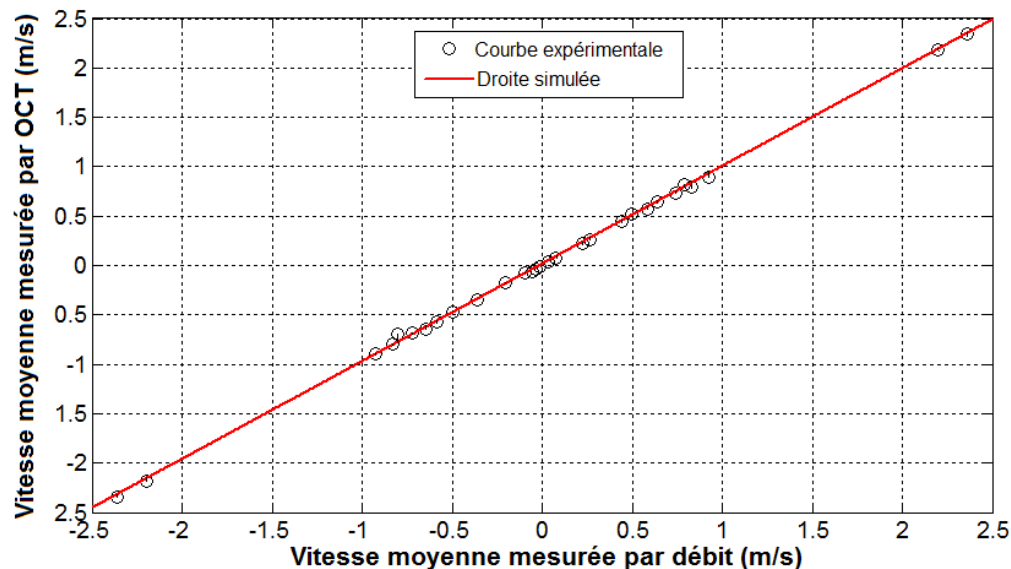


Figure 3-8 : Comparaison entre les vitesses moyennes obtenues par débit et par OCT Doppler. Les points centraux ont été obtenus à l'aide d'écoulements gravitationnels ou d'une pompe et les 4 points extrêmes à l'aide d'une seringue injectant à haute pression le liquide en amont du tube de mesure.

Les limites à haute vitesse de la courbe (les vitesses négatives représentant des décalages Doppler négatifs) sont en-deçà des capacités de l'OCT précédemment démontrées, car le système fluide utilisé ne permettait pas de produire des vitesses plus élevées. Mais les mesures sont ramenées aux vitesses moyennes, soit la moitié des vitesses maximales pour les écoulements laminaires. Pour les écoulements turbulents, le profil de vitesses s'aplatit à son sommet, si bien

que la vitesse moyenne est plus élevée que la moitié de la vitesse maximale. Pour les points extrémaux de la figure 3-8, pour lesquels la vitesse moyenne est autour de 2.4 m/s, la vitesse maximale mesurée sur les lignes-A monte autour de 3.2 m/s.

On note aussi une bonne symétrie de la courbe qui traite avec autant de précision les décalages Doppler négatifs et positifs. Mais c'est surtout le coefficient de détermination de la droite de régression linéaire superposée à la courbe mesurée qui est le facteur recherché, car le but était de vérifier qu'on a bien une relation linéaire entre fréquences OCT intégrées et débit, ce qui est le cas, ce coefficient étant supérieur à 0.99. Cette excellente performance est aussi due à l'intégration sur la section du tube qui agit comme un moyennage. Mais la mesure n'en reste pas moins très bonne.

CHAPITRE 4 OBTENTION ET TRAITEMENT DES IMAGES

Le système a été conçu, réalisé et caractérisé. On peut passer aux études pratiques présentant un intérêt biologique ou médical, en l'occurrence pour l'étude des écoulements rapides dans les artères en présence de certaines déformations de leurs parois : les sténoses et anévrismes. Il faut développer une méthodologie adaptée à notre appareil OCT Doppler pour simuler les écoulements dans ces déformations, car les mesures s'effectueront sur des fantômes. Cette simulation s'appuiera sur les données médicales nécessaires à sa représentativité et devra être suivie de traitements d'images afin d'aider à l'interprétation des mesures, ce qui sera fait au chapitre 5.

4.1 Justification médicale de l'étude

Notre OCT Doppler a été conçu pour imager les flux biologiques rapides et particulièrement les forts gradients de vitesses. Pourquoi s'intéresser à ce type d'écoulements, aux vitesses apparemment éloignées des flux biologiques habituels?

4.1.1 Zones anatomiques à risques

La réponse tient dans la localisation de ces flux présents dans les artères à la base du cerveau, où circulent de hauts débits dans de petits vaisseaux. Or c'est dans cette zone que se situent la majorité des anévrismes cérébraux. Ces pathologies ont une prévalence significative (5% de la population) et chaque année 10 personnes sur 100 000 meurent d'une hémorragie cérébrale [50].

Les anévrismes cérébraux les plus communs mais aussi les plus dangereux, car les plus susceptibles de rompre, sont « sacciformes » : la paroi artérielle se dilate localement pour former une poche arrondie et resserrée au niveau de la jonction avec le reste de l'artère. Cette jonction est nommée « collet ». Plus rarement on rencontre dans le cerveau des anévrismes « fusiformes » où la paroi artérielle se dilate sur toute la circonférence de l'artère pour former un fuseau. Ce type d'anévrisme est plus commun au niveau de l'aorte par exemple.

Les hémorragies cérébrales constituent l'une des principales causes des accidents vasculaires cérébraux ischémiques (i.e. résultant d'une insuffisance d'apport en sang), eux-mêmes responsables de 75% des accidents vasculaires cérébraux, deuxième cause de mortalité à

l'échelle mondiale derrière les ischémies cardiaques [51]. L'autre principale cause des accidents vasculaires cérébraux ischémiques est l'occlusion artérielle d'origine athéromateuse : lorsqu'une sténose se forme par accumulation de plaque le risque principal n'est pas tant l'occlusion au niveau de la sténose que le détachement de la plaque, pouvant causer une ou plusieurs occlusion(s) dans les artérioles ou capillaires, ce qui peut être dramatique si cela se produit dans le cerveau ou les artères coronaires.

Ces trois types de géométries sont représentés à la figure 4-1. Pour ce qui est des sténoses, l'accumulation de plaque n'est jamais uniforme, mais la diversité des occlusions invite à étudier des fantômes simplifiés comme celui de la figure 4-1 (c).

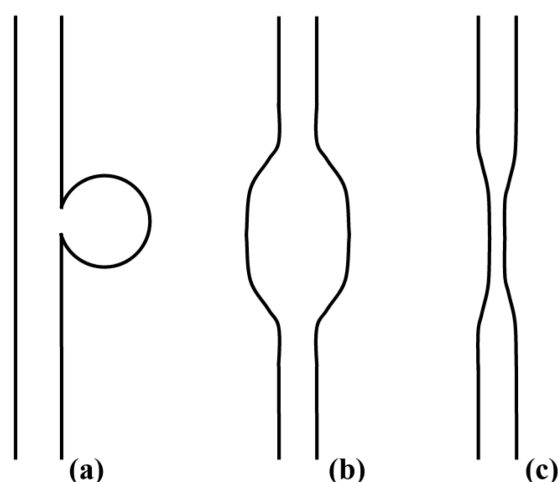


Figure 4-1: Artères en présence des géométries pathologiques étudiées. (a) : Anévrisme sacciforme. (b) : Anévrisme fusiforme. (c) : Sténose.

Les artères les plus à risque sont toutes situées dans la même zone anatomique à proximité d'une structure artérielle appelée « polygone de Willis » car formant un arrangement fermé de vaisseaux. Cette zone, représentée à la figure 4-2, est alimentée par l'artère carotide interne et irrigue elle-même l'ensemble du cerveau ainsi que le sommet de la moelle épinière. Au sein de la carotide interne, les vitesses normales atteignent 1.20 m/s lors du pic systolique — bien au-delà des capacités des OCT Doppler courants — pour un diamètre inférieur à 3 mm, donc proche de ce qui est accessible par OCT [52]. Même si le sang fait perdre beaucoup de signal par dispersion, l'utilisation de bolus peut aider à visualiser l'ensemble de la section malgré tout. Les vitesses restent comparables pour ce qui est des artères cérébrales moyenne et antérieure ainsi que du tronc basilaire, de diamètres valant respectivement 2.3 à 2.7 mm, 1.7 à 2.4 mm et 2.9 à 3

mm [53]. L'importance de cette zone (tant en étendue que du point de vue pathologique) et les vitesses qui y sont rencontrées justifient une étude poussée des flux qui s'y développent, notamment en présence d'anévrismes et de sténoses.

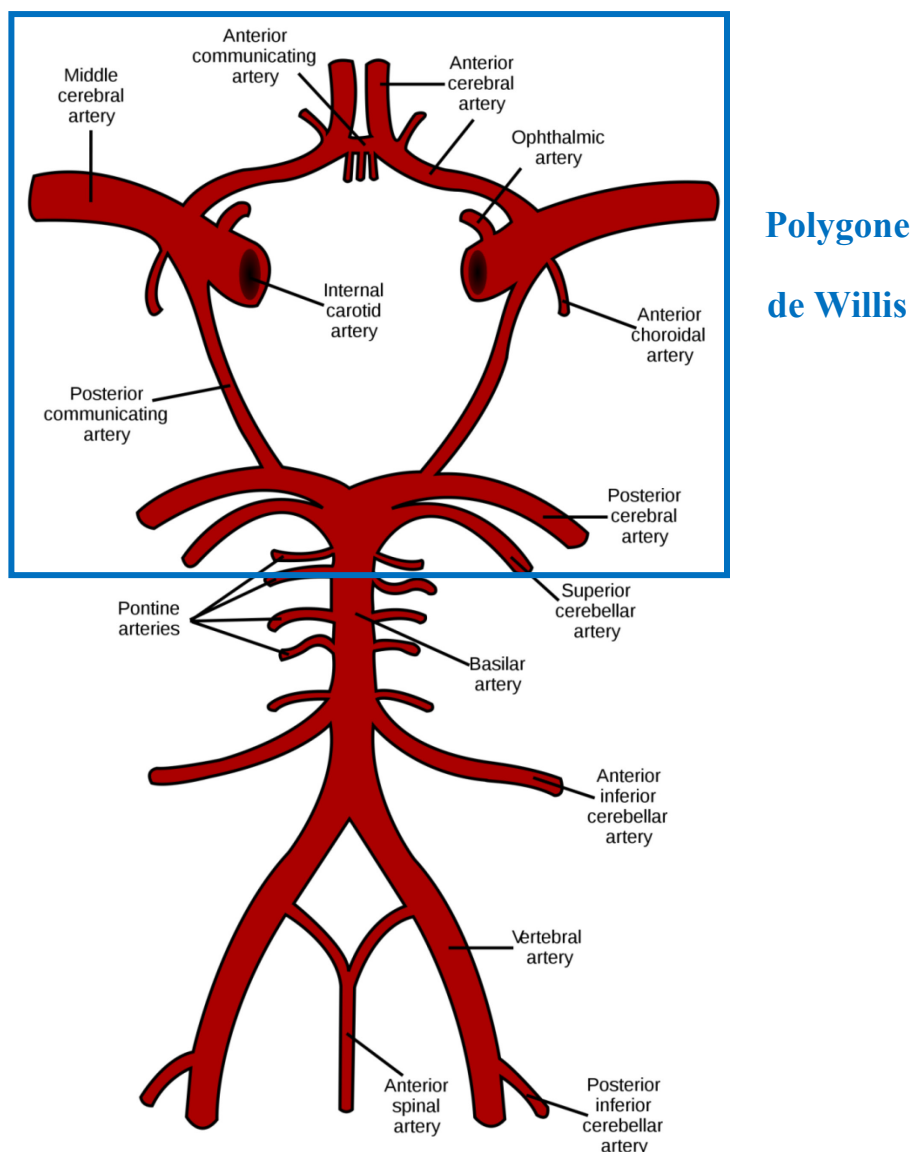


Figure 4-2: Zone principale de développement des anévrismes cérébraux. Inspiré de Anatomy of the Human Body par H. Gray. Image libre de copyright.

Comme les sténoses s'accompagnent d'un rétrécissement de la section artérielle, les vitesses et les gradients de vitesses y intervenant sont encore plus élevés que dans les autres zones. On peut d'ailleurs noter qu'en cas d'occlusion importante, les vitesses deviennent vite très élevées : elles augmentent en proportion inverse de la section de l'artère, à la différence de résistance à l'écoulement de la zone en question près. La référence [52] note que pour les

sténoses les plus sévères de la carotide (occlusion de plus de 90% de la section) des pics systoliques jusqu'à 4 m/s ont été relevés !

C'est pourquoi notre système d'OCT Doppler va se révéler particulièrement pertinent pour l'étude des sténoses cérébrales (plutôt que coronaires, les vitesses étant moins élevées dans ces artères [39]). On se concentrera notamment sur un fantôme représentant ce type de déformation en ce qui concerne la reconstruction vectorielle des cartes de vitesses. Mais les anévrismes, bien que s'accompagnant d'un élargissement de section et donc *a priori* d'une réduction de vitesse (a priori seulement comme on le verra par la suite) sont aussi intéressants à étudier par OCT Doppler, car ils s'écartent du modèle laminaire du fait de leur complexité géométrique [41].

4.1.2 Étude, diagnostic et traitement

Les deux principales difficultés liées au diagnostic des anévrismes et sténoses cérébraux tiennent à la finesse des artères en jeu et à l'étendue de la zone qu'il faudrait étudier. Les nombreuses ramifications assurant la perfusion de tout le cerveau, comme on le voit à la figure 4-2, rendent la tâche d'autant plus ardue, ce qui fait que malheureusement, la découverte se fait le plus souvent à la suite d'un accident vasculaire cérébral.

Dans les cas les plus favorables, des signes précurseurs (maux de tête sévères et soudains, apparition d'épilepsie chez une personne n'en ayant jamais fait...) peuvent alerter le médecin qui orientera la personne vers un examen par imagerie par résonance magnétique ou tomographie par rayons X, éventuellement accompagnées d'une injection d'agent de contraste afin de mieux visualiser les vaisseaux sanguins. L'échographie Doppler est une alternative présentant l'avantage d'ajouter la quantification des vitesses à l'image structurale, ce qui est très utile pour les sténoses, la vitesse en sortie permettant de caractériser la sévérité de l'occlusion [52].

Une fois le diagnostic effectué, le praticien peut décider d'un traitement ou non. S'il veut intervenir, il doit soit le faire par voie microchirurgicale — ce qui suppose incision et traumatismes subséquents — soit par voie endovasculaire. Dans tous les cas, la méthode traditionnelle de pontage (dérivation de l'artère en amont de la zone endommagée vers son aval), peu adaptée au cerveau, est aujourd'hui le plus souvent remplacée par la pose de spirales en métal ou matériau biocompatible (« coils » en anglais) pour les anévrismes sacciformes et

d'endoprothèses vasculaires (« stents » en anglais) pour les anévrismes fusiformes et les sténoses. Les spirales, parfois recouvertes de substances médicamenteuses ou facilitant la coagulation, sont insérées dans le sac anévrisimal afin de le boucher par formation d'un caillot. Les endoprothèses quant à elles sont formées d'un maillage (parfois aussi recouverts de médicaments) arrangé en tube, permettant de maintenir l'artère élargie en cas de sténose. La section de l'artère redevient alors suffisante pour que le passage du sang se fasse sans résistance trop forte. Ceci permet aussi d'éviter de trop fortes contraintes sur la plaque qui risqueraient de la faire rompre. La pose d'endoprothèses est plutôt réservée aux anévrismes fusiformes des grandes artères, car les anévrismes fusiformes du cerveau sont plus rares et moins dangereux. Dans ce cas, on recouvre le maillage de tissu chirurgical afin de rediriger le flux au centre de l'artère et d'éviter son élargissement et sa rupture.

Après la pose de tels dispositifs, on peut évaluer la guérison et surtout la bonne tenue de la spirale ou de l'endoprothèse par angiographie (par rayons X ou résonance magnétique). Une imagerie par OCT structurel a déjà été utilisée expérimentalement pour observer le maintien du caillot et la reconstruction de la paroi artérielle dans un anévrisme sacciforme [50] mais aussi dans le cas d'une endoprothèse posée dans une artère coronaire [54]. L'utilisation de l'OCT dans ce type de situations reste cependant extrêmement rare et se limite à l'information structurelle.

Jusqu'ici, l'OCT Doppler n'a jamais été utilisé en complément de l'information structurelle ; or il serait intéressant de mieux connaître l'écoulement, par exemple pour vérifier si la perturbation induite par le flux modifié est un facteur aggravant. Afin d'étudier quantitativement ces flux, avec l'information sur les vitesses, on utilise traditionnellement l'échographie Doppler [52]. Certaines études utilisent des relevés structurels suivis de modélisations par éléments finis. Dans ce cas les relevés se font par angiographie par résonance magnétique [53] ou par rayons X [55] voire par dissection [56]. Mais l'échographie Doppler souffre d'un manque de résolution spatiale, tandis que les modélisations par éléments finis sont moins fiables dans le cas d'écoulements turbulents comme en génèrent ces géométries artérielles spécifiques, et surtout il n'est pas possible de confronter les résultats simulés à des mesures expérimentales.

Étant donnée la taille des artères à la base du cerveau, l'OCT Doppler se révèle un bon candidat à l'étude des flux en leur sein. Mais une recherche dans la littérature révèle qu'une seule

publication a été effectuée sur ce sujet [41], où un anévrisme était présenté comme une extension d'une étude sur les jonctions artérielles, mais n'en constituait pas le cœur. De plus le fantôme d'anévrisme présenté était placé au milieu d'une jonction artérielle en Y, ce qui n'est pas le lieu de développement des anévrismes en général, car à ce niveau, on observe plutôt un épaissement de la paroi artérielle [53, 55]. Enfin les vitesses modélisées étaient faibles : elles ne dépassaient pas 24 mm/s. Par contre l'idée d'observer des jonctions artérielles semble intéressante, en raison de leur nombre important dans la zone du polygone de Willis, mais aussi des turbulences qui s'y développent (elles sont observées même à faible vitesse en [41]), et si ce mémoire se concentre sur les anévrismes et les sténoses, l'étude plus poussée de telles jonctions a été envisagée au cours de mon travail et demeure une piste pour d'autres utilisations de l'appareil développé.

4.2 Méthode d'obtention des images

Les géométries pathologiques dans les artères de la base du cerveau, là où se développent de très rapides flux, ont été présentées. On va maintenant expliciter les méthodes employées pour obtenir des images OCT Doppler représentatives de ces écoulements à l'aide de fantômes en pyrex.

4.2.1 Présentation des fantômes

Monsieur Cédric GINART, souffleur de verre à l'Université de Montréal, a fabriqué les trois types de fantômes représentant les pathologies en question dans des dimensions très petites, avec notamment des diamètres représentatifs de ce que l'on peut trouver dans les artères de la base du cerveau.

Les artères se présentent sous la forme de tubes en pyrex de 0.9 mm de diamètre. C'est un peu en-dessous de ce qui est rencontré dans le polygone de Willis mais bien représentatif des ramifications qui en partent, là où des anévrismes et sténoses peuvent aussi avoir lieu. Mais à vitesses comparables entre écoulement réel et simulé, les nombres de Reynolds obtenus resteront proches. En effet, la viscosité de l'émulsion d'intralipide est presque celle de l'eau, car l'émulsion est très diluée. Or la viscosité de l'eau est environ trois fois plus faible que celle du sang, mais seulement aux vitesses élevées, car le sang est un fluide non Newtonien dont la viscosité devient très forte aux faibles taux de cisaillement. Mais à vitesse et donc cisaillement

élevés la viscosité se stabilise [57]. Au final, viscosité et diamètre se compensent pour obtenir des nombres de Reynolds comparables, de l'ordre de 100 à 2000, ce qui inclut le passage du régime laminaire au régime turbulent.

Le soufflage est une bonne méthode pour obtenir des surfaces régulières, mais présente un inconvénient au niveau de la symétrie de révolution. Pour être idéale il faudrait un soufflage très lent avec une vitesse de rotation du tube très élevée pour compenser la gravité, ce qui est dans la pratique très délicat. Ceci mène à quelques asymétries dans la cavité du tube et dans l'épaisseur de sa paroi, ce qui pose des problèmes de réfraction et donc d'angle θ entre la lumière incidente et l'axe du tube dépendant de l'interface verre/air et verre/liquide. Certes les sténoses et anévrismes fusiformes réels ne sont pas rigoureusement symétriques, mais en l'absence d'asymétrie privilégiée il est préférable d'utiliser un fantôme simplifié dans un premier temps, ce dont on a essayé de se rapprocher au mieux.

De plus, il était difficile pour le souffleur d'obtenir des paramètres géométriques indépendants. Par exemple, une sténose plus resserrée sera plus allongée. Ce facteur explique qu'une étude satisfaisante de l'influence quantitative des facteurs géométrique sur les écoulements n'a pu être menée. On s'est donc limité à l'imagerie d'un fantôme de chaque type de géométrie, fantômes présentés à la figure 4-3.

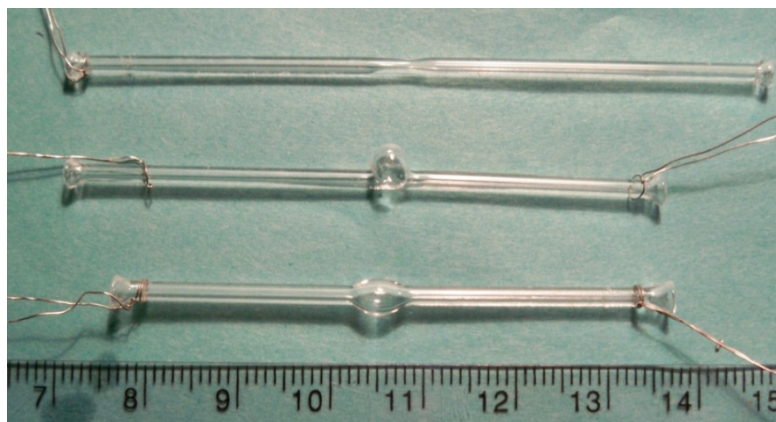


Figure 4-3 : Fantômes en pyrex pour la simulation des géométries pathologiques. De haut en bas : sténose, anévrisme sacciforme, anévrisme fusiforme. La graduation est en cm.

Chaque échantillon a été maintenu horizontalement à l'aide d'un porte-filtre, afin de s'affranchir d'une accélération le long de l'écoulement liée à la gravité. Ce porte-échantillon était fixé sur une platine de translation trois axes permettant de choisir la zone qu'on venait imager le

long du tube et de bien se placer au point focal du bras d'instrumentation. La platine était positionnée sur une roue graduée pour changer et mesurer l'angle entre l'axe du tube et le faisceau incident.

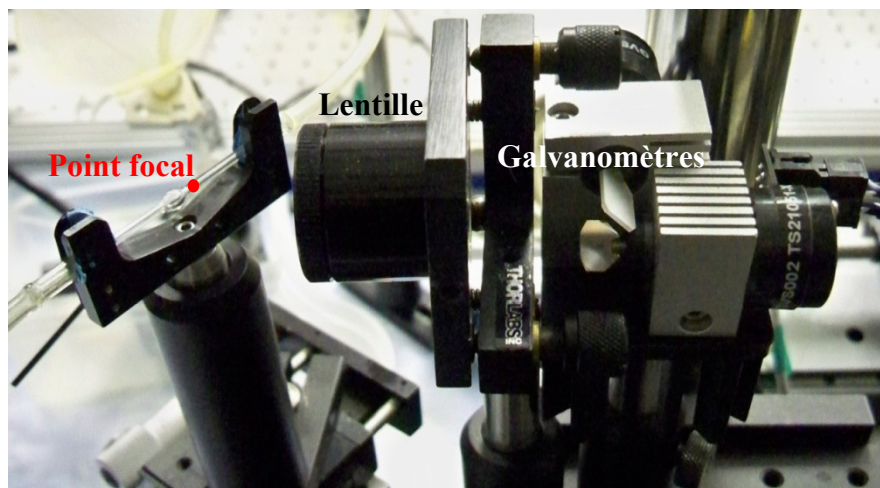


Figure 4-4 : Zone d'imagerie.

Le tube en pyrex était relié au reste du système fluide par deux tubes souples, chacun arrivant horizontalement au niveau de la jonction afin de stabiliser au maximum le flux dans la zone d'imagerie. Ces deux tubes ont été chauffés pour les élargir puis enfilés autour du tube en pyrex. Ils étaient maintenus en place par leur rétrécissement après refroidissement et par un élargissement du tube en pyrex à ses extrémités, tel qu'on le voit aux figures 4-3 et 4-4.

Ces précautions sont indispensables pour assurer l'étanchéité du système, non seulement pour que l'intralipide ne s'échappe pas, mais aussi pour qu'aucune bulle d'air ne s'introduise et vienne perturber l'écoulement comme cela a été observé par exemple dans les anévrismes qui se remplissaient en partie d'air si le système était mal étanchéifié.

4.2.2 Banc d'essai et protocole expérimental

Le système fluide utilisé a déjà été évoqué en 3.3.1. On va ici le détailler et notamment démontrer une de ses propriétés, essentielle pour notre OCT Doppler : sa stationnarité. Comme le taux de rafraîchissement est relativement faible, il faut que l'écoulement ne varie pas au cours du temps afin que les images puissent être répétées au cours du temps, ce qui est important pour la reconstruction vectorielle où les deux images scalaires sont prises à des instants différents, mais aussi pour juxtaposer et comparer différentes images. Si les profils de vitesse varient vraiment

trop vite, on risque d'obtenir un balayage-B où les lignes-A acquises en premier ne correspondent pas au même écoulement que celles acquises à la fin de l'image.

En présence d'un écoulement instationnaire (par exemple pulsé comme celui produit par le cœur) on peut toujours travailler en « mode-M », où, comme dans le mode correspondant en échographie, on affiche l'évolution des lignes-A au cours du temps, sans balayage 2D. Comme le temps d'acquisition d'une ligne-A est très bref (1 ms) par rapport à un cycle cardiaque par exemple, de 0.5 à 1 s, on pourra raisonnablement supposer la stationnarité durant l'acquisition de chaque ligne-A. L'étude de l'écoulement pulsé peut être l'une des extensions possibles de ce mémoire.

Le but est donc de créer un flux constant au niveau d'un tube horizontal dans lequel la géométrie étudiée a été intégrée. Ceci est réalisé par le dispositif présenté à la figure 4-5. L'intralipide dilué à 0.5% y circule en circuit fermé et s'écoule grâce à la différence de pression entre deux réservoirs. Celui du haut peut être placé à différentes hauteurs le long d'une paroi, ce qui donne différents débits. Les vitesses maximales accessibles sont assez élevées mais saturent si la hauteur devient trop grande en raison de la résistance du système fluidique.

Le réservoir du haut est connecté par un tube souple à la zone d'imagerie, elle-même connectée au réservoir du bas par un autre tube souple. Afin de permettre la circulation permanente du liquide, le réservoir du bas est remplacé par une pompe dont le débit d'éjection reste toujours supérieur au débit de déversement du système. Ainsi, dès que de l'intralipide arrive dans la pompe, il est renvoyé vers le réservoir du haut, dont le volume est ainsi maintenu constant. La hauteur de la colonne de liquide ainsi créée est donc constante et le flux est stationnaire, ce que vérifient les relevés de débit (on dévie alors le tube souple en aval de la zone d'imagerie de la pompe vers une éprouvette graduée et on mesure le temps qu'elle met à se remplir) mais aussi les images OCT elles-mêmes, du fait de leur répétabilité, ce qui permet notamment un moyennage utile pour augmenter la précision des mesures.

La pompe est plongée dans un bain réfrigérant car son échauffement peut détériorer l'intralipide. Ce bain réduit aussi les vibrations qu'elle émet et qui peuvent causer une gigue dans l'image OCT. L'usage d'un tube souple pour relier la zone d'imagerie à la pompe réduit aussi la transmission des vibrations.

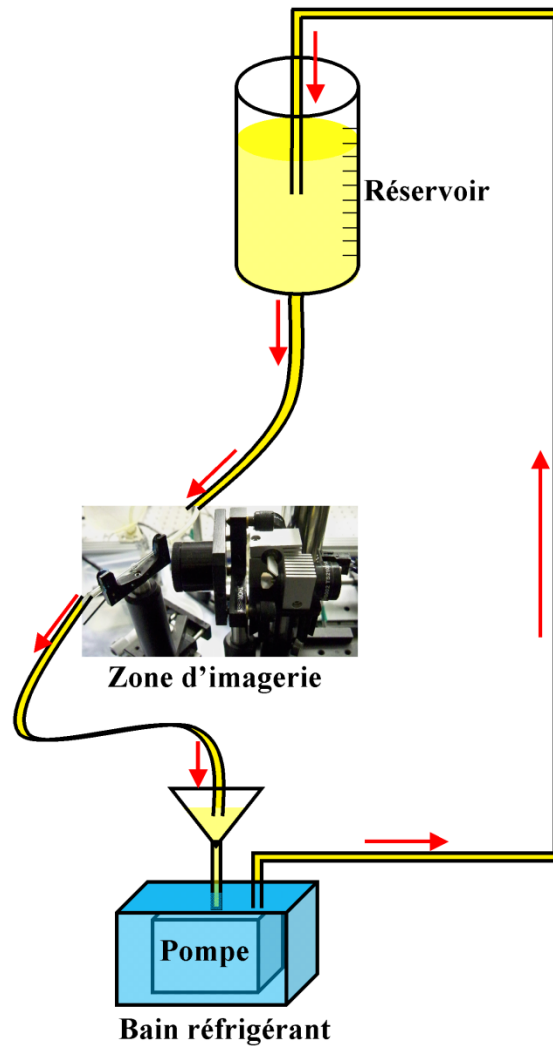


Figure 4-5 : Système fluidique du banc d'essai.

Avant de lancer la pompe puis durant l'expérience, il faut effectuer plusieurs vérifications, résumées dans le tableau donné en annexe 1. Les premières concernent l'optique et l'électronique du système et permettent d'obtenir une bonne intensité des pics OCT à l'oscilloscope. Tout problème sur l'un de ces points risque de produire une image OCT Doppler très bruitée. Puis viennent les paramètres à mesurer régulièrement en cours d'expérience (typiquement à chaque fois que l'on change de zone imagée) pour assurer l'obtention des bonnes mesures en vitesse à partir de celles en fréquence.

4.3 Algorithme de post-traitement

Une fois les images enregistrées, on les transfère sous MATLAB. On peut ainsi améliorer la qualité de ces images et les manipuler en vue, par exemple, de juxtaposer plusieurs images

pour reconstruire toute la longueur d'une sténose ou d'un anévrisme, ou encore d'effectuer une reconstruction vectorielle.

En enregistrant systématiquement 4 images par zone étudiée, on peut effectuer un moyennage réduisant le bruit. Une cinquième image, acquise en bloquant l'écoulement, permet d'avoir un bon relevé de la fréquence porteuse et ainsi d'obtenir un bon recalage en vitesses pour corriger les coefficients insérés dans la transformation linéaire effectuée par le logiciel de traitement et d'affichage des données OCT s'il y a lieu.

Un filtre médian peut être appliqué avant ou après moyennage. Son implémentation existe dans le logiciel de traitement en temps réel, mais il implique l'arrêt momentané de l'acquisition, donc on l'utilise plutôt en post-traitement.

Le moyennage, le filtrage médian et la correction des coefficients permettant de retrouver la vitesse constituent la base du post-traitement, qui aide à améliorer la qualité des images mais n'apporte pas d'informations nouvelles. Cette partie va présenter les différentes manipulations que l'on peut faire sur les données. Il s'agit, d'une part, d'enlever certains artéfacts et d'autre part, de retrouver l'information sur les vecteurs vitesses à partir d'images prises à différents angles.

4.3.1 Déformations induites par réfraction

La distorsion spatiale vient de la différence d'indice entre les milieux imagés. Comme le balayage spatial prend en compte cet indice, puisqu'on représente des différences de marche, 1 mm de pyrex occupera 1.47 mm sur l'image et 1 mm d'eau représentera 1.33 mm. Cette distorsion est la plus flagrante pour l'anévrisme fusiforme, bien que présente pour la sténose, car l'écoulement circule au milieu du fuseau. Avant de l'atteindre, la lumière va devoir traverser plus ou moins de liquide. S'en suit des dimensions optiques variables. Pour mettre en évidence cette déformation, on a représenté à la figure 4-6 (a) la moitié de l'anévrisme fusiforme (le fantôme de la figure 4-3) la plus proche de la lentille et à la figure 4-6 (b) cette moitié affichée en dimensions spatiales, c'est-à-dire en corrigeant la distorsion d'indice qui vient d'être évoquée.

On voit que la courbure de l'écoulement disparaît sur la figure (b). Cette distorsion biaisait l'interprétation : sur l'image (a) on avait l'impression qu'à l'entrée de la sténose, le flux

partait vers le bas de l'image, c'est-à-dire dans la direction opposée à celle où se trouve la lentille. Mais sur l'image (b) corrigée on voit que le flux reste bien au centre.

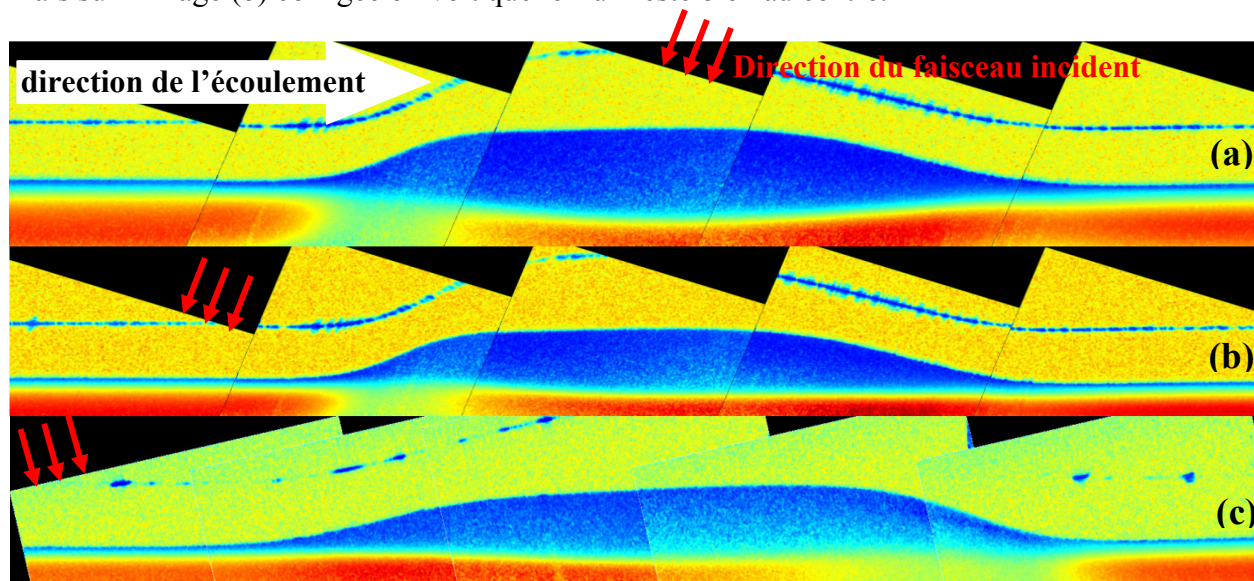


Figure 4-6 : Déformations induites par réfraction dans un anévrisme fusiforme. (a) et (b) : Image prise à $+20^\circ$ par rapport à l'axe du tube avant (a) et après (b) correction de la distorsion spatiale.

(c) : Image prise à -20° par rapport à l'axe du tube après correction de la distorsion spatiale.

L'autre phénomène distordant les images provient aussi de la réfraction. On l'observe aussi sur la figure 4-6 : sur les images (a) et (b), on a l'impression que le flux « disparaît » à l'entrée de la sténose. Ceci s'explique par la courbure des interfaces air/pyrex et pyrex/liquide, rencontrées par la lumière incidente avant de pénétrer dans le liquide. Les réfractions qui s'y produisent dévient la lumière, si bien que l'angle entre la lumière incidente et la direction du flux change le long de l'anévrisme, principalement dans les zones de forte courbure. Ainsi, un calcul précis de ces changements montre qu'à l'entrée de l'anévrisme cet angle est proche de 90° : il n'y a presque pas de décalage Doppler, d'où cette impression que le flux disparaît. Si l'on vient imager avec un angle opposé, ce phénomène se produit en aval de la sténose, comme on le voit sur la figure 4-6 (c). Cet effet n'est pas affecté par la compensation de la distorsion spatiale, et appelle une autre correction. La figure 4-7 aide à comprendre ce phénomène en présentant le cas simplifié de deux interfaces parallèles.

L'angle ξ entre la lumière incidente et l'axe du tube où se trouve la sténose est obtenu par l'équation de Snell-Descartes à partir de l'angle α :

$$n_1 \sin(\alpha) = n_2 \sin(\beta) = n_3 \sin(\gamma) = n_3 \cos(\xi) \quad (4.1)$$

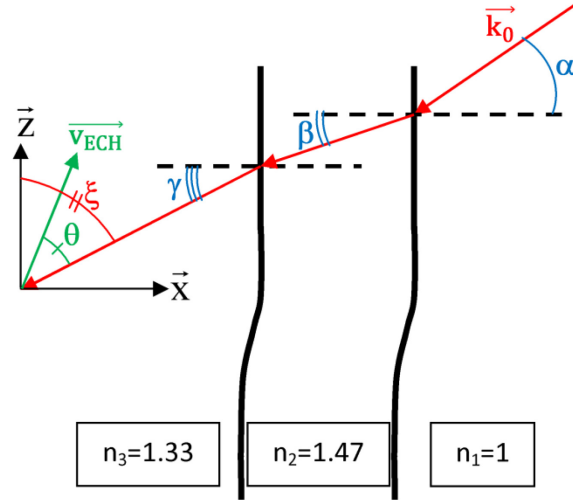


Figure 4-7 : Réfractions déterminant l'angle Doppler pour des interfaces parallèles.

Or α peut varier le long d'un anévrisme ou d'une sténose. Si la lumière incidente dans l'air a quasiment la même direction au cours du balayage, la courbure des interfaces implique un changement de direction des normales à celles-ci.

Comme l'interface air/pyrex contribue à cette déviation des rayons lumineux mais que celle-ci est peu visible sur les images OCT, le calcul de ξ est imprécis. Or la reconstruction vectorielle est particulièrement sensible à la valeur de ξ , car elle détermine l'angle recherché θ . On peut noter que ces deux angles ne coïncident que si les vecteurs vitesse suivent l'axe du tube, ce qui est vrai dans le cas laminaire mais reste à démontrer dans le cas turbulent. Il faut alors prendre en compte les deux interfaces, sauf dans le cas simplificateur où elles sont parallèles et varient peu, comme pour la sténose, ce qui explique en partie qu'on se soit concentré sur cette géométrie lors des reconstructions vectorielles.

4.3.2 Algorithme de détection de frontière et de compensation de la réfraction

Cet algorithme est présenté à l'annexe 2. La première étape pour corriger ces effets consiste en l'obtention des coordonnées spatiales de l'interface pyrex/liquide. Pour cela on va binariser l'image. On commence par recalculer l'échelle de valeurs en vitesse sur l'intervalle $[0;1]$, et on passe l'indexation de ces valeurs en niveaux de gris. Ceci permet d'appliquer ensuite un rehaussement de contraste.

Puis un filtre bidimensionnel est appliqué pour faciliter la binarisation. Les images sont des superpositions de lignes-A obtenues par balayage selon la direction perpendiculaire à celles-ci. Le filtre « motion » de MATLAB, simulant la déconvolution d'une image par un mouvement de translation tel que celui d'une caméra, se révèle donc le plus efficace pour faire ressortir les zones de fréquence stable des zones de bruit de nos images, révélant ainsi les interfaces.

La binarisation a lieu par calcul d'un seuil selon la méthode d'Otsu. Cet algorithme suppose que les pixels appartiennent à deux catégories : soit du bruit, soit du signal utile. Il calcule le seuil qui va séparer ces zones par minimisation de la variance au sein de chaque catégorie de pixels. En modulant le seuil obtenu par un facteur empirique, on peut alors faire ressortir les zones les moins bruitées, notamment la principale, qui contient le fluide diffusif.

Une fois la binarisation effectuée, les zones de bruit pur sont en noir (valeur 0) et les autres en blanc (valeur 1). L'image peut alors être découpée en îlots par une routine MATLAB. Si la binarisation a été correctement effectuée, l'îlot principal doit être constitué de l'écoulement, et on va pouvoir extraire sa frontière, comme on le voit à la figure 4-8 (b).

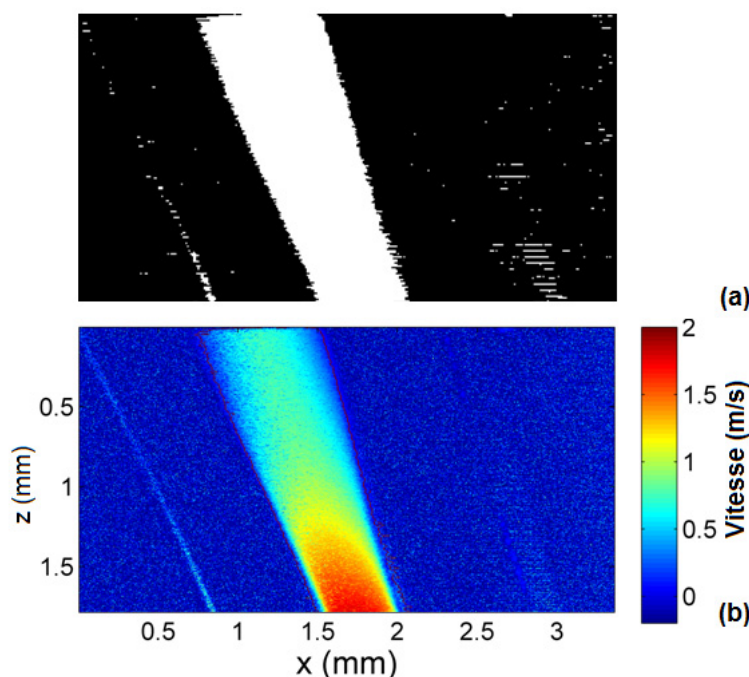


Figure 4-8 : Amont de la sténose. (a). Résultat de la binarisation. (b) Frontière de l'écoulement.

Dans les cas des tubes larges, comme l'« arrière » de l'écoulement est plus bruité que l'« avant » (i.e. la zone par où arrive la lumière) en raison de l'absorption et de la diffusion, on

risque d'amputer l'arrière de l'écoulement, ce qui explique qu'il est difficile par exemple dans un anévrisme d'obtenir l'interface arrière liquide/pyrex. Mais comme on l'a vu précédemment c'est surtout l'interface avant qui nous intéresse, car c'est elle qui permet la correction de l'angle ξ et le recalage spatial. Mais pour la sténose, on obtient de bons résultats pour les deux interfaces, comme on peut le voir sur la figure 4-8 (a).

L'algorithme donné en annexe 2 peut alors donner les coordonnées de la ou des interface(s) détectées. Pour les tubes peu larges, où les interfaces avant et arrière sont accessibles, on peut supprimer toute la zone hors de l'écoulement. C'est ce qui a été fait à la figure 4-9 (b).

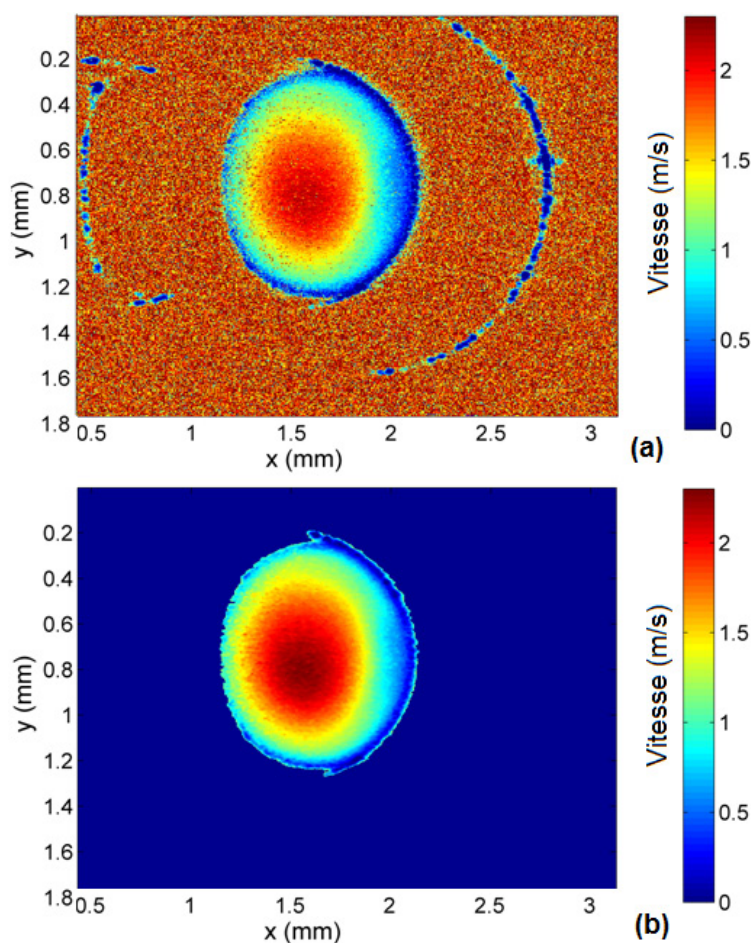


Figure 4-9 : Section d'un tube acquise à l'OCT Doppler. (a) Image brute. (b) Image après détection des frontières et suppression des zones hors de l'écoulement.

On peut noter sur la figure 4-9 (a) la présence de l'interface pyrex/air à l' « arrière du tube » (à gauche sur l'image) déformée par un effet de lentille. Cet effet se traduit aussi par l'apparition de « cornes » en haut et en bas de l'écoulement encore visibles après suppression du

bruit (c'est une déformation optique mais ce n'est pas du bruit). L'algorithme utilisé fonctionnant par segmentation de l'image en îlots, on pourrait, en sélectionnant des îlots secondaires, conserver ces frontières.

La deuxième utilisation des coordonnées de(s) interface(s) est aussi donnée en annexe 2 : c'est la partie « recalage de l'image en coordonnées spatiales ». On y rétablit les dimensions de chaque côté de l'interface par simple dilatation ou compression de l'affichage. Comme seule la distorsion dans le liquide nous intéresse (si l'épaisseur de verre semble varier ce n'est pas un problème car c'est une zone de bruit, de même pour l'air qui se trouve devant le tube) on ne s'occupe pas de la distorsion à l'interface liquide/pyrex en arrière du tube ni aux interfaces air/pyrex à l'avant et pyrex/air à l'arrière.

Une simple compression de la zone du liquide, du côté opposé à la lumière incidente par rapport à l'interface pyrex/liquide, suffit donc. Comme l'interface est courbe, on va contracter différemment l'image le long de la direction Z, ce qui va corriger la distorsion. Comme les zones de pyrex et d'air derrière le tube ne sont que des zones de bruit, ce n'est pas problématique si elles sont aussi contractées, l'important étant de correctement recalculer le liquide.

Pour ce qui est de la correction en vitesse, deux cas sont à distinguer. Si l'on désire juste corriger l'affichage de la vitesse scalaire, on peut directement utiliser le relevé de la frontière. Par contre, pour la correction en vue d'une image vectorielle, il va falloir conserver les valeurs des angles ξ le long des deux images (prises à deux angles différents) et les incorporer dans les matrices de changement de repère utilisées pour retrouver la valeur inconnue recherchée : l'angle $\xi - \theta$ entre le vecteur vitesse local et l'axe du tube.

Dans les deux cas il faut pouvoir effectuer les calculs de réfraction. Pour cela on doit avoir accès à la normale à l'interface pyrex/liquide pour chaque ligne-A. On interpole la frontière, obtenue à l'issue de l'algorithme donné en annexe 2, à l'aide d'un polynôme d'ordre suffisant pour suivre les courbures de la frontière mais pas trop élevé pour éviter des oscillations non désirées. Par construction de l'image OCT, la direction X (celles des lignes-A) est celle des rayons incidents. Le calcul des cosinus directeurs de la courbe interpolée (faciles à obtenir par dérivation du polynôme, donc par simple calcul sur ses coefficients) fournit alors directement l'angle β entre les rayons lumineux et la normale à l'interface pyrex/liquide. Un calcul plus rigoureux prendrait aussi en compte l'angle α entre les rayons et la normale à l'interface

air/pyrex. Dans le cas des sténoses comme ces deux interfaces sont parallèles cet angle n'intervient pas dans le calcul de ξ , car l'épaisseur de verre est constante le long de la sténose, ce qui n'est pas le cas lors du soufflage des anévrismes.

Comme les distorsions sont plus importantes pour l'anévrisme fusiforme, on a choisi d'y montrer à la figure 4-10 les effets de la correction d'indice et d'angle ξ .

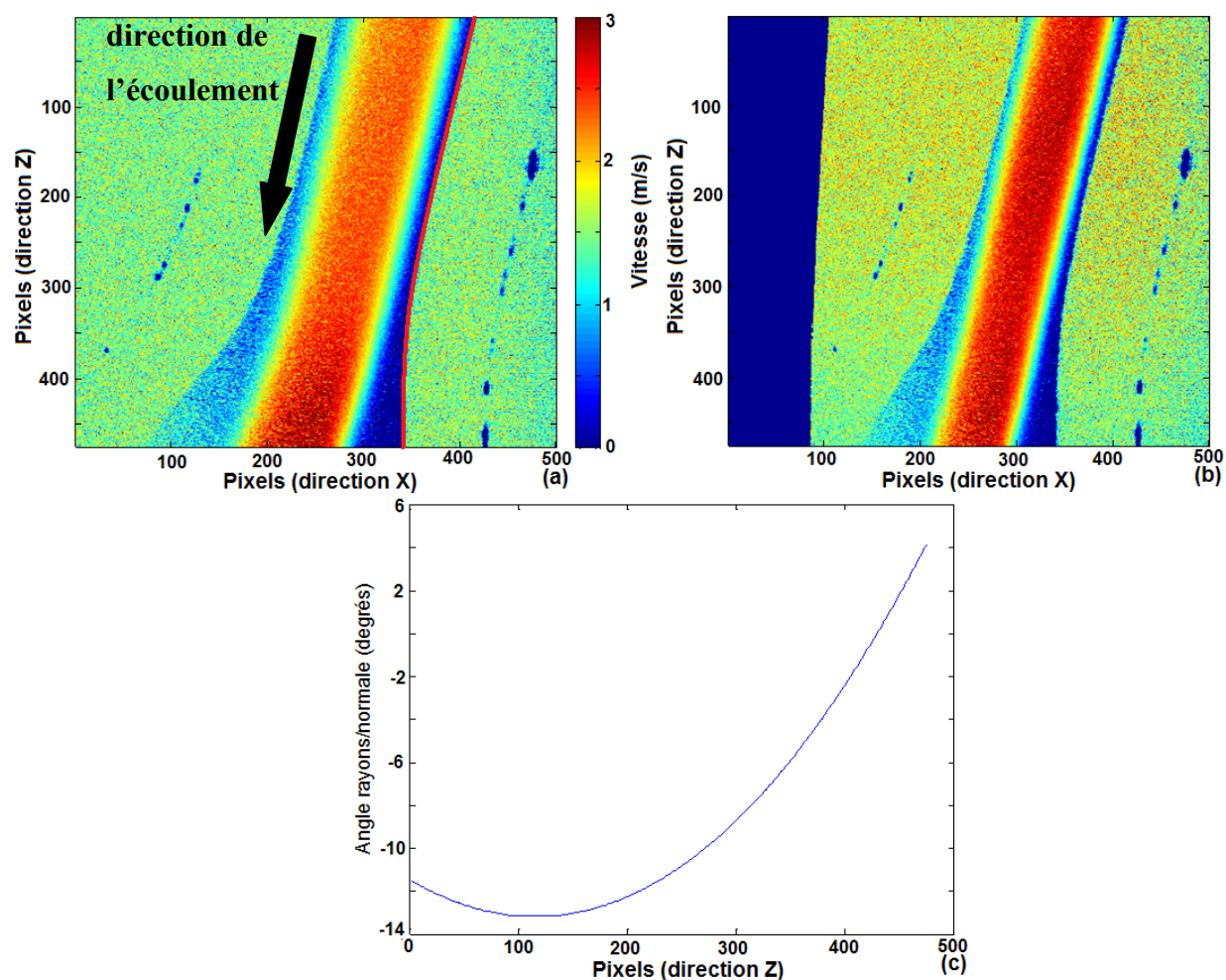


Figure 4-10 : Effet de la correction des effets de la réfraction sur l'amont de l'anévrisme fusiforme. (a). Image sans correction avec la frontière de l'écoulement interpolée surlignée en rouge. (b) Image avec correction spatiale et sur l'angle ξ . (c) Angle β entre les rayons incidents et la normale à l'interface pyrex/liquide calculé à partir de la frontière interpolée.

On voit sur l'image 4-10 (a) que les vitesses semblent augmenter à l'entrée de l'anévrisme, alors que la section s'élargit. C'est l'inverse de ce qui était observé sur les images 4-6 (a) et (b), car l'image 4-10 (a) a été prise avec un angle opposé, comme la figure 4-6 (c), mais

avec une valeur plus forte de l'angle qu'en 4-6 (c), pour que l'on visualise encore mieux les distorsions.

Comme on l'a expliqué auparavant, cette apparente augmentation ou diminution (selon l'angle d'imagerie) des vitesses à l'entrée de l'anévrisme s'explique par le changement de l'angle β au cours du balayage, ce qu'on observe sur sa valeur obtenue après interpolation de la frontière à la figure (c). La correction sur l'angle ξ permet de s'affranchir de cet effet, comme on le voit sur la figure (b). On y voit aussi l'effet de la contraction non uniforme de la zone de l'image à droite de l'interface pyrex/liquide qui crée une zone sans données de largeur variable à gauche de l'image, tout en recalant la distorsion spatiale qui faisait croire sur l'image (a) qu'au niveau de l'élargissement de la section le flux partait vers la gauche, alors qu'il n'en est rien.

Mais comme on l'a déjà évoqué, la différence d'épaisseur du pyrex, visible par exemple au bas des figures 4-10 (a) et (b), crée des erreurs sur ξ souvent non observables sur des cartes scalaires, mais qui faussent les reconstructions vectorielles. Pour bien voir l'effet de ce changement d'épaisseur, on a immergé un autre fantôme d'anévrisme fusiforme, à la paroi d'épaisseur encore plus irrégulière, dans de l'huile végétale, d'indice très proche de celui du pyrex. Ceci donne les résultats de la figure 4-11.

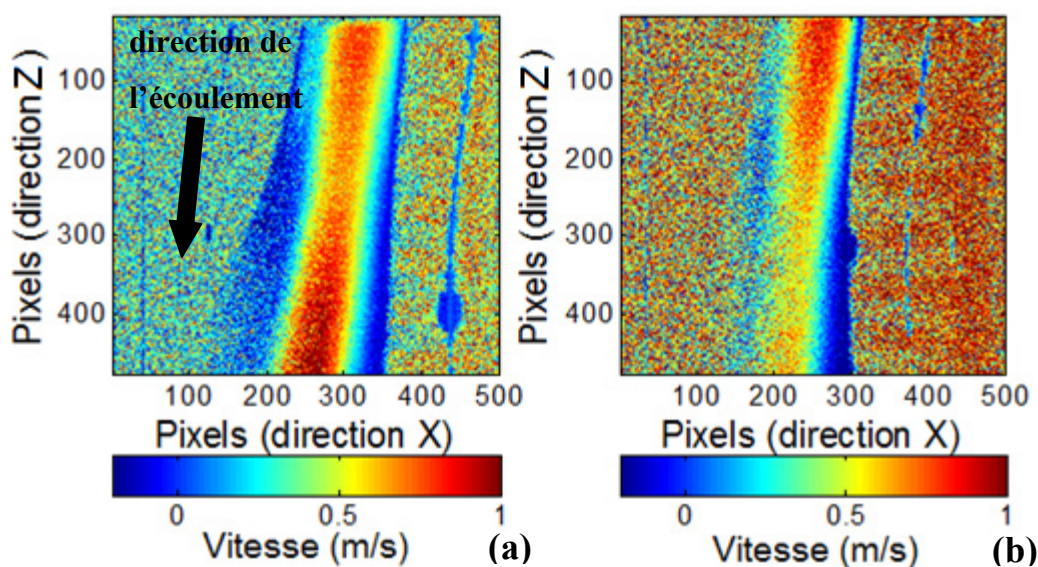


Figure 4-11 : Entrée d'un anévrisme fusiforme sans correction d'angle avant (a) et après (b) immersion dans de l'huile.

La figure 4-11 (a) montre que la vitesse semble diminuer puis réaugmenter le long de l'anévrisme, alors que la courbure de l'interface pyrex/liquide varie de manière monotone : la seule prise en compte de cette interface n'aurait donc pas pu permettre de correctement corriger l'angle ξ . Mais l'immersion dans l'huile permet de faire quasiment disparaître la réfraction à l'interface air/pyrex (maintenant huile/pyrex). Alors, la vitesse varie de manière monotone, comme la courbure de l'interface pyrex/liquide (dont on voit que son allure elle-même a été déformée sur la figure (a)), et la correction de ξ peut être effectuée. Cependant l'atténuation du signal introduite par l'huile et le réservoir la contenant (le réservoir étant déjà présent en (a) ceci explique la faible qualité de l'image) crée des images trop bruitées.

4.3.3 Algorithme de reconstruction vectorielle

Obtenir les différentes composantes des vecteurs vitesses peut permettre d'apporter de nouvelles informations aux images OCT Doppler classiques, que l'on peut qualifier de « scalaires », puisqu'on y représente en chaque pixel le produit scalaire du vecteur vitesse par le vecteur d'onde incident.

Une caractérisation parfaite de ces vecteurs devrait en toute rigueur être tridimensionnelle. Mais une telle mesure est délicate : il faudrait superposer des images prises selon trois directions non coplanaires. Or reconstituer des vecteurs bidimensionnels à partir de deux mesures non colinéaires va se révéler déjà relativement ardu. De plus, lorsqu'on effectue nos mesures, les composantes de vitesses orthogonales au plan formé par l'axe du tube imagé et le faisceau incident nous sont invisibles, l'effet Doppler ne décalant pas la longueur d'onde pour des mouvements perpendiculaires au vecteur d'onde. L'extrémité du bras d'instrumentation montré à la figure 4-4 devrait être modifiée substantiellement pour pouvoir acquérir les composantes de vitesses selon la troisième dimension.

Dans le cas d'un écoulement laminaire dans un cylindre, les vecteurs vitesses sont censés être tous parallèles à l'axe du cylindre. Un tel écoulement constitue un bon moyen de vérifier que la reconstruction vectorielle a été correctement effectuée, comme on le verra au chapitre 5. Si l'on vient imager cet écoulement selon une section du tube, on obtiendra l'intersection d'un cylindre par un plan, c'est-à-dire une ellipse. Il s'agit bien d'une ellipse et non d'un disque, car le plan d'imagerie n'est pas orthogonal à l'axe du cylindre, afin de ne pas avoir $\xi=90^\circ$ et donc

aucun décalage Doppler. L'avantage d'imager selon une section est l'absence de décalage sur ξ . En effet la courbure de l'ellipse crée bien un changement de direction mais qui porte sur la troisième composante du vecteur vitesse, à laquelle les rayons lumineux sont quasiment toujours orthogonaux.

Par contre, la contraction liée au changement d'indice doit être corrigée. De plus, une contraction supplémentaire doit être réalisée pour ramener chaque grand axe à la longueur du petit axe, qui est la même pour les deux images scalaires. En effet, les deux images servant à la reconstruction vectorielle sont prises selon deux angles différents, donc les deux grands axes des ellipses obtenues sont différents.

On peut noter que les deux images ne sont donc pas prises dans le même plan. Dans le cas d'un écoulement qui possède l'invariance par translation, on peut tout de même superposer les images, les profils de vitesses ne devant pas changer selon l'axe du tube. C'est le cas pour les écoulements laminaires dans le cylindre mais aussi pour les écoulements turbulents dont les vitesses ne sont pas trop élevées, si le contenant possède l'invariance par translation.

Cette considération explique que les images vectorielles de section ne sont pas possibles dans les anévrismes et sténoses. Pour cela on doit se limiter aux images transversales : le plan d'imagerie est placé dans le plan médian du fantôme. Par symétrie de l'écoulement, la seule source d'asymétrie étant la gravité, le flux se développant dans le plan médian doit être composé de vecteurs contenus dans ce plan, ce qui permet de ne pas avoir à imager trois composantes vectorielles. Si l'on suppose en plus la symétrie de révolution, comme pour les anévrismes fusiformes et les sténoses, on peut affirmer qu'au sein de chaque plan contenant l'axe de révolution du fantôme les vecteurs vitesses y sont contenus et que le profil de vitesse est le même dans tous ces plans, ce qui implique que la mesure dans un seul de ces plans (et même dans un seul demi-plan limité par l'axe) suffit à connaître l'écoulement tridimensionnellement dans tout le fantôme.

Ces considérations expliquent que par la suite on se limitera aux mesures des deux composantes vectorielles dans le plan médian des fantômes. La figure 4-12 reprend la figure 4-7 pour montrer les paramètres connus et inconnus lors de la reconstruction bidimensionnelle. Ici, $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ est le repère local du tube, \bar{z} étant orienté selon son axe. \bar{k}_1 et \bar{k}_2 désignent les vecteurs d'onde de la lumière incidente.

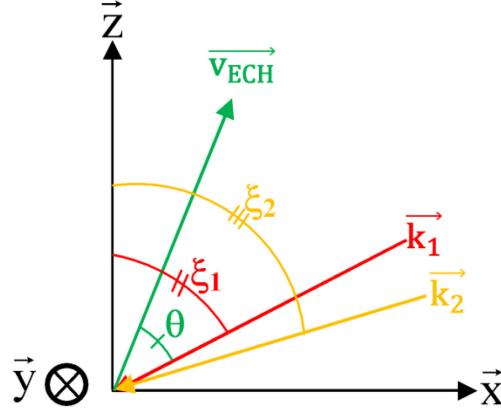


Figure 4-12 : Angles intervenant dans la reconstruction vectorielle.

Soient les vecteurs normés \vec{l}_1 et \vec{l}_2 définis par :

$$\vec{l}_1 = \frac{\vec{k}_1}{\|\vec{k}_1\|}; \vec{l}_2 = \frac{\vec{k}_2}{\|\vec{k}_2\|}. \quad (4.2)$$

Les mesures de vitesses pour chaque image sont $r = \langle \vec{l}_1 \cdot \vec{v}_{ECH} \rangle$ et $s = \langle \vec{l}_2 \cdot \vec{v}_{ECH} \rangle$. En supposant qu'aucune composante selon \vec{y} n'est présente, ces vecteurs s'écrivent dans la base $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$:

$$\begin{aligned} \vec{l}_1 &= \cos(\xi_1)\vec{z} + \sin(\xi_1)\vec{x} \\ \vec{l}_2 &= \cos(\xi_2)\vec{z} + \sin(\xi_2)\vec{x} \\ \vec{v}_{ECH} &= \|\vec{v}_{ECH}\|(\cos(\theta)\vec{z} + \sin(\theta)\vec{x}) = a\vec{z} + b\vec{x} \end{aligned} \quad (4.3)$$

On cherche donc a et b à partir de r et s . On les retrouve en inversant la matrice de changement de repère (non orthogonale car \vec{l}_1 et \vec{l}_2 ne forment pas une base) M définie par :

$$\begin{bmatrix} r \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\xi_1) & \sin(\xi_1) \\ \cos(\xi_2) & \sin(\xi_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Comme on l'a vu précédemment, ξ varie à chaque ligne-A pour chaque image. Mais la superposition des pixels implique une rotation des images 1 et 2 (car prises à 2 angles différents) (en plus éventuellement d'une translation). Ainsi le couple $(\xi_1; \xi_2)$ varie pour chaque pixel de l'image définitive, qui devra contenir les valeurs de a et b . On utilisera donc non pas une simple matrice de changement de repère 2×2 mais bien un tenseur de taille $n \times m \times 2 \times 2$, où n et m désignent la taille de l'image définitive. L'algorithme utilisant ces formules et permettant de tracer les vecteurs vitesses est donné en annexe 3.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS ET ANALYSE

Les méthodes de simulation d'écoulements et les algorithmes de post-traitement des images constituent, avec l'appareil OCT Doppler, des outils d'exploration des caractéristiques des flux rapides, notamment au sein d'anévrismes et de sténoses. Celles que nous avons relevées lors de nos expériences vont être présentées et analysées dans ce chapitre.

5.1 Écoulements dans un cylindre

Ces écoulements constituent la première application de notre OCT Doppler et des méthodes de post-traitement, notamment la reconstruction vectorielle. Leur analyse permet non seulement de disposer encore une fois d'un moyen de vérification de l'exactitude de la méthode d'imagerie, mais aussi de relever certaines caractéristiques intéressantes de ces écoulements, comme l'apparition des effets de turbulence.

5.1.1 Écoulement laminaire

Ce type d'écoulement, déjà utilisé pour caractériser le système d'OCT Doppler, peut être encore une fois un moyen de vérification, cette fois-ci pour la reconstruction vectorielle, telle que développée en 4.3.3.

La figure 5-1 montre le résultat de l'application de l'équation 4.4. On constate que, comme prévu, la composante transversale (selon \vec{x}) est quasiment nulle et que tout le flux est porté par \vec{z} , comme le confirme la correspondance presque parfaite entre la composante selon \vec{z} et la norme du vecteur vitesse. À noter que la relativement faible qualité des images provient du fait que le système de déclenchement utilisé lors de la caractérisation des images vectorielles dans les flux laminares était encore sous une ancienne forme. Ceci illustre bien l'absolue nécessité de faire parfaitement se superposer les images scalaires lors de la reconstruction vectorielle. De prochaines images montreront qu'avec le nouveau système de déclenchement cela est beaucoup plus aisé.

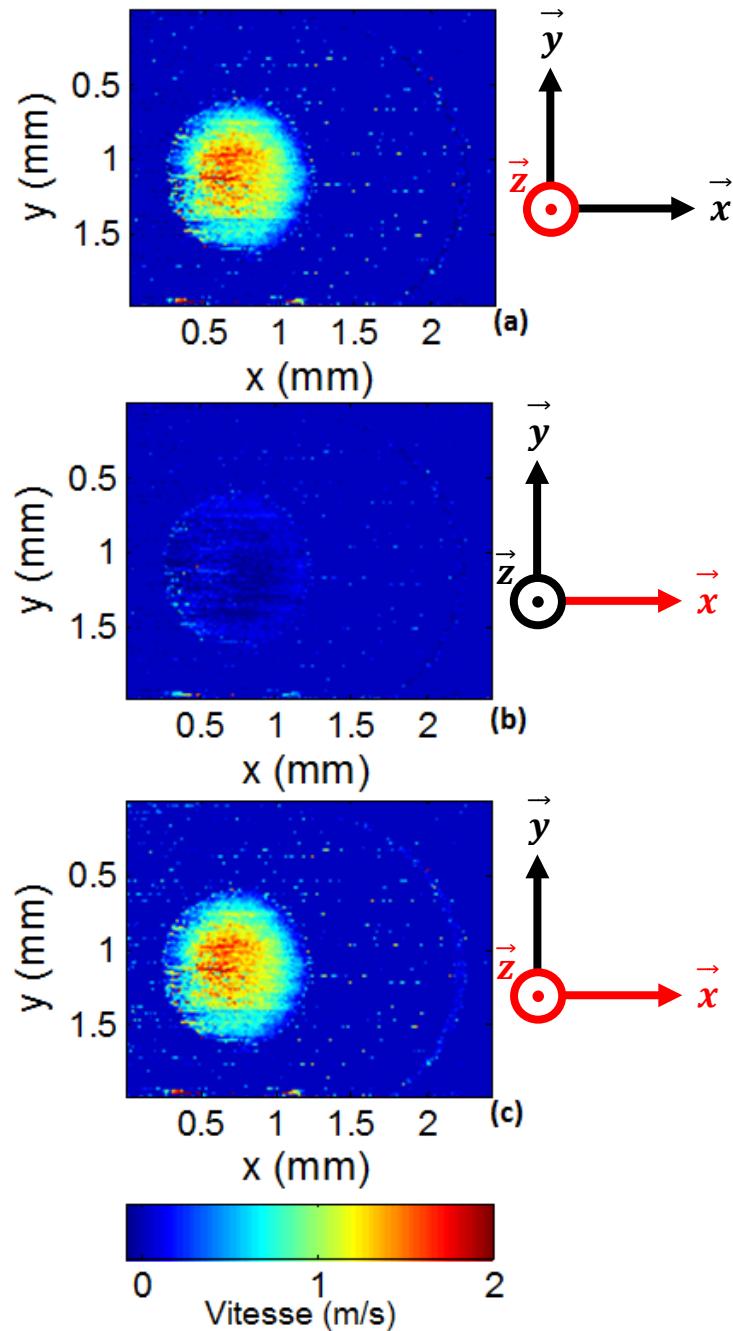


Figure 5-1 : Composantes vectorielles des vitesses d'une section de tube en présence d'un écoulement laminaire. (a) : Composante selon \vec{z} . (b) : Composante selon \vec{x} . (c) Norme. Note : l'écoulement se fait selon la direction \vec{z} .

La fonction « quiver » de MATLAB permet, à partir des images 5-1 (a) et (b), d'afficher les vecteurs vitesses, comme cela est représenté à la figure 5-2. Pour aider à la compréhension, on a superposé dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) une des deux images scalaires ayant servi à la reconstruction

vectorielle. Les profils de vitesse obtenus le long des diamètres de la section du tube orientés selon les directions \vec{x} et \vec{y} sont aussi tracés. L'aspect de parabole est bien conservé, même pour les vecteurs.

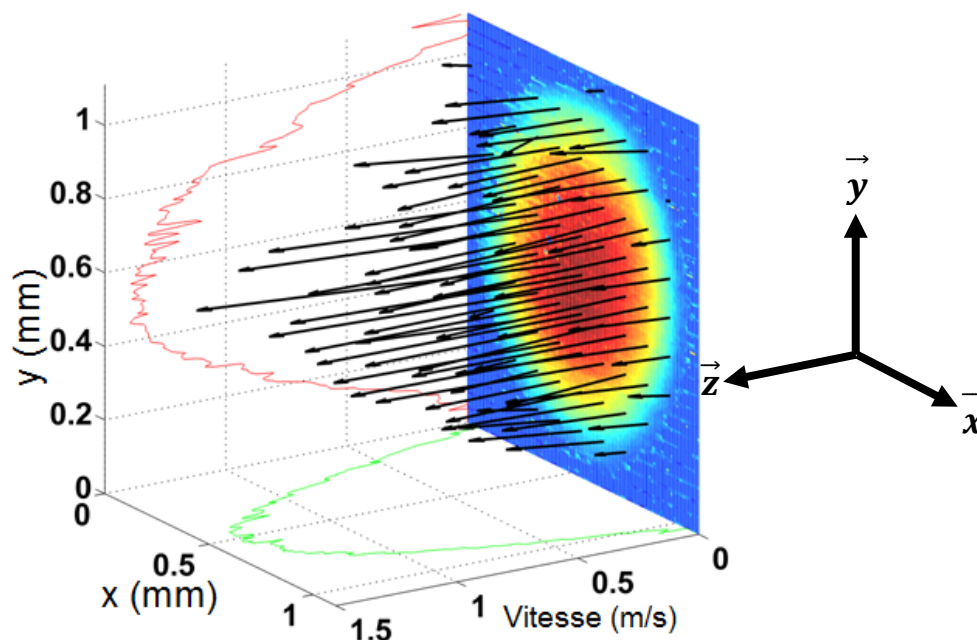


Figure 5-2 : Vecteurs vitesses dans une section de tube en présence d'un écoulement laminaire.

5.1.2 Écoulement rapide

Une fois les tests effectués sur un écoulement laminaire, on peut passer à des profils plus intéressants. En augmentant simplement le débit, on obtient les images scalaires de la figure 5-3 (a) et (b). Ici, les images ont été acquises avec le nouveau système de déclenchement et bénéficient d'un moyennage sur 4 acquisitions, d'où leur qualité sensiblement accrue.

On voit en (b) que les vitesses les plus rapides ne sont plus centrées, ce que confirme le calcul de la composante vectorielle selon \vec{z} , présentée à l'image (c). Le plus intéressant se trouve sur l'image (d) : l'asymétrie de l'écoulement rend négatives les composantes de vitesse selon \vec{x} à droite de l'image et positives celles à gauche (bien que faibles devant les composantes selon \vec{z}).

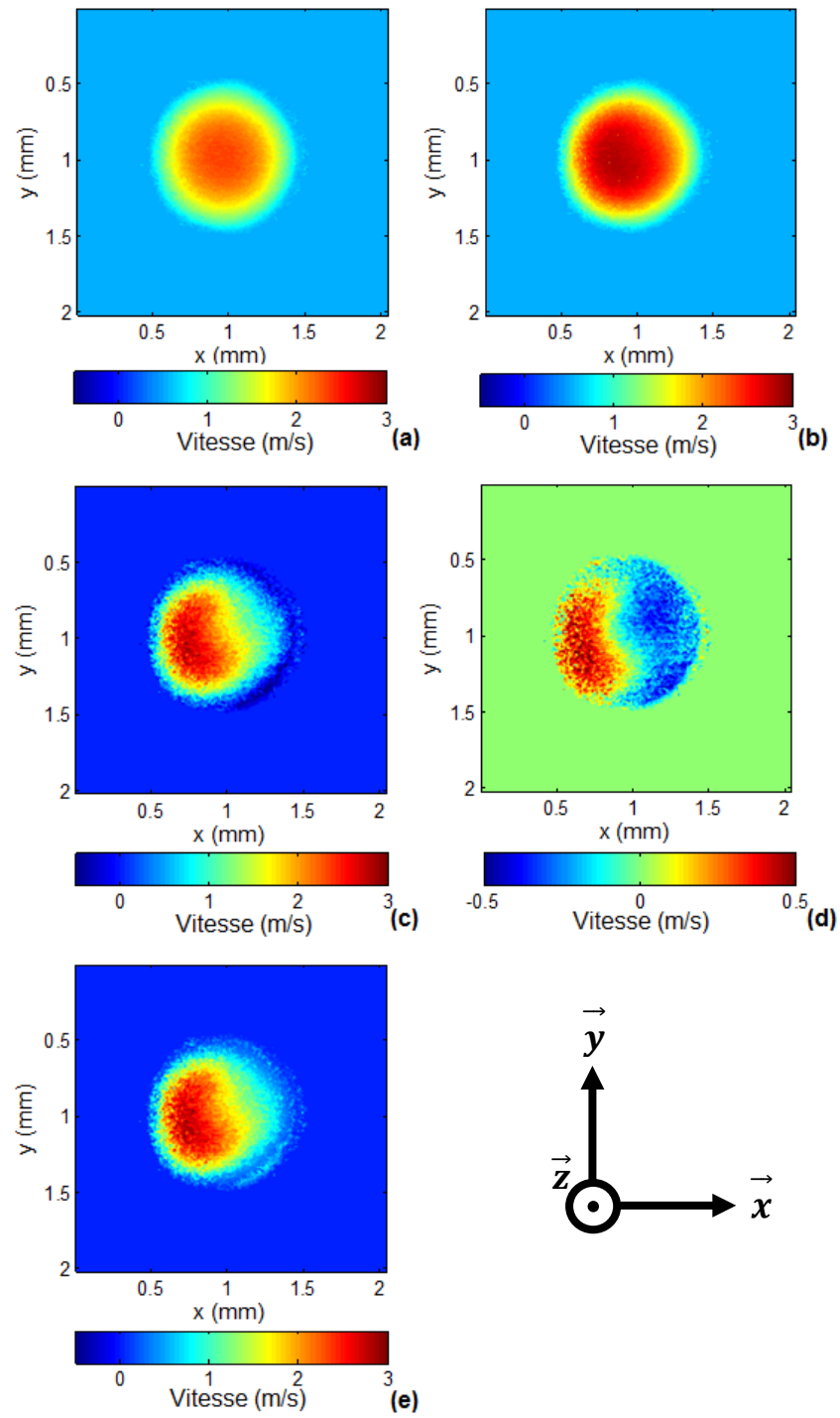


Figure 5-3 : Composantes vectorielles des vitesses d'une section de tube en présence d'un écoulement rapide. (a) : Mesure scalaire 1. (b) : Mesure scalaire 2. (c) : Composante selon \vec{z} . (d) : Composante selon \vec{x} . (e) : Norme.

La reconstruction vectorielle de la figure 5-4 explique ce qui se passe : l'écoulement converge vers la zone de plus forte vitesse. Si l'on intègre la composante selon \vec{x} sur tout le profil, ce que facilite la suppression de l'extérieur de l'écoulement à l'aide de l'algorithme de détection de frontière, on voit que la valeur obtenue est très proche de zéro à l'échelle de la précision du système : le rapport des moyennes de la composante selon \vec{x} sur celle selon \vec{z} est d'environ 3%. Cela reste cohérent avec la conservation du débit, car il n'y a pas de fuite selon \vec{x} . On peut d'ailleurs supposer que si l'on venait imager selon \vec{y} , on obtiendrait le même type de résultats et on verrait la convergence se faire en trois dimensions.

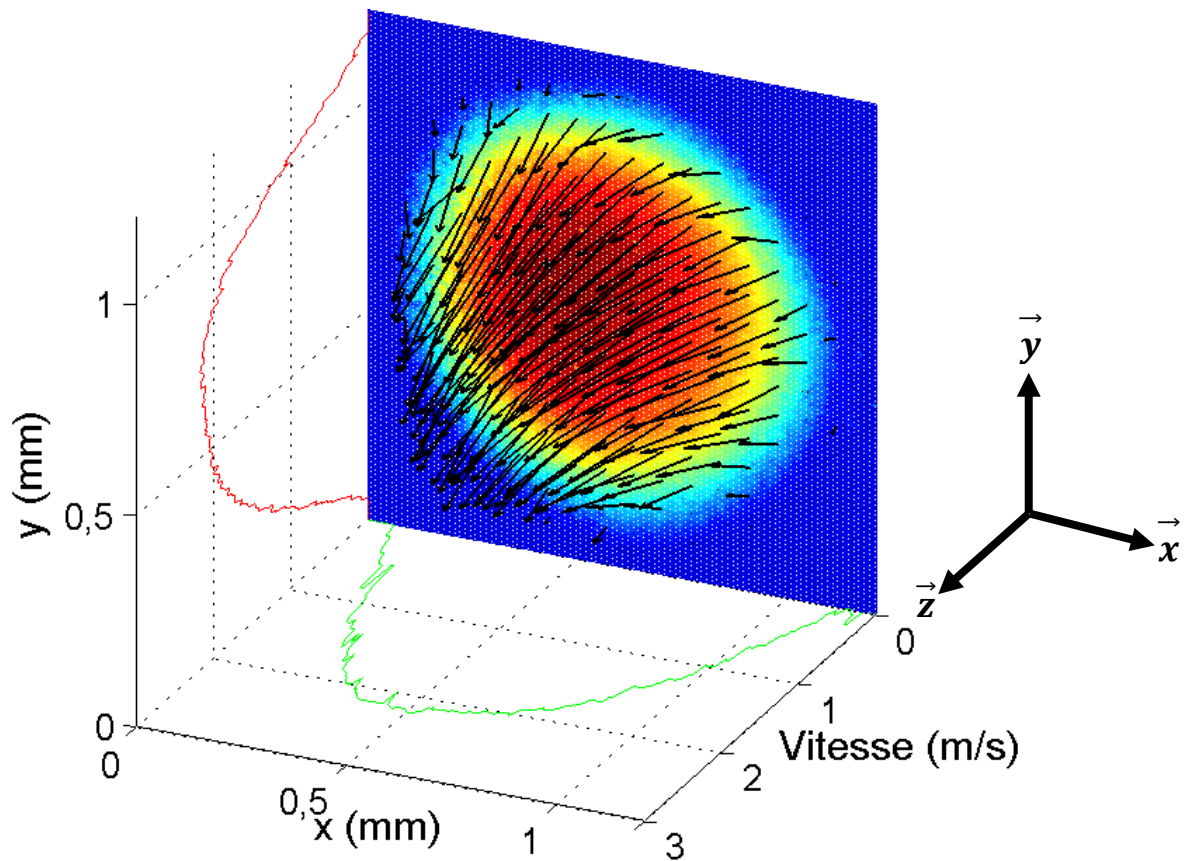


Figure 5-4 : Image vectorielle des vitesses d'une section de tube en présence d'un écoulement rapide.

Cet effet pouvait difficilement être prédit à partir des seules images scalaires et illustre l'apparition des turbulences à vitesses élevées. Notre système montre ainsi sa capacité à correctement imager ces écoulements rapides et turbulents, y compris avec la reconstruction vectorielle.

On peut continuer à augmenter la vitesse pour voir s'accroître l'effet des turbulences. La figure 5-5 présente un profil issu d'un écoulement très rapide, toujours dans le tube cylindrique précédemment utilisé :

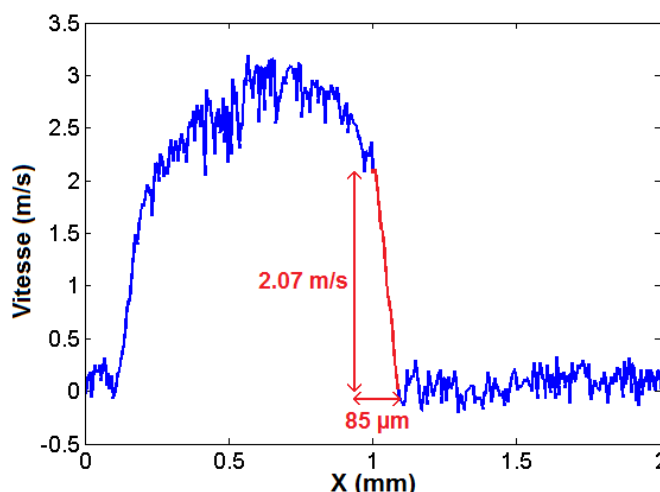


Figure 5-5 : Ligne-A d'un diamètre d'un cylindre en présence d'un écoulement rapide.

On constate un aplatissement du profil, signe caractéristique du passage en régime turbulent [39], déjà légèrement visible sur les profils unidimensionnels de la figure 5-4. De très importants gradients se développent près des parois du tube. On peut voir sur la paroi la plus proche de la lumière incidente (à droite sur la figure 5-5) un passage de 0 à 2.07 m/s en seulement 85 μm . Pour un OCT Doppler utilisant la phase, même avec un taux de répétition très élevé, de 100 000 lignes-A par seconde par exemple, l'équation 1.7 montre que le repliement de phase a lieu dès que la vitesse dépasse 36 mm/s (on pose $\theta=35^\circ$ comme lors de notre mesure), menant à 58 sauts de phase sur ces 85 μm , rendant pratiquement impossible tout dépliement de phase [38].

5.1.3 Écoulement perturbé

Ces premières images d'écoulements turbulents furent acquises avec une géométrie très simple. Pour compléter ces tests préliminaires, et avant de passer à des géométries plus complexes représentatives de certaines zones artérielles, des images ont été effectuées au sein d'une géométrie d'écoulement non triviale.

Pour cela, nous avons fait passer le flux d'intralipide dans une aiguille biseautée insérée dans le tube horizontal où ont été relevées les images précédentes. En observant le flux à la sortie de l'aiguille, on a pu obtenir les images de la figure 5-6. Bien que les vitesses restent comparables

à celles de la figure 5-2, l'aiguille crée une perturbation des conditions aux limites de l'écoulement, ce qui cause la perte de la symétrie de révolution et favorise les effets d'inertie, facilitant ainsi le passage en régime turbulent. Le profil devient non prévisible et inhomogène, rendant très difficiles sinon inefficaces les algorithmes de dépliage de phase.

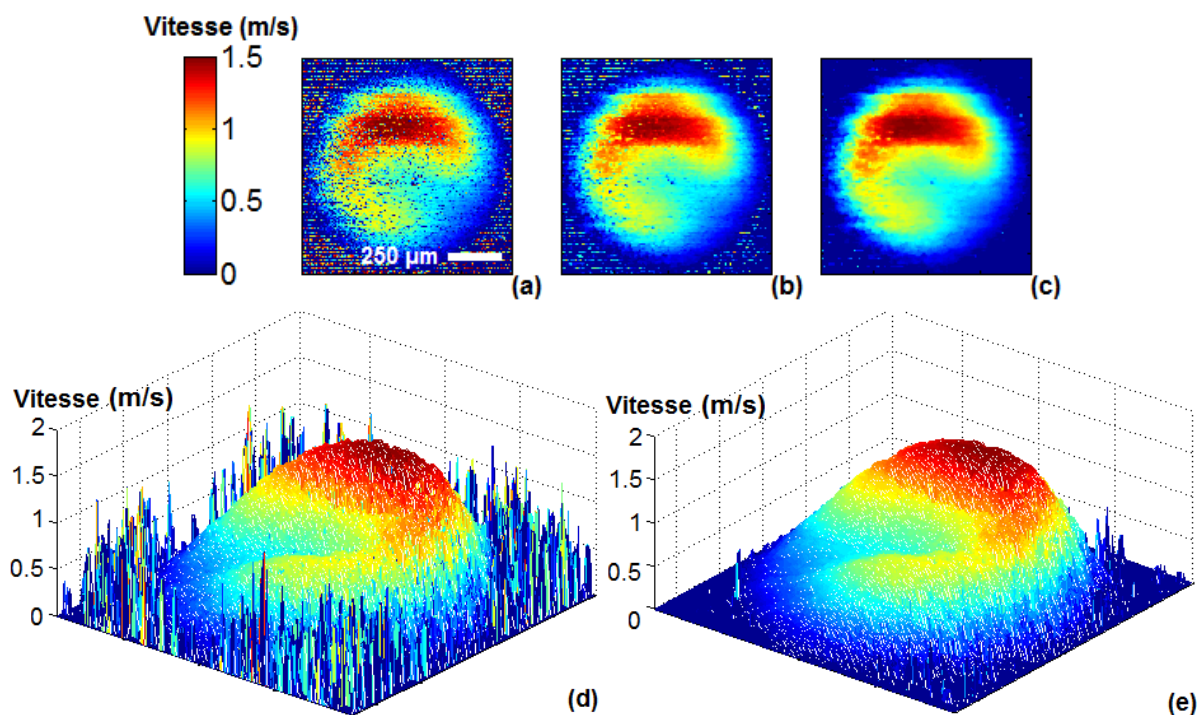


Figure 5-6 : Images OCT à la sortie d'une aiguille biseautée. (a) (b) et (c) : Images bidimensionnelles sans filtrage médian (a) puis avec des fenêtres de 3×3 (b) et 5×5 (c) pixels. (d) et (e) : Représentations tridimensionnelles des images (b) et (c).

On peut voir l'effet du filtrage médian, très efficace même avec une taille de fenêtre minimale. Ceci s'observe de manière encore plus flagrante sur des lignes-A tirées de ces images. L'asymétrie du profil de vitesses est bien visible sur les images 5-7 (d) (e) et (f), les trois autres indiquant aussi le caractère turbulent de l'écoulement de par leur profil aplati. L'efficacité du filtre médian même sous sa forme la plus réduite se voit sur les figures (b) et (e) ; par contre en (c) et (f) où la taille de la fenêtre utilisée a été augmentée, on peut voir que certaines fluctuations qui ne sont peut-être pas dues au bruit mais à l'écoulement sont réduites, ce qui invite à utiliser le filtrage médian avec prudence. Par la suite, on ne l'utilisera qu'avec une fenêtre de 3×3 pixels.

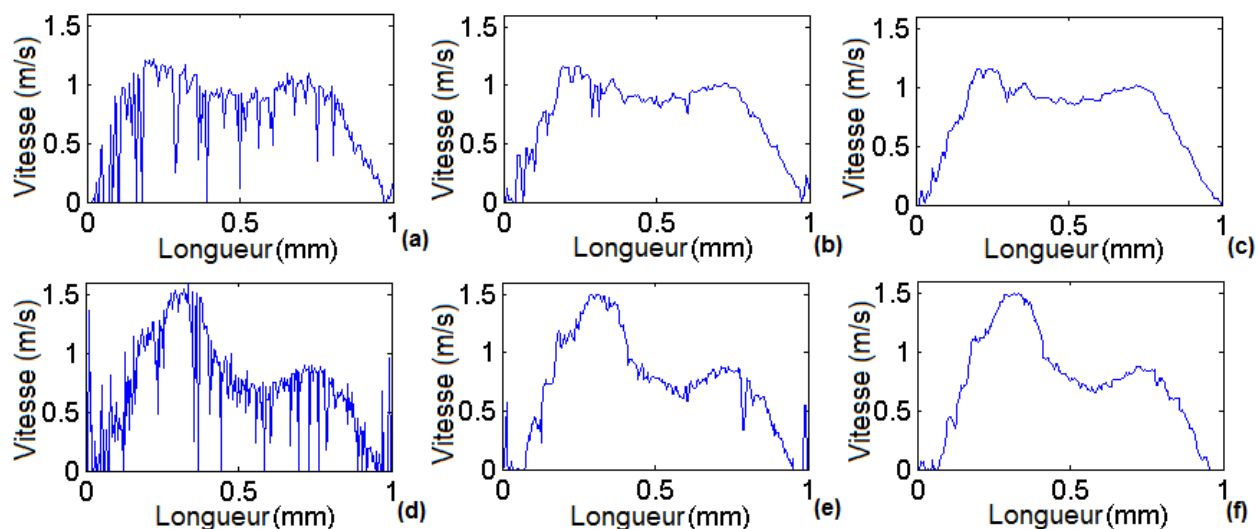


Figure 5-7 : Lignes-A prises au centre des images de la figure 5-6. (a) (b) et (c) : Coupes horizontales. (d) (e) et (f) : Coupes verticales. Les images (a) et (d) proviennent de la figure 5-6 (a), les (b) et (e) de la 5-6 (b) et les (c) et (f) de la 5-6 (c).

Cette capacité à observer sans artéfacts les turbulences ainsi que les vitesses et les gradients de vitesses élevés constitue l'un des résultats essentiels que l'on attendait de notre système. Cette capacité va être utilisée désormais pour caractériser les flux dans les fantômes d'anévrismes et de sténose présentés au chapitre 4.

5.2 Anévrismes

Cette section va présenter les images obtenues en temps réel dans les fantômes d'anévrismes présentés au chapitre 4. Les images sont « scalaires » : les vitesses affichées le sont donc en supposant que la direction des vecteurs vitesses est celle de l'axe du tube, ce qui reste une bonne approximation, car le flux est peu perturbé par l'élargissement de section, comme on va le voir.

5.2.1 Anévrisme sacciforme

Une photo prise à travers une loupe binoculaire et l'image OCT Doppler correspondante pour un débit de 0.59 mL/s sont présentées à la figure 5-8. Ce débit correspond à une vitesse moyenne de 0.93 m/s, la vitesse moyenne étant définie ici par le débit divisé par la surface dans la section non déformée par l'anévrisme. En raison de l'absorption et de la diffusion par l'émulsion d'intralipide, on perd le signal au sein du sac anévrisimal. Néanmoins le liquide n'y

présente pas de décalage Doppler, ce qu'on vérifie si l'on vient imager l'anévrisme du côté du sac, qui apparaît à la couleur de la fréquence porteuse. Le fluide y semble totalement au repos, comme le confirme le fait que l'écoulement semble demeurer au sein de la section circulaire du tube même au niveau du sac, comme si celui-ci était absent.

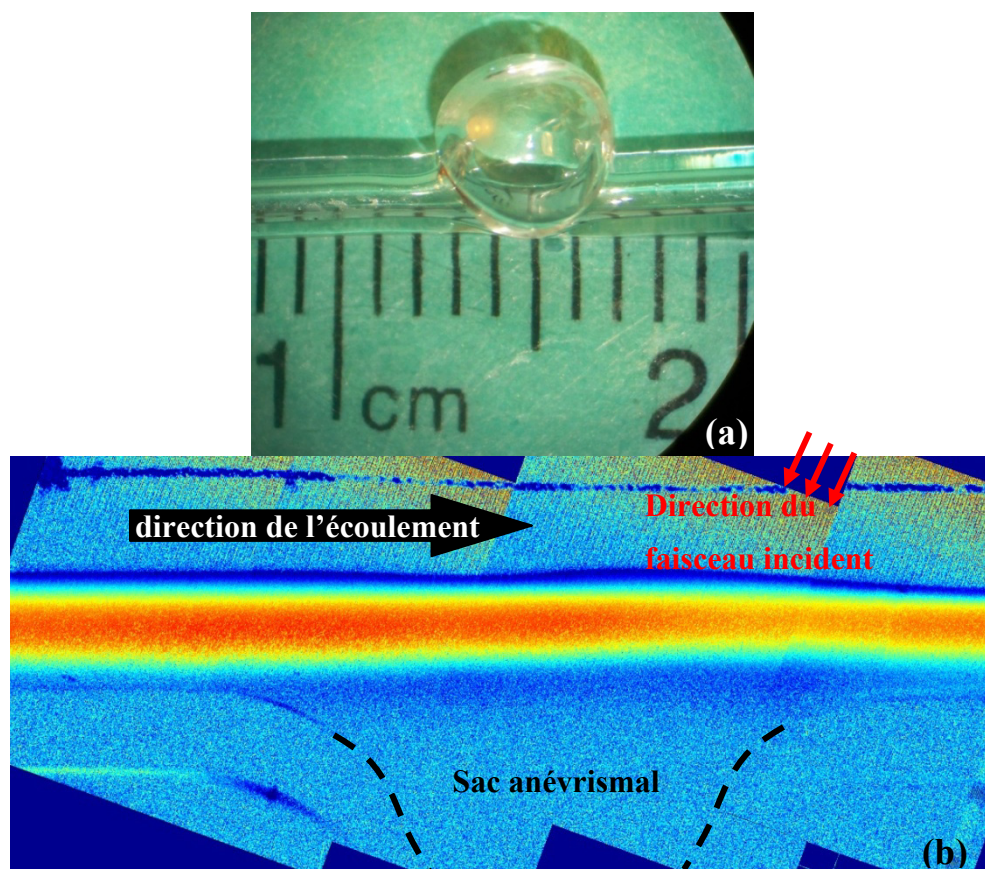


Figure 5-8 : Anévrisme sacciforme. Afin de visualiser l'ensemble d'un anévrisme ou d'une sténose, on a simplement « recollé » plusieurs images OCT à l'aide du logiciel « imageJ ».

Les vitesses atteintes dans le prolongement du tube, en face du sac anévrisimal, sont très proches de celles dans le reste du tube, malgré l'élargissement de section qui aurait pu permettre une diminution de vitesse à débit constant. Ceci est aussi observé à plus faibles débits, comme le montre la figure 5-9 représentant le début du sac anévrisimal en présence de trois débits dont le premier (image 5-9 (a)) correspond à l'image 5-8 (b) avec juste un angle d'imagerie différent :

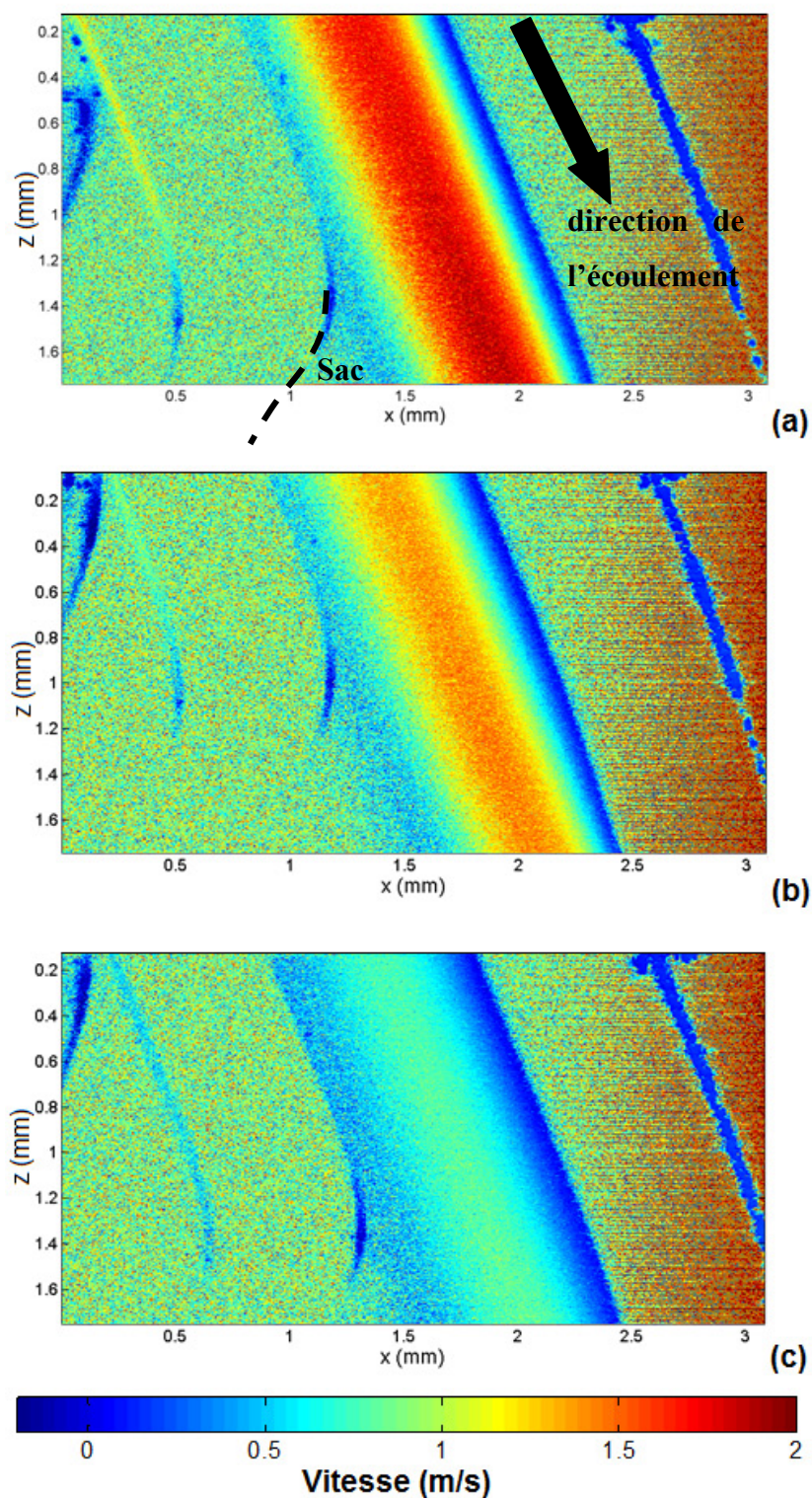


Figure 5-9 : Entrée de l'anévrisme sacciforme en présence de trois débits différents. (a) : Débit de 0.59 mL/s ou vitesse moyenne de 0.93 m/s. (b) : Débit de 0.45 mL/s ou vitesse moyenne de 0.71 m/s. (c) : Débit de 0.27 mL/s ou vitesse moyenne de 0.43 m/s.

Certes le liquide utilisé a une viscosité voisine de celle de l'eau et non de celle du sang, environ 3 fois plus élevée, mais ceci change peu les nombre de Reynolds, d'autant que le rayon du tube utilisé est 3 à 4 fois plus faible que celui des artères du polygone de Willis. Comme les vitesses moyennes sont semblables, par adimensionnalité l'écoulement observé peut être supposé relativement proche de ce qu'on pourrait observer dans les artères à la base du cerveau et ce sur une large gamme de vitesses.

Seul un élément change vraiment dans la géométrie réelle : la présence d'un collet, resserrement du sac anévrisimal au niveau de la jonction avec l'artère, que le souffleur de verre n'a malheureusement pas pu produire. Mais ce collet mènerait en toute logique à isoler encore davantage le liquide du sac du reste de l'écoulement et à favoriser encore plus la stagnation du sang dans le sac anévrisimal. On pourrait supposer que cette stagnation favoriserait la coagulation et donc l'occlusion de l'anévrisme, phénomènes n'ayant pas lieu en l'absence d'intervention médicale. On peut donc supposer qu'un très léger mouvement existe dans le sac, ne serait-ce que par diffusion au sens de la mécanique des fluides, et qu'il est suffisant pour éviter la coagulation. Une autre hypothèse suggère qu'une partie du flux pourrait tourbillonner dans le sac à des vitesses bien plus faibles que celles de l'écoulement principal ; cependant un tel phénomène n'a jamais été observé à l'aide de notre fantôme. Tout ceci montre l'intérêt d'une poursuite des expériences sur un fantôme intégrant le collet.

Ce « décollement » du flux (au sens que le profil de vitesse « décolle » des parois) sera constamment observé lors des prochaines images. Il est un signe des turbulences qui se manifestent rapidement au sein de ces géométries sur la gamme de vitesses étudiées.

Des relevés de lignes-A montrent que, même pour une vitesse moyenne de 0.93 m/s, le profil en amont de l'anévrisme est très proche de la parabole de l'écoulement de Poiseuille, avec un très léger aplatissement au sommet, qui disparaît complètement dès la mesure (b) à 0.71 m/s de vitesse moyenne. Ainsi, même à partir d'un profil apparemment laminaire, comme on l'observe en amont de l'anévrisme, les forces d'inertie l'emportent sur les frottements et l'écoulement « continue sur sa lancée », très peu perturbé par la présence du sac anévrisimal. De tels faits dépassent le modèle laminaire, ce qui justifie l'absolue nécessité de recourir à de vraies mesures comme celles que nous avons menées par OCT Doppler.

5.2.2 Anévrisme fusiforme

La figure 5-10 est analogue à la 5-8 :

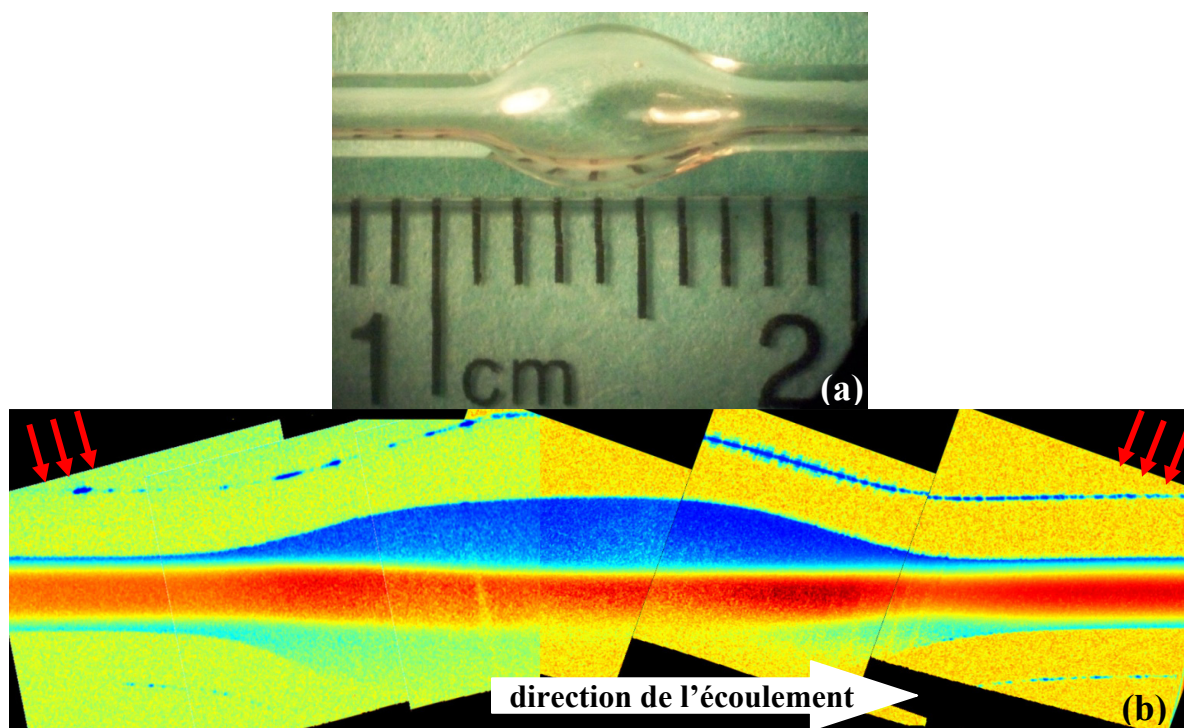


Figure 5-10 : Anévrisme fusiforme. Les flèches rouges représentent les deux directions des faisceaux incidents lors de l'imagerie.

Pour les images de l'anévrisme sacciforme, il n'était pas nécessaire d'effectuer les corrections des phénomènes de réfraction, car on venait imager par le côté « plat » de l'anévrisme, malgré quelques légères boursouflures en sortie du sac anévrisimal. Pour l'anévrisme fusiforme, ces corrections ont été effectuées pour la figure 5-10 (b). Comme on l'a vu précédemment, l'angle entre la lumière incidente et l'axe du tube approchait les 90° à l'entrée ou à la sortie de l'anévrisme, selon la valeur de l'angle global d'imagerie. Ainsi, le flux semblait disparaître dans cette zone amont ou aval, car les décalages Doppler devenaient trop faibles et se retrouvaient noyés dans le bruit. Même avec la correction de l'algorithme, on retrouvait difficilement les bonnes valeurs de vitesses dans cette zone. C'est pour cela que l'image 5-10 (b) a été reconstruite à partir d'images OCT prises à deux angles différents. On a ainsi pu y corriger les distorsions liées à la réfraction, même si cette correction n'est pas idéale. C'est pour cela que peu avant la sortie de l'anévrisme une zone de vitesses apparemment plus élevée subsiste malgré la correction.

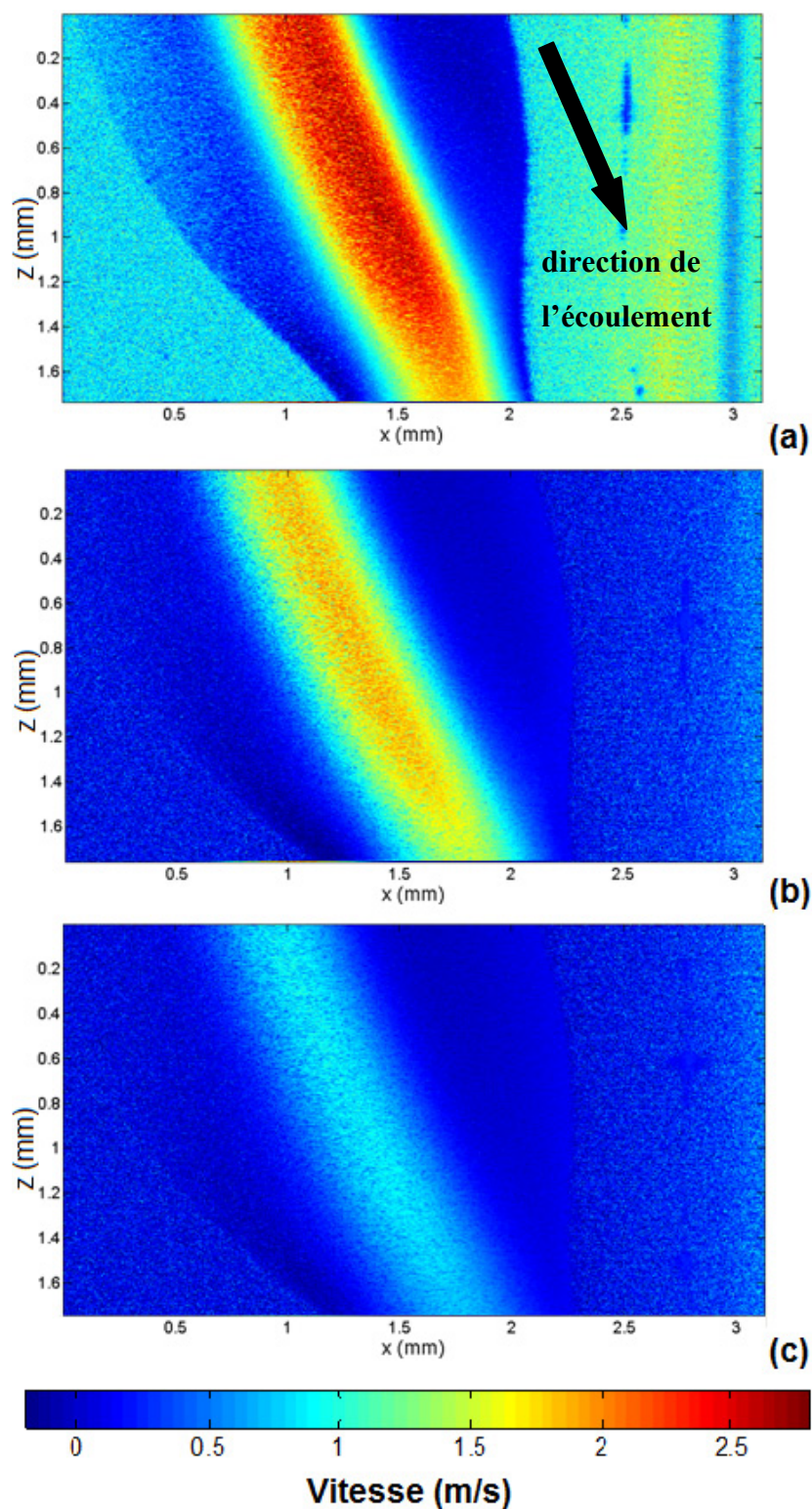


Figure 5-11 : Sortie de l'anévrisme fusiforme en présence de trois débits différents. (a) : Débit de 0.88 mL/s ou vitesse moyenne de 1.38 m/s. (b) : Débit de 0.60 mL/s ou vitesse moyenne de 0.94 m/s. (c) : Débit de 0.35 mL/s ou vitesse moyenne de 0.54 m/s.

Cette image reconstruite montre que le décollement du flux est encore plus frappant, comme on le voit encore mieux sur la figure 5-11 où l'écoulement reste concentré dans le centre de l'anévrisme et le liquide près des parois gonflées reste immobile, même à faible débit. Malgré l'élargissement progressif de la section, le liquide conserve par inertie le profil de vitesses qui était le sien à l'amont du tube. On obtient de larges zones de stagnation du liquide le long des parois, comme dans le sac du fantôme de l'anévrisme sacciforme. Les effets d'inertie semblent donc toujours prédominants.

5.3 Sténose

5.3.1 Images scalaires

Comme pour les anévrismes, on observe le décollement, mais cette fois-ci en aval de la distorsion géométrique :

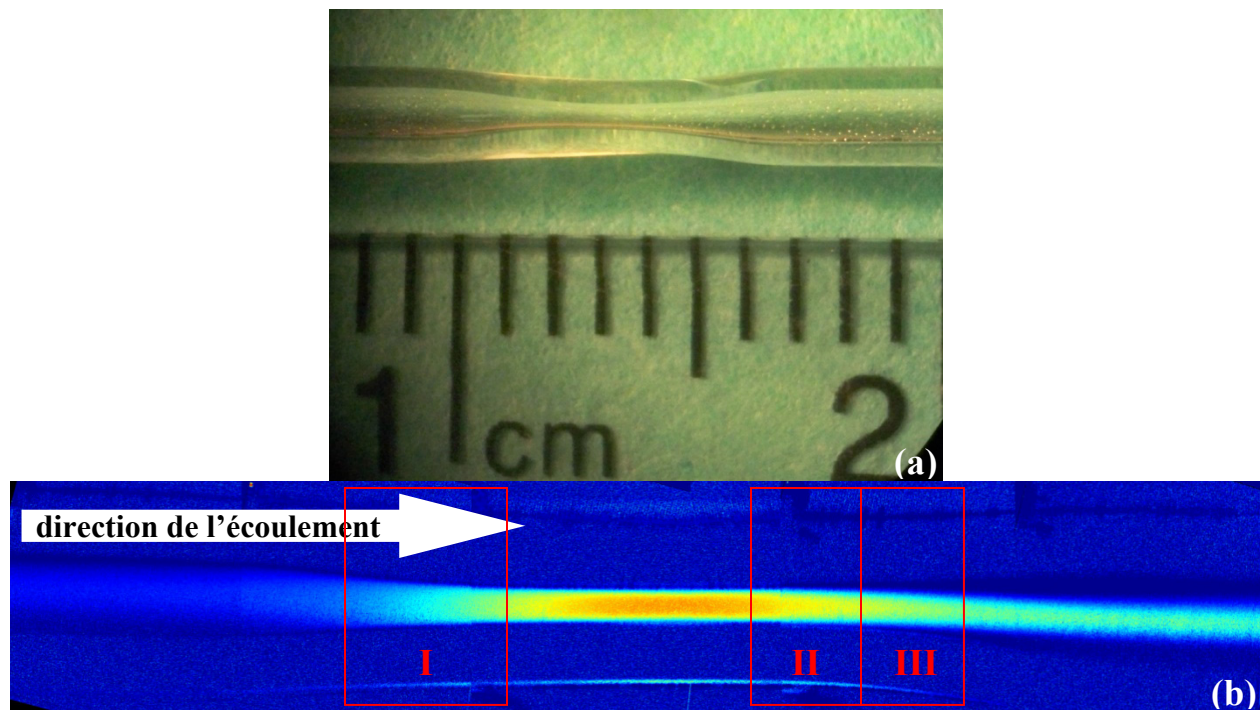


Figure 5-12 : Sténose.

La figure 5-12 montre qu'alors que l'écoulement reste parabolique en amont de la sténose, il occupe une plus petite section au sein de la sténose et les vitesses augmentent en conséquence, car le débit reste constant. Puis, en aval, l'écoulement n'occupe plus toute la section disponible

mais uniquement le centre du tube. L'écoulement met plusieurs centimètres de tube avant de « raccrocher » les parois, laissant une large zone de liquide presque immobile le long de celles-ci.

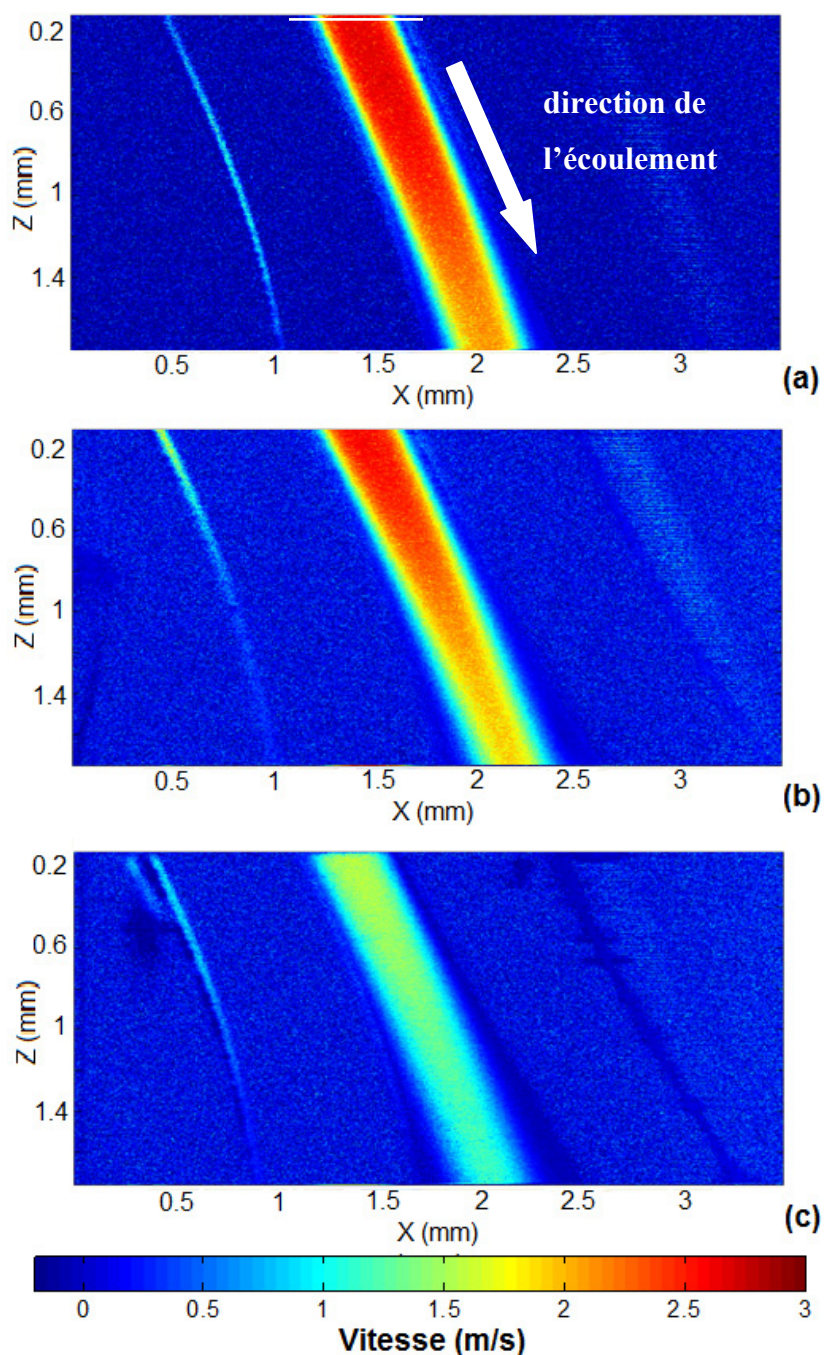


Figure 5-13 : Sortie de la sténose en présence de trois débits différents. (a) : Débit de 0.23 mL/s (vitesse moyenne de 0.36 m/s). (b) : Débit de 0.20 mL/s (vitesse moyenne de 0.32 m/s). (c) : Débit de 0.13 mL/s (vitesse moyenne de 0.21m/s). le trait blanc sur la figure (a) indique la ligne- A montrée à la figure 5-14. Les images correspondent à la zone II-III de la figure 5-12.

Les débits sont bien plus faibles que précédemment pour des positions identiques des réservoirs, preuve que la sténose offre une grande résistance à l'écoulement. Cela mène à des vitesses moyennes plus faibles, autour de 20 à 30 cm/s, dans la partie non déformée du tube. Comme la section centrale de la sténose a un diamètre d'environ 440 μm , au lieu de 900 μm pour le reste du tube, les vitesses y atteignent 8 fois les valeurs des vitesses moyennes pour les écoulements pseudo-laminaires. Ce facteur 8 provient du fait que les vitesses maximales sont le double des vitesses moyennes pour les écoulements laminaires et qu'à débit constant, une réduction d'un facteur 2 du rayon mène à un quadruplement de la vitesse. Ce facteur est légèrement inférieur en régime turbulent, en raison de l'aplatissement des profils paraboliques.

On observe sur la figure 5-13 que les rapports entre la vitesse maximale atteinte au milieu de la sténose et la vitesse moyenne dans la section normale du tube sont respectivement de 7.2 pour la (a), 8.1 pour la (b) et 8.3 pour la (c). Le facteur obtenu théoriquement pour des écoulements laminaires et une réduction de diamètre de 900 à 440 μm est de 8.37. Ceci s'explique par un effet « bouchon » : lorsque les vitesses deviennent très élevées, le profil parabolique s'aplatit, comme énoncé précédemment, et les vitesses maximales atteintes au centre de la sténose n'augmentent plus proportionnellement au débit lorsqu'on accroît celui-ci. Mais en forçant le débit on a tout de même pu pousser les vitesses à des valeurs très élevées et obtenir au centre de la sténose des vitesses dépassant les 4.2 m/s. Dans cette situation, le rapport de cette vitesse sur la vitesse moyenne calculée à partir du débit ne dépassait pas 5.6. Ce type de profil « bouchon » est montré à la figure 5-14, ligne-A extraite de la figure 4-12 (a) (là où est tracé le trait blanc).

On y observe non seulement de fortes vitesses mais surtout de très grands gradients de vitesses au niveau des parois, gradients renforcés par l'aplatissement du sommet du profil de vitesses. Or, ces vitesses et gradients très élevés se développent à partir de vitesses moyennes, ou, ce qui revient au même, de débits représentatifs du corps humain. Ceci montre la pertinence de l'emploi de notre appareil OCT Doppler pour les sténoses en particulier. Il est en effet le seul système capable à notre connaissance d'imager ces vitesses, gradients de vitesses et turbulences sans artéfacts et avec une telle résolution spatiale.

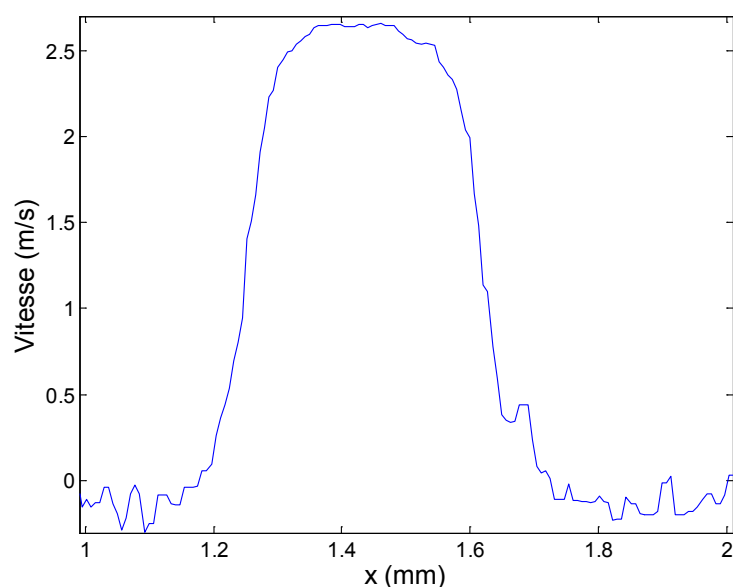


Figure 5-14 : Ligne-A acquise au centre de la sténose, en présence de l'écoulement montré à la figure 5-13 (a).

5.3.2 Cartes de vitesses vectorielles dans le fantôme de sténose

L'étude des cartes vectorielles s'est révélée particulièrement pertinente dans le cas du fantôme de sténose. En effet, les vitesses et turbulences importantes qui s'y développent y créent des variations importantes des directions des vecteurs vitesses au niveau de la sortie de la sténose. Or ces effets ne sont visibles que si l'on reconstruit une à une les composantes vectorielles des vitesses. Par ailleurs, la faible épaisseur du fantôme de sténose a permis de reconstruire les vecteurs sur toute la section du tube, sans que le bruit lié à l'absorption et à la diffusion perturbe trop cette reconstruction. Les cartes en sont d'autant plus complètes et intéressantes. Enfin, le parallélisme des parois air/pyrex et pyrex/liquide permet de corriger l'angle ξ correctement, ce qui assure l'absence d'artefacts liés à la variation de l'angle d'imagerie dans les cartes de vitesses au sein de la sténose.

Comme on l'a expliqué auparavant, l'invariance par translation n'a plus lieu pour la sténose. Il est donc très important de bien superposer les deux images scalaires lors de la reconstruction vectorielle. Pour cela, les images transversales doivent subir une rotation après leur recalage en dimensions spatiales. Pour que les vecteurs vitesses soient cohérents avec l'affichage spatial, les images scalaires sont tournées de sorte que l'axe du tube corresponde à l'axe X ou Y des images MATLAB produites. L'algorithme de détection de frontière se révèle

d'une grande aide pour déterminer l'angle exact de rotation, puisqu'après interpolation de la frontière par un polynôme, on a accès à son orientation. En prenant l'angle que forme la frontière avec le repère local en amont ou en aval de la sténose, là où la frontière est parallèle à l'axe du fantôme, on peut obtenir une mesure précise de la rotation à appliquer.

Il faut ensuite faire subir une translation à l'une des images pour la faire coïncider avec l'autre. Comme les frontières ne sont pas toujours faciles à manipuler, on a placé le long des tubes des repères, à l'aide d'un fil métallique très fin, qui permettent d'assurer un bon recalage. Ces précautions sont indispensables, car une superposition approximative risque de produire des artéfacts menant à de fausses interprétations, comme l'apparition de vortex qui n'existent pas. Ces faux vortex, couramment observés, sont l'un des effets d'une mauvaise rotation. Mais le fait que de tels vortex ne se refermaient pas nous a permis de constater qu'il s'agissait d'un artéfact.

Après application du tenseur de rotation, un bon moyen de vérification de la justesse de la reconstruction, dans le cas des écoulements orientés selon une direction principale (ce qui est le cas pour la sténose), est de vérifier la valeur de la norme des vecteurs obtenus, qui doit être proche des vitesses projetées scalairement et de la composante principale de la vitesse. L'autre composante doit rester relativement faible et son intégrale sur chaque section de la sténose doit être proche de zéro par conservation du débit. La section de la sténose correspond ici aux lignes selon la direction \vec{x} , mais ce ne sont plus des lignes-A puisqu'il y a eu rotation.

La reconstruction montrée à la figure 5-15 vérifie ces points. On y observe une légère asymétrie à l'amont de l'écoulement, qui lors de la reconstruction vectorielle va se révéler cohérente : c'est tout simplement le signe de la convergence du flux en amont de la sténose lorsque la section se rétrécit, comme on le voit sur l'image 5-16 (a) et surtout sur l'agrandissement montré sur l'image 5-16 (b).

Ces vérifications ont été systématiquement effectuées lors de la construction des images le long de la sténose, telles que montrées ci-dessous. L'algorithme permettant d'obtenir ces images est donné en annexe 3.

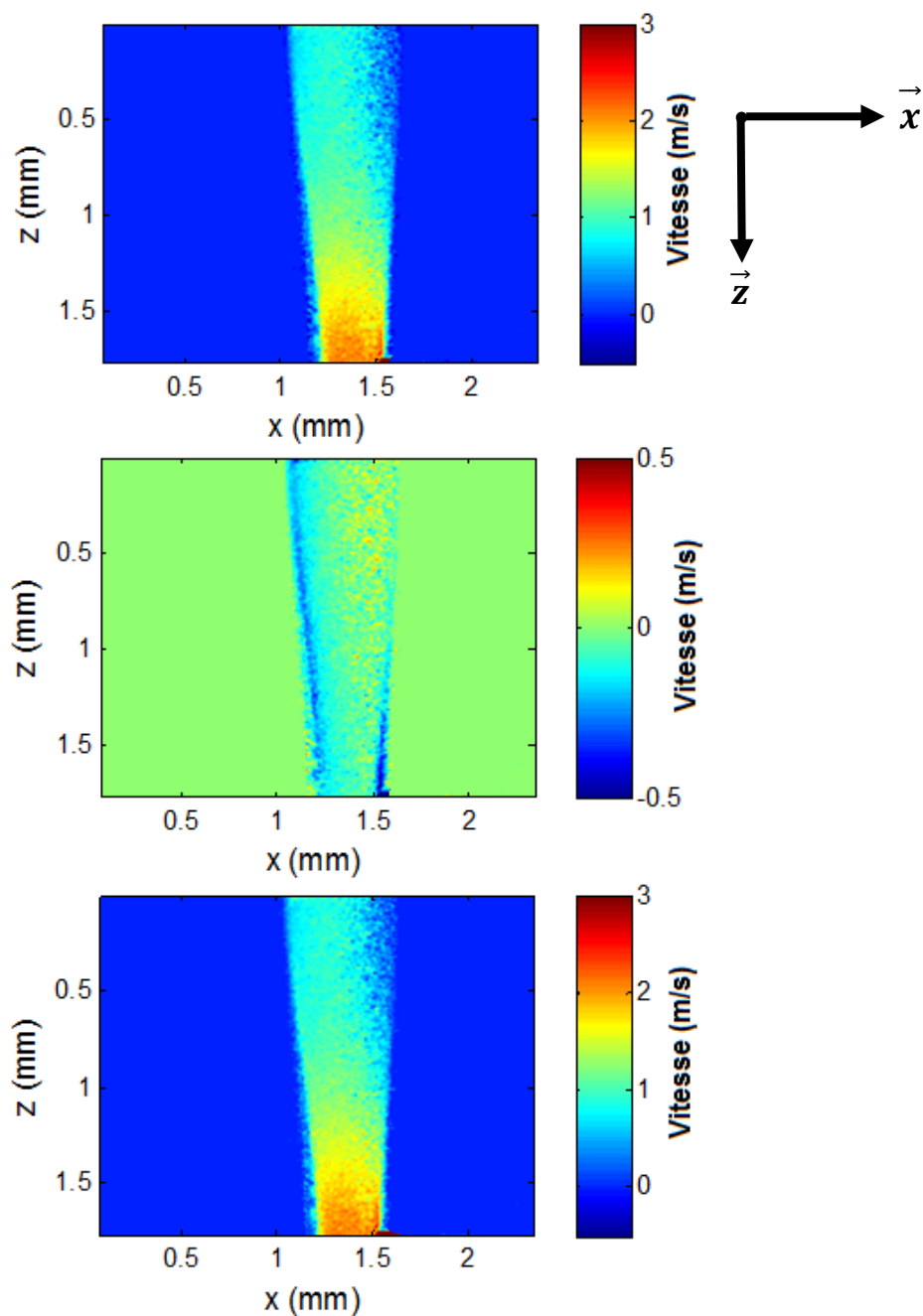


Figure 5-15 : Composantes vectorielles des vitesses dans une sténose. (a) : Composante selon \vec{z} . (b) : Composante selon \vec{x} . (c) : Norme. Note 1 : cette image correspond à la zone I de la figure 5-12 en présence de l'écoulement de vitesse moyenne valant 0.36 m/s. Note 2 : pour faire correspondre les directions des vecteurs vitesses à la carte mais aussi pour faciliter la détection de contour les images ont été retournées. Ainsi, la lumière provient pour ces figures et les suivantes de la « gauche », ou plus précisément d'en-haut à gauche à cause de la rotation, et la zone la plus bruitée est donc désormais à droite.

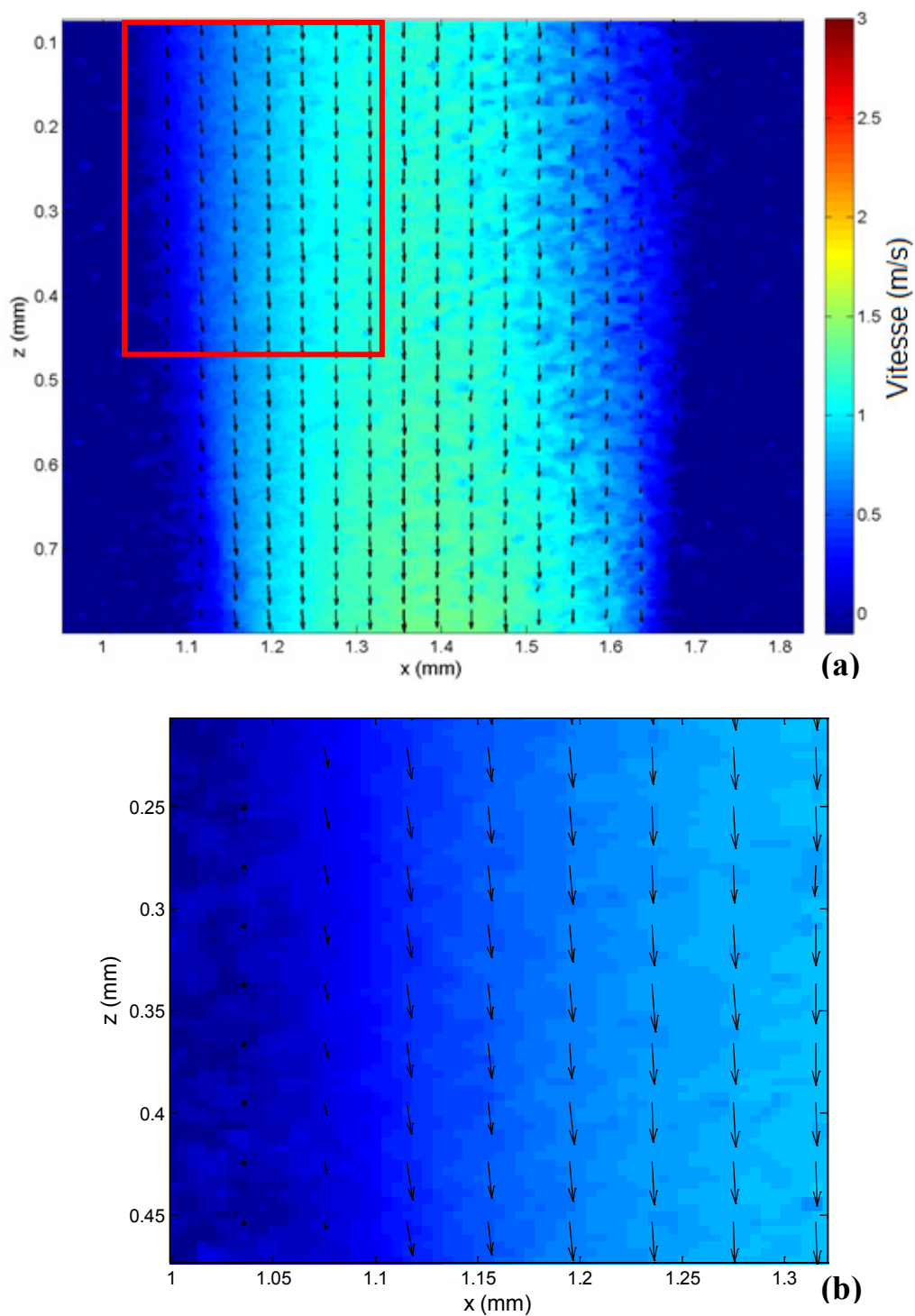


Figure 5-16 : Vecteurs en amont de la sténose. L'image en fond est la norme des vecteurs. L'image (b) est un agrandissement du cadre rouge de l'image (a). L'image (a) correspond à la moitié supérieure de la figure 5-15 en présence du même écoulement.

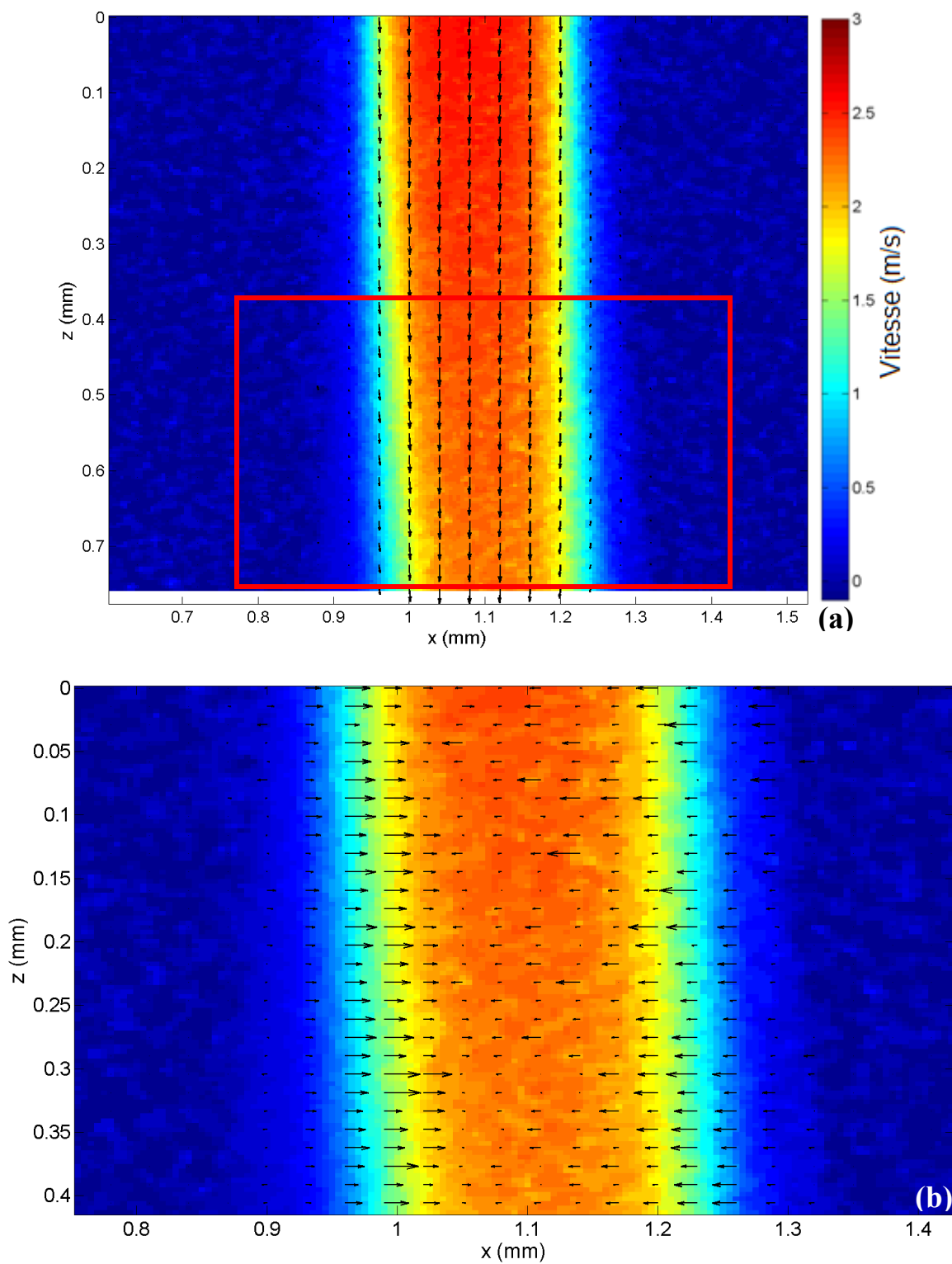


Figure 5-17 : Vecteurs en centre-aval de la sténose. L'image (a) correspond à la zone II de la figure 5-12 en présence de l'écoulement de vitesse moyenne valant 0.36 m/s. L'image (b) est un

agrandissement du cadre rouge de l'image (a) obtenue en annulant la composante de la vitesse selon la direction \vec{z} .

Après la zone de la figure 5-16, où les vecteurs suivent toujours globalement le profil parabolique, même si la convergence du flux fait changer leur sens le long de la direction \vec{x} , on observe le profil bouchon jusqu'au moment où la section s'élargit à nouveau, en aval de la sténose. En effet l'amplitude des vecteurs est assez constante le long de la section du tube lorsqu'il devient plus étroit, ce qui implique de forts gradients près des parois tels qu'on les a observés sur les lignes-A scalaires comme à la figure 5-14.

La figure 5-17 montre toujours ce profil bouchon mais révèle un autre phénomène particulièrement intéressant qui se produit à l'aval de la sténose, là où la section commence à s'élargir à nouveau. On avait constaté sur les images scalaires qu'une zone de vitesses quasi-nulles existait le long des parois et on avait supposé que ce phénomène était dû à la prédominance des forces d'inertie sur les forces visqueuses. L'image vectorielle vient fortement confirmer cette hypothèse, car on observe dans la zone où la section commence à se ré-élargir que les vecteurs vitesses continuent à converger, c'est-à-dire que le fluide va encore vers le centre du tube, sur quelques centaines de micromètres, comme le montre l'image 5-17 (b).

Comme la composante selon \vec{z} est très faible devant celle selon \vec{x} , on a affiché uniquement cette composante sur l'image 5-17 (b) afin de voir la convergence du flux en aval de la sténose. On voit qu'à gauche les flèches vont vers la droite et qu'à droite elles vont vers la gauche, mais qu'au centre la composante selon \vec{z} est presque nulle.

À vitesse élevée, le flux va mettre plusieurs mm voire cm avant de raccrocher aux parois. La convergence s'annule au bout de quelques centaines de μm , et on observe alors une longue zone où la composante selon \vec{z} est presque nulle. Le fait que le flux s'élargisse à nouveau suggère que l'écoulement doit diverger, mais cela se fait si lentement que l'on n'observe pas cette divergence sur la composante selon \vec{z} .

Mais à vitesse plus faible, on observe la divergence bien plus rapidement, dès la zone III de la figure 5-12 :

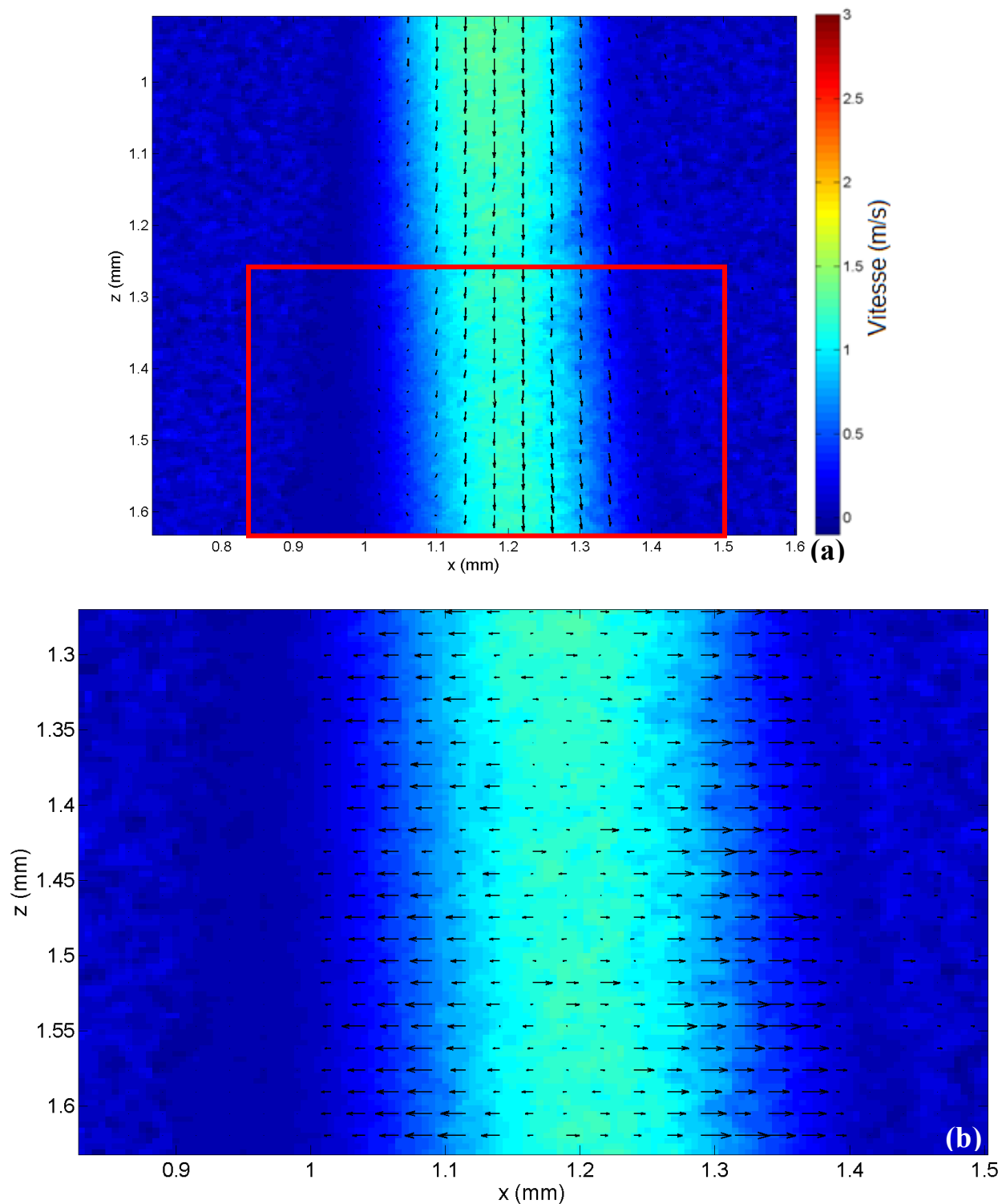


Figure 5-18 : Vecteurs en aval de la sténose. L'image (a) correspond à la zone III de la figure 5-12 en présence de l'écoulement de vitesse moyenne valant 0.21 m/s. L'image (b) est un agrandissement du cadre rouge de l'image (a) obtenue en annulant la composante de la vitesse selon la direction \vec{z} .

On voit sur la figure 5-18 que juste après la sténose l'écoulement diverge pour se raccrocher aux parois. Ce résultat est plus en accord avec le modèle laminaire, puisqu'à plus faibles vitesses les effets d'inertie doivent moins se faire sentir, le nombre de Reynolds diminuant. Mais l'écoulement reste turbulent : des zones de stagnation demeurent le long des parois et la divergence ne se fait qu'à plusieurs centaines de μm en aval du centre de la sténose, bien après que la section ait commencé à s'élargir à nouveau. Cet effet de la vitesse vient confirmer l'hypothèse émise ci-dessus selon laquelle c'est l'inertie qui vient causer la stagnation le long des parois, hypothèse déjà renforcée par l'observation de la convergence des vecteurs vitesses en aval de la sténose à haute vitesse.

Ainsi, on peut supposer que plus la vitesse est basse, plus la zone en aval du resserrement maximal de section où la vitesse continue à converger est courte, et plus la zone où les vecteurs se remettent à diverger arrive rapidement.

Avoir lié ce phénomène à l'inertie et avoir observé l'effet de la vitesse est très utile pour avoir une idée de ce qu'il se passerait pour un écoulement sanguin réel. En effet la viscosité y est environ 3 fois plus élevée ; mais les débits ou vitesses moyennes peuvent varier fortement selon la sévérité de la sténose, menant à des nombres de Reynolds comparables voire plus élevés que ceux de nos écoulements simulés. On peut donc affirmer avec bien plus de poids que précédemment (i.e. lors de l'étude des images scalaires) que l'adimensionnalité fonctionne pour nos simulations, même si la confirmation par imagerie *in-vivo* reste irremplaçable en termes de force argumentative, ce qui en fait l'une des pistes privilégiées de la suite de ce travail, bien que complexe au niveau de la mise en œuvre.

CONCLUSION

Notre OCT Doppler constitue un nouvel outil pour l'étude des hautes vitesses dans les flux sanguins, notamment ceux de la base du cerveau. Cet instrument, agrégeant des technologies existantes et nouvelles avec une méthode originale et un code écrit sur-mesure, comble un vide laissé par les autres OCT Doppler. En ce sens, notre appareil, unique en son genre, leur est complémentaire : à précision relative comparable, notre OCT est capable d'explorer les plus hautes vitesses pouvant exister dans le corps humain.

Étudier ces écoulements revêt un intérêt médical important : l'un des lieux où ils peuvent se développer, à proximité du polygone de Willis, est l'une des zones privilégiées de développement des anévrismes et sténoses. Or l'étude des écoulements dans ces géométries a été peu abordée avec l'OCT Doppler, alors que cet outil semble tout adapté à leur caractérisation et que les méthodes jusqu'ici employées étaient soit peu résolues, comme c'est le cas pour l'échographie Doppler, soit indirectes, dans le cas des relevés topologiques suivis de simulations d'écoulements par éléments finis. Avoir créé un OCT Doppler « sur mesure » pour les écoulements rapides a ainsi permis l'obtention de données inédites.

En premier lieu, on a pu mettre en évidence l'importance de distorsions souvent ignorées en OCT et OCT Doppler. L'observation de ces artéfacts nous a poussés à développer une méthodologie de mesure et de traitement d'images soignée et exhaustive. Le système et cette méthode ont été caractérisés à toutes les étapes de leur fonctionnement, pour s'affranchir du plus d'artéfacts possibles et informer l'utilisateur des limites du processus d'imagerie en vue d'éviter tout biais d'interprétation.

Avec l'assurance donnée par toutes ces vérifications, on a pu établir la réalité d'un phénomène important observé lors des mesures : les turbulences et en particulier les effets d'inertie, importants à haute vitesse, créent un décollement des profils de vitesses par rapport aux parois artérielles lorsque leur section s'élargit, en présence d'un anévrisme mais aussi en aval d'une sténose.

Certaines publications [53, 55, 56, 58] ont mis en évidence le caractère déterminant de la contrainte de cisaillement pariétale sur la déformation des parois artérielles. Or, une zone de stagnation du liquide le long des parois (telle qu'observée et analysée au chapitre 5) implique une

contrainte de cisaillement pariétale nulle dans le sac d'un anévrisme sacciforme, au centre du fuseau d'un anévrisme fusiforme et à la zone juste en aval d'une sténose. Selon ces publications, les cellules endothéliales tapissant les parois semblent avoir besoin d'une contrainte de cisaillement pariétale bien déterminée, *a priori* celle correspondant au régime laminaire, pour fonctionner correctement. La raison de ce besoin n'est pas encore définitivement établie. Des hypothèses sur des mécano-récepteurs spécifiques ou une activation des canaux potassiques par cisaillement ont notamment été évoquées [58]. Lorsque ces conditions de contrainte ne sont pas remplies on observe des remodelages pathologiques de la couche endothéliale. En particulier l'article [53] semble indiquer que dans les régions de faible cisaillement des anévrismes sacciformes, il y a prolifération endothéliale, hyperproduction d'agents vasoconstricteurs et inflammatoires voire apoptose, fragilisant d'autant plus la paroi artérielle et favorisant *in fine* la croissance de l'anévrisme et donc la probabilité de sa rupture.

Ces considérations jettent une nouvelle lumière sur nos résultats et soulignent leur importance. Les larges zones de stagnation de liquide découvertes sont en accord avec les observations effectuées sur les anévrismes sacciformes dans ces publications, mais pourraient aussi expliquer la tendance à la dilatation des anévrismes fusiformes. Quant aux sténoses, l'existence de la zone de stagnation à l'aval offre de nouvelles perspectives sur la compréhension des modifications de la paroi artérielle en leur présence, notamment en ce qui concerne les facteurs favorisant la croissance et le détachement de la plaque athéromateuse. Cette zone de stagnation favorise-t-elle le dépôt? La paroi s'y dégrade-t-elle, favorisant le dépôt ou le détachement?

Il serait donc intéressant de poursuivre l'étude menée dans ce mémoire en se focalisant sur l'effet des turbulences observées sur les parois artérielles. Une étude en contrainte de cisaillement serait notamment pertinente, si possible en couplant notre système à un OCT Doppler plus classique, le second affinant les valeurs du premier au niveau des zones de stagnation, donc de faibles vitesses. Cette étude nécessiterait un contrôle de la géométrie des anévrismes et sténoses. Comme il est difficile à un souffleur de verre de réaliser des géométries précises aux paramètres spatiaux indépendants (longueur contre diamètre au centre d'une sténose par exemple), il faudrait disposer d'un autre moyen de réaliser les fantômes, par exemple par moulage, le défi résidant dans la petitesse des structures à réaliser. Si de plus le fantôme est

moulé dans un parallélépipède et avec un matériau d'indice proche de celui de l'eau, les distorsions créées par réfraction disparaîtraient totalement.

Cependant mouler un bloc avec des artères en creux empêcherait d'ajouter une autre composante très intéressante à l'étude des anévrismes et sténoses : l'élasticité des parois artérielles. Car les fantômes utilisés dans ce mémoire étaient rigides ; or les artères sont compliantes et suivent notamment le cycle cardiaque, le flux sanguin étant pulsé. Observer un écoulement pulsé dans un anévrisme ou une sténose compliant(e) apporterait très sûrement des informations complémentaires à ce que l'on a observé dans nos fantômes. Comme on l'a expliqué dans ce mémoire, il est possible d'utiliser notre système sur des écoulements non stationnaires, à condition de se limiter au suivi d'une ligne-A au cours du temps.

L'idéal serait bien sûr d'observer une vraie artère, si possible *in-vivo*, ce qui plaide en faveur du couplage de notre montage à un endoscope. La difficulté provient du fait que l'introduction de l'endoscope dans l'écoulement viendrait le perturber. Pour cela, il serait intéressant de venir analyser ces perturbations, afin de voir si sous certaines conditions (fibre collée contre une paroi par exemple) elles pourraient être négligeables. Ceci pourrait par exemple se faire en utilisant notre banc d'essai et en imageant l'écoulement avec l'endoscope dedans à la fois depuis l'endoscope et aussi depuis l'extérieur du fantôme d'artère.

Enfin l'appareil et les méthodes de reconstruction que nous avons développés pourraient être appliqués à d'autres écoulements. Biologiques bien sûr, comme dans une jonction artérielle, ou dans les artères coronaires, voire dans les artères majeures du corps humain si l'on se limite à la proximité des parois, mais aussi d'une autre nature, comme des écoulements industriels ou des mesures de mécanique des fluides en régime turbulent.

BIBLIOGRAPHIE

1. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," *Science* **254**, 1178-1181 (1991).
2. W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kartner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography," *Optics Letters* **24**, 1221-1223 (1999).
3. A. D. Aguirre, J. Sawinski, S.-W. Huang, C. Zhou, W. Denk, and J. G. Fujimoto, "High speed optical coherence microscopy with autofocus adjustment and a miniaturized endoscopic imaging probe," *Optics Express* **18**, 4222-4239 (2010).
4. G. J. Tearney, M. E. Brezinski, B. E. Bouma, S. A. Boppart, C. Pitvis, J. F. Southern, and J. G. Fujimoto, "In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography," *Science* **276**, 2037-2039 (1997).
5. D. Morofke, M. C. Kolios, I. A. Vitkin, and V. X. D. Yang, "Wide dynamic range detection of bidirectional flow in Doppler optical coherence tomography using a two-dimensional Kasai estimator," *Optics Letters* **32**, 253-255 (2007).
6. Z. Xu, L. Carrion, and R. Maciejko, "A zero-crossing detection method applied to Doppler OCT," *Optics Express* **16**, 4394-4412 (2008).
7. S. J. Lee, "Optical Methods in Flow Measurement," in *Handbook of Optical Metrology: Principles and Applications* (CRC Press, Boca Raton, 2008).
8. P. Browne, A. S. Ramuzat, R. Saxena, and A. P. Yoganathan, "Experimental Investigation of the Steady Flow Downstream of the St. Jude Bileaflet Heart Valve: A Comparison Between Laser Doppler Velocimetry and Particle Image Velocimetry Techniques," *Annals of Biomedical Engineering* **28**, 39-47 (2000).
9. R. Lima, Shigeo Wada, K.-i. Tsubota, and T. Yamaguchi, "Confocal micro-PIV measurements of three-dimensional profiles of cell suspension flow in a square microchannel," *Measurement Science and Technology* **17**, 797-808 (2006).
10. L. Bitsch, L. H. Olesen, C. H. Westergaard, H. Bruus, H. Klank, and J. P. Kutter, "Micro particle-image velocimetry of bead suspensions and blood flows," *Experiments in Fluids* **39**, 505-511 (2005).
11. D. A. Zimnyakov, and V. V. Tuchin, "Speckle Correlometry," in *Biomedical Photonics Handbook* (CRC Press, Boca Raton, 2003).
12. K. R. Forrester, I. C. Stewart, I. J. Tulip, C. Leonard, and R. C. Bray, "Comparison of laser speckle and laser Doppler perfusion imaging: measurement in human skin and rabbit articular tissue," *Medical and Biological Engineering and Computing* **40**, 687-697 (2002).
13. P. Zakharov, A. C. Völker, M. T. Wyss, F. Haiss, N. Calcinaghi, C. Zunzunegui, A. Buck, F. Scheffold, and B. Weber, "Dynamic laser speckle imaging of cerebral blood flow," *Optics Express* **17**, 13904-13917 (2009).

14. Z. Luo, Z. Yuan, M. Tully, Y. Pan, and C. Du, "Quantification of cocaine-induced cortical blood flow changes using laser speckle contrast imaging and Doppler optical coherence tomography," *Applied Optics* **48**, D247-D255 (2009).
15. G. E. Nilsson, E. G. Salerud, N. O. T. Strömberg, and K. Wårdell, "Laser Doppler Perfusion Monitoring and Imaging," in *Biomedical Photonics Handbook*(CRC Press, Boca Raton, 2003).
16. X. J. Wang, T. E. Milner, and J. S. Nelson, "Characterization of fluid flow velocity by optical Doppler tomography," *Optics Letters* **20**, 1337-1337 (1995).
17. Z. Chen, T. E. Milner, D. Dave, and J. S. Nelson, "Optical Doppler tomographic imaging of fluid flow velocity in highly scattering media," *Optics Letters* **22**, 64-64 (1997).
18. Z. Chen, T. E. Milner, S. Srinivas, X. Wang, A. Malekafzali, M. J. C. van Gemert, and J. S. Nelson, "Noninvasive imaging of in vivo blood flow velocity using optical Doppler tomography," *Optics Letters* **22**, 1119-1119 (1997).
19. V. X. D. Yang, M. L. Gordon, A. Mok, Y. Zhao, Z. Chen, R. S. C. Cobbold, B. C. Wilson, and I. Alex Vitkin, "Improved phase-resolved optical Doppler tomography using the Kasai velocity estimator and histogram segmentation," *Optics Communications* **208**, 209-214 (2002).
20. V. X. D. Yang, M. L. Gordon, B. Qi, J. Pekar, S. Lo, E. Seng-Yue, A. Mok, B. C. Wilson, and I. A. Vitkin, "High speed, wide velocity dynamic range Doppler optical coherence tomography (Part I): System design, signal processing, and performance," *Optics Express* **11**, 794-809 (2003).
21. R. A. Leitgeb, L. Schmetterer, C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher, F. Berisha, M. Wojtkowski, and T. Bajraszewski, "Real-time measurement of in vitro flow by Fourier-domain color Doppler optical coherence tomography," *Optics Letters* **29**, 171-173 (2004).
22. S. Yazdanfar, A. M. Rollins, and J. A. Izatt, "Imaging and velocimetry of the human retinal circulation with color Doppler optical coherence tomography," *Optics Letters* **25**, 1448-1450 (2000).
23. A. H. Bachmann, M. L. Villiger, C. Blatter, T. Lasser, and R. A. Leitgeb, "Resonant doppler flow imaging and optical vivisection of retinal blood vessels," *Optics Express* **15**, 408-422 (2007).
24. A. M. Rollins, S. Yazdanfar, R. Ung-arunyawee, and J. A. Izatt, "Real time color Doppler optical coherence tomography using an autocorrelation technique," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*(SPIE, San Jose, CA, USA, 1999), pp. 168-176.
25. B. J. Vakoc, S. H. Yun, J. F. De Boer, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Phase-resolved optical frequency domain imaging," *Optics Express* **13**, 5483-5493 (2005).
26. L. V. Wang, and H. I. Wu, "Optical Coherence Tomography," in *Biomedical optics: Principles and Imaging*, e. Wiley-Interscience, ed. (New York, 2007), pp. 181-218.
27. B. J. Vakoc, R. M. Lanning, J. A. Tyrrell, T. P. Padera, L. A. Bartlett, T. Stylianopoulos, L. L. Munn, G. J. Tearney, D. Fukumura, R. K. Jain, and B. E. Bouma, "Three-dimensional microscopy of the tumor microenvironment in vivo using optical frequency domain imaging.," *Nature Medicine* **15**, 1219-1223 (2009).

28. S. R. Chinn, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source," *Optics Letters* **22**, 340-340 (1997).
29. A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. El-Zaiat, "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry," *Optics Communications* **117**, 43-48 (1995).
30. R. Huber, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, "Buffered Fourier domain mode locking: Unidirectional swept laser sources for optical coherence tomography imaging at 370,000 lines/s," *Optics Letters* **31**, 2975-2977 (2006).
31. W. Wieser, B. R. Biedermann, T. Klein, C. M. Eigenwillig, and R. Huber, "Multimegahertz Optical Coherence Tomography: High Quality Biomedical Imaging beyond 1 Million A-Scans per Second," in *Biomedical Optics* (Optical Society of America, Miami, USA, 2010).
32. J. F. De Boer, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography," *Optics Letters* **28**, 2067-2069 (2003).
33. S. Vergnole, G. Lamouche, M. Dufour, and B. Gauthier, "Common path swept-source OCT interferometer with artifact removal," (SPIE, San Jose, CA, United states, 2008).
34. C. J. Pedersen, D. Huang, M. A. Shure, and A. M. Rollins, "Measurement of absolute flow velocity vector using dual-angle, delay-encoded Doppler optical coherence tomography," *Optics Letters* **32**, 506-508 (2007).
35. Y.-C. Ahn, W. Jung, and Z. Chen, "Quantification of a three-dimensional velocity vector using spectral-domain Doppler optical coherence tomography," *Optics Letters* **32**, 1587-1589 (2007).
36. Z. Xu, L. Carrion, and R. Maciejko, "An assessment of the Wigner distribution method in Doppler OCT," *Optics Express* **15**, 14738-14749 (2007).
37. V. Westphal, S. Yazdanfar, A. M. Rollins, and J. A. Izatt, "Real-time, high velocity-resolution color Doppler optical coherence tomography," *Optics Letters* **27**, 34-36 (2002).
38. D. C. Ghiglia, and M. D. Pritt, *Two-dimensional phase-unwrapping: theory, algorithm, and software* (Wiley-Interscience, New-York 1998).
39. D. N. Ku, "Blood flow in arteries," *Annual Review of Fluid Mechanics* **29**, 399-399 (1997).
40. F. Tranquart, J. d. Bray, B. Aesch, and Pourcelot, "Échographie Doppler des lésions athéromateuses des artères carotides " *Journal de Radiologie* **81**, 413-420 (2000).
41. M. Bonesi, D. Churmakov, and I. Meglinski, "Study of flow dynamics in complex vessels using Doppler optical coherence tomography," *Measurement Science and Technology* **18**, 3279-3286 (2007).
42. D. L. Franklin, W. Schlegel, and R. F. Rushmer, "Blood Flow Measured by Doppler Frequency Shift of Back-Scattered Ultrasound," *Science* **134**, 564 - 565 (1961).
43. R. W. A. Scarr, "Zero crossings as a means of obtaining spectral information in speech analysis," *IEEE Trans. Audio Electroacoustics* **AU-16**, 247-255 (1968).

44. G. Lamouche, C.-E. Bisailon, M. Dufour, B. Gauthier, R. Maciejko, and J.-P. Monchalain, "Optical coherence tomography for industrial and biomedical applications," in *Speckle06: Speckles, From Grains to Flowers* (SPIE, Nimes, France, 2006).
45. G. J. Tearney, B. E. Bouma, and J. G. Fujimoto, "High-speed phase- and group-delay scanning with a grating-based phase control delay line," *Optics Letters* **22**, 1811-1811 (1997).
46. A. M. Rollins, M. D. Kulkarni, S. Yazdanfar, R. Ung-Arunyawee, and J. A. Izatt, "In vivo video rate optical coherence tomography," *Optics Express* **3**, 219-229 (1998).
47. K. K. M. B. D. Silva, A. V. Zvyagin, and D. D. Sampson, "Extended range, rapid scanning optical delay line for biomedical interferometric imaging," *Electronics Letters* **35**, 1404-1406 (1999).
48. A. L. Oldenburg, J. J. Reynolds, D. L. Marks, and S. A. Boppart, "Fast-Fourier-domain delay line for in vivo optical coherence tomography with a polygonal scanner," *Applied Optics* **42**, 4606-4611 (2003).
49. M. R. Hee, "Optical Coherence Tomography : Theory," in *Handbook of Optical Coherence Tomography*, M. Dekker, ed. (N.J., 2002), pp. 41-66.
50. W. E. Thorell, M. M. Chow, R. A. Prayson, M. A. Shure, S. W. Jeon, D. Huang, E. Zeynalov, H. H. Woo, P. A. Rasmussen, A. M. Rollins, and T. J. Masaryk, "Optical coherence tomography: a new method to assess aneurysm healing.," *Journal of Neurosurgery* **102**, 348-354. (2005).
51. C. J. L. Murray, and A. D. Lopez, "Mortality by cause for eight regions of the world: Global Burden of Disease Study," *The Lancet* **349**, 1269 - 1276 (1997).
52. F. Tranquart, J. M. d. Bray, B. Aesch, and L. Pourcelot, "Échographie-Doppler des lésions athéromateuses des artères carotides," *Journal de Radiologie* **81**, 413-420 (2000).
53. L. Boussel, V. Rayz, C. McCulloch, A. Martin, G. Acevedo-Bolton, M. Lawton, R. Higashida, W. S. Smith, W. L. Young, and D. Saloner, "Aneurysm Growth Occurs at Region of Low Wall Shear Stress: Patient-Specific Correlation of Hemodynamics and Growth in a Longitudinal Study," *Stroke* **39** (2008).
54. S. Waxman, M. I. Freilich, M. J. Suter, M. Shishkov, S. Bilazarian, R. Virmani, B. E. Bouma, and G. J. Tearney, "A case of lipid core plaque progression and rupture at the edge of a coronary stent: elucidating the mechanisms of drug-eluting stent failure.," *Circulation : Cardiovascular Intervention* **3**, 193-196 (2010).
55. H. Meng, Z. Wang, Y. Hoi, L. Gao, E. Metaxa, D. D. Swartz, and J. Kolega, "Complex Hemodynamics at the Apex of an Arterial Bifurcation Induces Vascular Remodeling Resembling Cerebral Aneurysm Initiation," *Stroke* **38**, 1924-1931 (2007).
56. J. A. Lamack, H. A. Himburg, X.-M. Li, and M. H. Friedman, "Interaction of Wall Shear Stress Magnitude and Gradient in the Prediction of Arterial Macromolecular Permeability," *Annals of Biomedical Engineering* **33**, 457-464 (2005).
57. C. Graf, and J. P. Barras, "Rheological properties of human blood plasma--a comparison of measurements with three different viscometers.," *Experientia* **35**, 224-225 (1979).

58. Y. Tardy, N. Resnick, T. Nagel, M. A. Gimbrone, and C. F. Dewey, "Shear Stress Gradients Remodel Endothelial Monolayers in Vitro via a Cell Proliferation-Migration-Loss Cycle," *Arteriosclerosis, Thrombosis, and Vascular Biology*. **17**, 3102-3106 (1997).

ANNEXE 1 Liste des vérifications à effectuer pour le protocole expérimental

AVANT L'EXPÉRIENCE	Fibres optiques dégagées / non pincées
	Alignement des miroirs de la ligne à délai
	Égalisation des deux voies du détecteur balancé
	Amplificateur (et détecteur d'enveloppe si besoin) branchés
	Signal de déclenchement situé au début des lignes-A et d'intensité suffisante
	Lumière de la ligne à délai collectée entièrement par les miroirs des galvanomètres
	Lumière de la ligne à délai au centre de la lentille achromatique
	Point focal de la lentille achromatique sur l'échantillon
	Ajustement de la polarisation entre la ligne à délai et le bras d'instrumentation
	Branchement des galvanomètres (alimentation et signal) et réglage du balayage
	Imagerie à la bonne position de l'échantillon et au sein des lignes-A
	Bonne échelle de couleurs Doppler
PENDANT	Relevé régulier de la vitesse de la ligne à délai
	Relevé régulier du débit du système fluidique
	Pas de fuite, pas d'échauffement du liquide
	Relevé de l'angle sur la roue du porte-échantillon
	Si besoin : position dans l'échantillon (cf. graduations de la platine de translation)

ANNEXE 2 Algorithme de détection de contours et de recalage spatial

```
function [imOptique, frontiere,
coorFront]=contour(imBrute,sens,div,ind1,ind2,affInf,affSup)

% Cette fonction prend en entrée une image OCT et ressort l'interface
% verre/liquide sous forme d'un contour 2D ainsi que l'image
% d'origine où la zone derrière l'interace (zone où se situe le liquide) a
% été comprimée, conformément au changement d'indice entre le verre et le
% liquide. Le 2e argument "sens" doit valoir 1 pour une image contenant des
% décalages Doppler principalement positifs, toute autre valeur désigne des
% décalages
% principalement négatifs

if nargin < 6, affSup=-2800; end % Borne d'affichage supérieure
if nargin < 5, affInf=-4800; end % Borne d'affichage inférieure
if nargin < 4, ind2=1.5; end % Indice du tube
if nargin < 3, ind1=1.33; end % Indice du liquide imagé
if nargin < 2, div=4; end % Seuil pour la binarisation en îlot

m=imBrute;

figure(1)
A = mat2gray(m);
imshow(A);
title('Image brute')

%% Rehaussement du contraste
J = histeq(A, 64);
figure(2)
imshow(J)
title('Contraste rehaussé')

%% Filtrage 2D et binarisation en îlots
fil = fspecial('motion');
H=imfilter(J, fil);

thresh=graythresh(H);
if (sens==1)
    z=H>thresh./div;
else
    z=H<thresh./div;
end
w=imfill(z,'holes');

figure(3)
imshow(w)
title('Image binarisée')

%% Suppression des îlots secondaires

% Obtention de la plus grande région
BW=bwlabel(w,8);
blobs=regionprops(BW,'All'); % Découpage en îlots
```

```

allBlobsArea=[blobs.Area];
d=max(allBlobsArea); % Taille du plus grand îlot (contenant la frontière
d'intérêt)
Ma=find(allBlobsArea==d); % Indice du plus grand îlot

% Extraction de l'îlot principal
regInteret=ismember(BW,Ma);
regFinale=bwlabel(regInteret,8);
figure(4)
imshow(regFinale)

% Contours de l'îlot principal
contFinale=edge(regFinale,'canny');
figure(5)
imshow(A+contFinale)
colormap gray

frontiere=contFinale;

%% Obtention des coordonnées de la frontière
[m1,n1]=size(m);
front=zeros(1,m1);

test=fliplr(m); % Matrice retournée pour que les rayons lumineux arrivent par
la gauche/le début
testi=test;

X=zeros(1,m1);

for i=1:m1
    % Coordonnées de l'interface verre/eau
    interf=find(regFinale(i,:),1,'last');
    if (isempty(interf))
        error('Frontière incomplète ; relâcher le Seuil pour la binarisation
en îlots');
    end
    front(i)=n1-interf;
    % Recalage de l'image en coordonnées spatiales
    X(1:front(i))=(1:front(i));
    X(front(i)+1:n1)=front(i)+(1:n1-front(i)).*ind2./ind1;
    testi(i,:)=interp1(test(i,:),X,'linear');

end

imOptique=fliplr(testi);
coorFront=front;
%%
figure(6)
imagesc(m)
caxis([affInf affSup])
figure(7)
imagesc(imOptique)
caxis([affInf affSup])

end

```


ANNEXE 3 Algorithme de reconstruction vectorielle

```

clear all
close all
clc

%% Paramètres

% Paramètres OCT
affInf=4000; %Borne d'affichage inférieure en kHz
affSup=6000; %Borne d'affichage supérieure en kHz
Fport1=5000; % Porteuse en kHz
Fport2=5000; % Porteuse en kHz
lambda0=1550e-6; % Donc longueur d'onde en mm
nIntr=1.33; %Indice du milieu de mesure

%Angles entre le faisceau incident et la normale au tube
aRot2=-19.1;
aRot1=-13.3;

% Translation
nTransHor=20;
nTransVer=65;

% Retrait des galvos
retraitDebut=5;
retraitFin=1;

% Suppression des valeurs aberrantes en m/s
inf=-5;
sup=5;

% Affichage de la zone vectorielle
vecX=81:310;
vecY=11:401;

%% Affichage normal

load Données/v1_1nOptique % Image OCT
load Données/v1_1nFrontieres % Frontière, pour aider au recalage
load Données/v1_1nAngles % Angles ligne-A par ligne-A

load Données/v1_2nOptique
load Données/v1_2nFrontieres
load Données/v1_2nAngles

[dim1,dim2]=size(v1_1nOptique);

ecoul1=fliplr(v1_1nOptique(retraitDebut:dim1-retraitFin-1,:,5));
front1=fliplr(v1_1nFrontieres(retraitDebut:dim1-retraitFin-1,:,5));
angles1=v1_1nAngles(:, :, 1);

ecoul2=fliplr(v1_2nOptique(retraitDebut:dim1-retraitFin-1,:,5));

```

```

front2=fliplr(vl_2nFrontieres(retraitDebut:dim1-retraitFin-1, :, 5));
angles2=vl_2nAngles(:, :, 1);

figure(1)
imagesc(front2-front1) % Figure pour estimer les rotations globales à
% effectuer, mais il vaut mieux s'appuyer sur les relevés d'angles

%% Rotation

front2r= imrotate(front2,aRot2,'bicubic','crop');
ecoul2r= imrotate(ecoul2,aRot2,'bicubic','crop');
angles2r=imrotate(angles2,aRot2,'bicubic','crop'); % Les angles doivent
% subir les mêmes changements que l'image, chaque pixel de l'image devant
% rester lié à son angle d'acquisition correspondant
ecoul1r= imrotate(ecoul1,aRot1,'bicubic','crop');
front1r= imrotate(front1,aRot1,'bicubic','crop');
angles1r=imrotate(angles1,aRot1,'bicubic','crop');

figure(2) % Vérification que l'image est bien droite
imagesc(ecoul1r)
title('Image angle 1')
caxis([affInf affSup])
figure(3) % Vérification que l'image est bien droite
imagesc(ecoul2r)
title('Image angle 1')
caxis([affInf affSup])

figure(4) % Vérification que les images sont parallèles
imagesc(front2r-front1r)
title('Différence frontières')

%% Translation

[m,n]=size(ecoul1r);

ecoul2rt=ecoul2r(1+nTransVer:m,1+nTransHor:n);
front2rt=front2r(1+nTransVer:m,1+nTransHor:n);
angles2rt=angles2r(1+nTransVer:m,1+nTransHor:n);

ecoul1rt=ecoul1r(1:m-nTransVer,1:n-nTransHor);
angles1rt=angles1r(1:m-nTransVer,1:n-nTransHor);
front1rt=front1r(1:m-nTransVer,1:n-nTransHor);

figure(6) % Vérification que les images sont superposées
imagesc(ecoul2rt-ecoul1rt)
caxis([-500 500])
title('Différence images')

figure(7) % Vérification que les images sont superposées
imagesc(front2rt-front1rt)
title('Différence frontières')

%% Filtrage médian et passage de fréquence en vitesse sans angle

```

```

v2=medfilt2((ecoul2rtr-Fport2).*lambda0./2./nIntr); % Composante "r"
v1=medfilt2((ecoul1rtr-Fport1).*lambda0./2./nIntr); % Composante "s"

%% Suppression des valeurs aberrantes

v1Seuil=v1;
v2Seuil=v2;
[m1,n1]=size(v1);

for i=1:m1
    for j=1:n1
        if (v2Seuil(i,j)<inf || v2Seuil(i,j)>sup)
            v2Seuil(i,j)=0;
        end
        if (v1Seuil(i,j)<inf || v1Seuil(i,j)>sup)
            v1Seuil(i,j)=0;
        end
    end
end

%% Calcul des angles

%Création des matrices de changement de repère
M=zeros(2,2); % 1 matrice de rotation par pixel
R=zeros(m1,n1,2,2); % Tenseur global de taille m1xn1x2x2

for i=1:m1
    for j=1:n1
        M=inv([cos(angles1rtr(i,j)) sin(angles1rtr(i,j)) ; ...
               cos(angles2rtr(i,j)) sin(angles2rtr(i,j))]);
        for k=1:2
            for l=1:2
                R(i,j,k,l)=M(k,l);
            end
        end
    end
end

%% Création du tenseur mxnx2 contenant les données vectorielles

RS=zeros(m1,n1,2);
UV=RS;
RS(:,:,1)=v1Seuil;
RS(:,:,2)=v2Seuil;

for i=1:m1
    for j=1:n1
        UV(i,j,1)=R(i,j,1,1)*RS(i,j,1)+R(i,j,1,2)*RS(i,j,2); % Mesure selon
l'axe du tube
        UV(i,j,2)=R(i,j,2,1)*RS(i,j,1)+R(i,j,2,2)*RS(i,j,2); % Mesure
transversale
    end
end

figure(8)

```

```

imagesc(UV(:,:,1))
title('Composante selon l\'axe du tube reconstruite')
caxis([-5 5])
colorbar

figure(9)
imagesc(UV(:,:,2))
title('Composante selon la normale au tube reconstruite')
caxis([-1 1])
colorbar

figure(10)
UVnorm=sqrt(UV(:,:,1).^2+UV(:,:,2).^2);
imagesc(UVnorm);
title('Norme de la vitesse reconstruite')
caxis([0 5])
colorbar

%% Vecteurs

xAff=(0:length(vecX)-1)/(length(vecX)-1);
yAff=(0:length(vecY)-1)/(length(vecY)-1);

% Pour que les composantes vectorielles affichées soient bien
% proportionnelles à leurs vraies valeurs, et non distordues
UVAff(:,:,1) = interp2(xAff,yAff,UV(vecY,vecX,1),xAff,xAff');
UVAff(:,:,2) = interp2(xAff,yAff,UV(vecY,vecX,2),xAff,xAff');
vAff = interp2(x2,y2,UVnorm(vecY,vecX,1),x2,x2');

lx=1:10:length(x2); % Affichage d'un vecteur tous les 10 pixels selon X
ly=1:10:length(y2); % Affichage d'un vecteur tous les 10 pixels selon Y

xVec=x2(lx);
yVec=y2(ly);
Vec=UVAff(ly,lx,:);

figure(11)
imagesc(xAff,yAff,vAff)
caxis([-5 5])
hold on
quiver(xVec,yVec,-Vec(:,:,2),Vec(:,:,1),.65,'k','LineWidth',1);
% L'image a été retournée de droite à gauche, il faut donc inverser la
% composante selon x

```

ANNEXE 4 Publications

R. Villey, L. Carrion, D. Morneau, C. Boudoux, and R. Maciejko, "Imaging of Rapid Flows Using Zero-Crossing DOCT," in *Biomedical Optics*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2010), paper JMA41.

<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=BIOMED-2010-JMA41>

Richard Villey, Lionel Carrion, Dominic Morneau, Caroline Boudoux, and Roman Maciejko, "High-velocity-flow imaging with real-time Doppler optical coherence tomography," *Appl. Opt.* **49**, 3140-3149 (2010)

<http://www.opticsinfobase.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-49-16-3140>

Imaging of rapid flows using zero-crossing DOCT

Richard Villey, Lionel Carrion, Dominic Morneau, Caroline Boudoux and Roman Maciejko

Department of Engineering Physics, École Polytechnique, P.O. Box 6079, Station "Centre-ville", Montréal, Québec, Canada H3C 3A7
richard.villey@polymtl.ca

35 –word Abstract: This paper presents a novel Doppler OCT system capable of imaging flow velocities of up to 3.1 m/s in real-time without phase-aliasing artifacts well above current systems limited to a few cm/s.

Abstract: Most current Doppler OCT systems use phase-resolved algorithms to extract scatterer velocity from successive A-lines. These rapid and precise methods however prevent imaging velocities above several cm/s because of phase-aliasing. To avoid such artifacts, we developed a zero-crossing time-domain OCT system using a delay line which provides a high carrier frequency at a 500 Hz A-line rate. A very high sampling rate combined with a zero-crossing algorithm gave access to a broad velocity range in real-time. Flows from 1 cm/s up to 3.1 m/s in both directions relative to the incident light were imaged. Turbulent regime and high velocity gradients were observed and 2D velocity vector maps were obtained.

©2010 Optical Society of America

OCIS codes: (170.4500) Optical coherence tomography; (170.3340) Laser Doppler velocimetry; (100.2000) Digital image processing

1. Introduction

Doppler optical coherence tomography (DOCT) is a functional imaging technique derived from structural OCT, a high resolution imaging modality developed to perform histology *in vivo* and non-invasively [1]. In DOCT frequency shifts created in interferograms by moving scatterers are extracted to reconstruct velocity maps [2]. One scan yields the velocity component along the incident light direction. Using light from different directions it becomes possible to reconstruct 2D and even 3D vectors at high spatial and velocity resolutions.

Initially, velocity reconstructions used fast Fourier transforms [2]. But the tremendous rapidity and signal-to-noise ratio advantages of spectral domain OCT -where velocity is obtained by measuring the phase variations between successive A-lines- resulted in "phase-resolved" (PR) techniques to become predominant in DOCT signal processing. However, since PR methods suffer from phase aliasing, high velocity gradients are not properly imaged. Indeed, phase variations exceeding 2π can result in incorrect velocity estimates. Phase-unwrapping algorithms (which can be quite computationally extensive) cannot always accurately recover velocity profiles particularly in the presence of highly turbulent flows or high velocity gradients (when phase variation may exceed several times 2π) [3]. A literature review revealed that most DOCT systems fail at imaging velocities greater than a few cm/s. The system with the widest dynamic range so far was limited to 56 cm/s [4]. This value can be exceeded in some blood flows of great interest such as those resulting in high stresses induced on vessel walls especially in presence of arterial junctions, stenoses or aneurysms [5].

To properly image such complex and potentially turbulent flows, we developed a real-time DOCT system with a very large dynamic range. The system's high carrier frequency f_C – provided by the particular delay line that was used – coupled to its much higher sampling rate f_s allowed detection of high Doppler shifts – either negative or positive. A very simple yet efficient frequency extraction method was used to take advantage of the full pass band. A zero-crossing method was adapted from a previous paper [6] and optimized to operate with specialized filters in a real-time C++ algorithm. The "instantaneous" frequency is acquired by detecting the times when the signal crosses the null voltage yielding the local half-period.

Hardware and software implementations are presented first. Then laminar and turbulent profiles obtained from rapid flows in phantoms are provided along with 2D vector maps obtained with two scans at different angles.

2. Hardware system and image reconstruction

A high f_C was obtained using a proprietary delay line, marketed by Novacam Technologies Inc. (Montreal, Canada) [7], in which the path length is scanned as the light beam goes through one of five prisms mounted on a high-speed flywheel twice per rotation resulting in a high A-line rate. The carrier frequency is directly proportional to the rotation speed (and to the A-line rate) such that a high value of f_C of about 5 Mhz was reached. In presence of

Doppler shifts $\pm\Delta f$, the instantaneous frequency f_{OCT} is the sum of f_C and Δf . Thus, with a high enough f_C value, f_{OCT} stays positive even in the case of substantial negative Δf values thus preventing frequency aliasing. A high sampling rate digitizer was used (Alazar ATS9462 with $f_s=180$ MHz and 16 bit precision) for accurate data acquisition.

The drawback of working with a large bandwidth is that more noise corrupts the interferogram. Filters were used to suppress noise. First a high pass filter was introduced to get rid of the DC component which might shift the null value of the interferogram, a critical concern for the zero-crossing method. A low pass filter suppressed some of the high frequency noise. Both filters somewhat reduced the dynamic range. Therefore the high pass cutoff frequency was set at a minimum value (about 1 kHz) and the low pass frequency was set at 10 MHz, such that the maximum measurable positive Δf was almost as high as the negative one. Velocities parallel to the incident light beam of up to 2.8 m/s in both directions were predicted theoretically assuming a mean refraction index within the sample of $\bar{n}=1.33$ (water). Since the angle between the incident light beam and the flow direction was 35° , fluid velocities up to 3.5 m/s were measurable and velocities up to 3.1 m/s were actually measured. At $f_C=5$ MHz, the A-line rate (about 520 Hz) is about four times smaller than the maximum rate obtainable by the prism delay line.

Once the data is acquired by the DAQ card, a XOR operation looks for a change in the most significant bit between two successive samples thus detecting a zero-crossing. A linear interpolation determines a more accurate zero-crossing time which is then converted into a floating point number and rescaled to yield the velocity. This method saves RAM space since only two floating point numbers per period are needed. As the zero-crossing method provides significantly more information locally than structural OCT, the velocity resolution can be improved by averaging over several zero-crossings. This method is also interesting since a constant spatial spacing of the frequency pixels on the reconstructed image can be used because of the high density of zero crossings per scan. Moreover, a positive Doppler shift would lead to even more zero-crossings per mm than a negative one.

A median filter is applied to remove spurious frequencies. The algorithm is written in C++ thus allowing real-time image display. The frame rate limit comes from the line rate as simulations showed that the program can process images at a line rate exceeding the current delay line limit (up to 2000 A-lines per second).

3. Results

To determine the system dynamic range, a fluid consisting of a 1% intralipid aqueous solution flowing through a transparent tube was imaged. In order to calibrate the flow rate, mean velocities (velocity profiles integrated over the tube cross-section) were compared with flow rates measured at the output of the tube. A good agreement (coefficient of determination above 0.99) was found over a wide range of velocities going from 1 cm/s to 2.4 m/s (mean velocity values) in both directions.

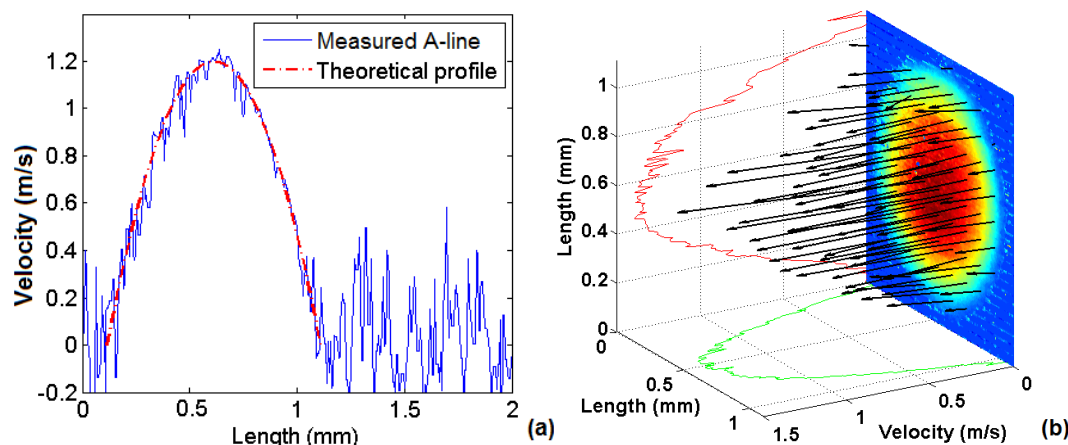


Fig.1. Laminar profiles. (a): 1D plot. (b): 2D plot and vector reconstruction.

In a laminar flow through a rectilinear tube, the theoretical velocity profile is known *a priori* and it was possible to make a comparison as shown in Fig.1 (a). The theoretical profile was obtained assuming a zero velocity at the tube wall and a maximum velocity at its center. Good agreement was found over the entire profile. Such profiles were used to check if an accurate vector reconstruction was possible. Two projections were acquired at 25° and 35° , respectively. After appropriate rescaling, a rotation matrix was applied to the two components at each angle to retrieve the vector components in the direction orthogonal to the tube section and in one of the two remaining orthogonal directions. This result is shown in Fig.1 (b) where the 35° map displayed by our system was

superimposed with the reconstructed vectors. Two velocity profile projections (from the center of the tube section) are also shown.

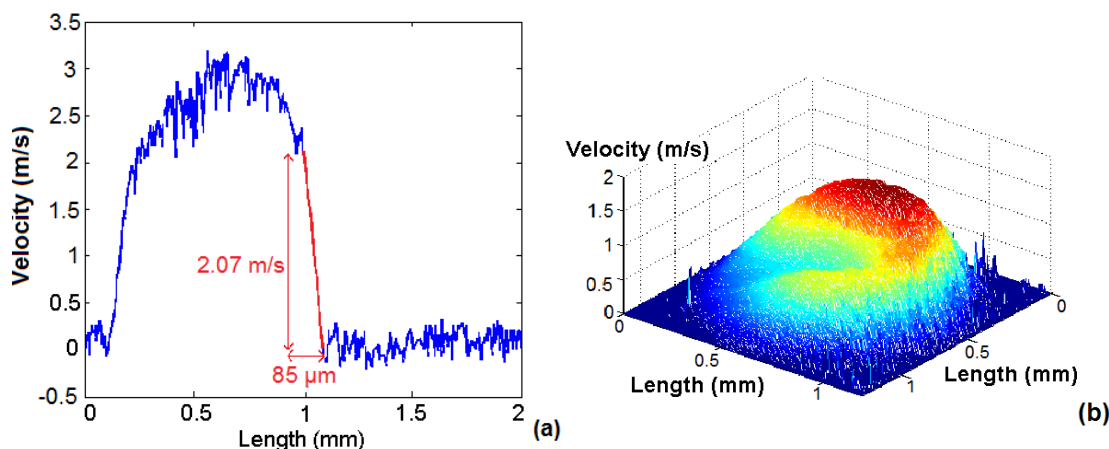


Fig.2. Turbulent profiles. (a): 1D plot in a rapid flow. (b): 3D map of a velocity profile near a complex geometry.

For higher flow rates, the measured velocity profile is flattened at its top which reveals a turbulent regime. Fluctuations were indeed observed in the highest velocity regions as shown in Fig. 2 (a). One can notice the high gradient regime near the walls which would lead, in most DOCT systems, to several phase jumps quite difficult to unwrap. Finally, turbulent profiles in a non trivial geometry (but at a lower velocity) were observed as displayed in Fig.2 (b) where the image was taken at the output of a beveled needle.

4. Conclusion

The system and method presented here allow real-time imaging of the highest blood velocities found in human vessels. It is based on a high carrier frequency delay line, a high sampling frequency DAQ card and a zero-crossing based algorithm with adapted filters. The system accuracy was confirmed using flow rate measurement in laminar flows and 2D vector reconstruction was performed. Turbulent flows were also imaged in the case of high velocities and/or complex geometries to ascertain that measurements in complex artery shapes with rapid flows are indeed possible.

Acknowledgments

Dr. Vuk Bartulovic (Novacam Technologies, Inc.) and Dr. Guy Lamouche (Industrial Materials Institute, National Research Council of Canada) are thanked for their help in the delay line implementation. Financial support from NSERC is acknowledged.

References

- [1] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," *Science* **254**, 1178-1181 (1991).
- [2] X. J. Wang, T. E. Milner, and J. S. Nelson, "Characterization of fluid flow velocity by optical Doppler tomography," *Optics Letters* **20**, 1337-1337 (1995).
- [3] D. C. Ghiglia, and M. D. Pritt, *Two-dimensional phase-unwrapping: theory, algorithm, and software* (Wiley-Interscience, New-York 1998).
- [4] D. Morofke, M. C. Kolios, I. A. Vitkin, and V. X. D. Yang, "Wide dynamic range detection of bidirectional flow in Doppler optical coherence tomography using a two-dimensional Kasai estimator," *Optics Letters* **32**, 253-255 (2007).
- [5] M. Bonesi, D. Churmakov, and I. Meglinski, "Study of flow dynamics in complex vessels using Doppler optical coherence tomography," *Measurement Science and Technology* **18**, 3279-3286 (2007).
- [6] Z. Xu, L. Carrion, and R. Maciejko, "A zero-crossing detection method applied to Doppler OCT," *Optics Express* **16**, 4394-4412 (2008).
- [7] G. Lamouche, C.-E. Bisaillon, M. Dufour, B. Gauthier, R. Maciejko, and J.-P. Monchalain, "Optical coherence tomography for industrial and biomedical applications," in *Speckle06: Speckles, From Grains to Flowers* (SPIE, Nimes, France, 2006).

High-velocity-flow imaging with real-time Doppler optical coherence tomography

Richard Villey,¹ Lionel Carrion,¹ Dominic Morneau,¹ Caroline Boudoux,^{1,2}
and Roman Maciejko^{1,*}

¹Centre d'optique, photonique et laser, Department of Engineering Physics, École Polytechnique de Montréal, P.O. Box 6079, Station Centre-ville, Montreal, Quebec, Canada

²Sainte-Justine Mother and Child University Hospital Center, 3175 Côte Sainte-Catherine Road, Montreal, Quebec, Canada

*Corresponding author: romain.maciejko@polymtl.ca

Received 25 March 2010; accepted 30 April 2010;
posted 11 May 2010 (Doc. ID 125760); published 31 May 2010

We present a real-time time-domain Doppler optical coherence tomography (OCT) system based on the zero-crossing method for velocity measurements of fluid flows with attainable velocities up to 10 m/s. In the current implementation, one-dimensional and two-dimensional velocity profiles of fluid flows ranging from 1 cm/s to more than 3 m/s were obtained for both laminar and turbulent flows. The line rate was approximately 500 Hz, and the images were treated in real time. This approach has the advantage of providing reliable velocity maps free from phase aliasing or other artifacts common to several OCT systems. The system is particularly well suited for investigating complex velocity profiles, especially in the presence of steep velocity gradients. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 170.4500, 170.3340, 100.2000.

1. Introduction

Optical coherence tomography (OCT) is a non-invasive optical technique [1] that produces micrometer scale [2] cross-sectional images of biological tissues and other semitransparent materials. In addition to structural in-depth information, Doppler OCT (DOCT) yields velocity maps of moving particles and flows that are within a sample [3]. Early DOCT experiments using time-domain (TD) OCT systems were based on short time Fourier transform (STFT) techniques to measure Doppler frequency shifts [4,5]. This widely used approach entails a trade-off between spatial resolution and velocity precision, limiting the accuracy of the method. Other methods based on different transforms such as the Wigner transform [6] were shown to achieve better space resolution and velocity accuracy, but the computational burden prevented high axial scan rates.

With the development of rapid scanning optical delay lines [7,8] and faster methods to extract frequency information, such as phase-resolved (PR) methods [9], it has become possible to achieve real-time imaging of biological flows *in vivo*. PR methods measure the phase difference at one point within the sample between adjacent scans. Their notable advantage is that they can be implemented in hardware to yield instantaneous velocity maps [10,11].

Another major progress toward very fast imaging was achieved by performing axial scans in the Fourier domain [12,13]. Spectral domain (SD) OCT has allowed scanning rates as high as several tens of kilohertz [14], combined with a much improved signal-to-noise ratio [15]. Because of their low computational load, PR methods are most commonly used in SD OCT, since they allow processing the Doppler data as fast as it is acquired [16–18].

DOCT applications are typically related to blood flow measurements in small arteries and blood vessels [5]. Real-time two- and three-dimensional measurements in phantom or animal models were

obtained [19,20] even when strong physiological displacements (breathing, artery dilatation) were present [21]. However, when it comes to imaging rapid and/or complex flow profiles, the PR methods are limited due to phase aliasing phenomena [9]. Since Doppler shifts and thus velocity information is extracted from interferograms by measuring the phase difference between two consecutive scans, the velocity signal, V_{MEAS} , is underestimated if the phase difference exceeds 2π : if a 2π phase jump corresponds to a velocity V_{LIM} , the value given by PR methods for V_{MEAS} is actually V_{MEAS} modulo V_{LIM} .

For well-known laminar profiles, it is possible to retrieve the actual velocity value, even if phase wrapping occurs, by use of a variety of algorithms known as phase-unwrapping methods [22]. Such algorithms are time-consuming, and profiles with high velocity gradients can produce phase jumps greater than several times 2π between consecutive sampling points leading to phase aliasing problems. As a consequence, when a flow profile is not known *a priori*, phase-unwrapping methods might be inefficient and even introduce misleading artifacts through artificial manipulation of the data. Moreover, phase-unwrapping methods are quite sensitive to noise that can introduce spurious frequency values interpreted as phase jumps, possibly resulting in a velocity offset for subsequent points of the measured flow profile [22]. These phase-aliasing phenomena raise concerns with regard to the suitability of PR methods for the study of rapid flows, especially in the turbulent regime. Indeed, literature reveals that the highest velocities measured so far were 560 mm/s for TD OCT [23] and 191 mm/s for SD OCT [24]. However, faster and turbulent flows can occur *in vivo*, for example, in the vicinity of stenoses [25] where particularly high velocity gradients can occur. This calls for other methods capable of imaging such flows. TD DOCT methods with STFT were used initially for experiments simulating turbulent blood flows inside phantoms of complex vessel or arterial structures. Nevertheless, the high computational cost of this approach limited the axial scan rate to at most a few hertz [26].

Methods other than OCT based can provide high velocity information in rapid and/or turbulent flows; however all have their limitations. For example, laser Doppler velocimetry (LDV) is a single point measurement technique that is additionally affected by index of refraction variations, which is common in biological samples [27]. Particle image velocimetry and particle tracking velocimetry [27] are other widespread methods which, as well as LDV, usually require seeding of the observed flow; in the case of blood flows, red cells can act as scatterers but optical constraints limit the imaging depth to approximately 100 μm . Laser Doppler perfusion imaging (LDPI) is also used but suffers from a much lower resolution in comparison with OCT [28]. Finally, laser speckle imaging (LSI) is difficult to use for quantitative velocity determination [29,30].

An alternative approach to SD OCT is TD OCT with zero-crossing frequency detection. This approach does not require separate phase measurements to extract velocity information. Zero crossing is a simple algorithm [31]: after removing the DC component of the interferogram (which can be done with a high-pass filter), the zero-crossing algorithm determines the times at which the signal crosses the zero amplitude thus yielding its frequency by counting the time elapsed between two subsequent zero-crossing points [32]. In a previous proof-of-concept paper, we compared several methods using a low axial-scan rate TD OCT system [33]. We showed that this approach was particularly well suited for DOCT: for a laminar parabolic-flow profile, the zero-crossing method best fit the theoretical curve especially for high velocity values at the peak of the curve. Because of its simplicity, the method can be implemented by use of very high acquisition rates as well. In particular, it provides a much larger range of detectable velocities as will be explained in Section 2. Velocities as high as several meters per second in both directions (with respect to the incoming light beam) can be mapped without ambiguity even if the flow locally changes its direction.

We present an implementation of the zero-crossing algorithm at high scan rates (500 Hz) for use with a TD DOCT system capable of imaging rapid flows without phase-wrapping ambiguity. After a brief overview of the basic principles underlying the zero-crossing method, we present a theoretical analysis of our system with respect to phase resolution and velocity precision that determines the measurable dynamic range of this technique. We then present the actual system that was used to scan samples in real time and at high carrier frequencies and the signal processing algorithm that was implemented to display the processed data as fast as acquired. The performance of this TD DOCT system is assessed both in the case of laminar flow profiles and of turbulent profiles that contain velocities up to 3.1 m/s. Finally, we discuss how the system can be upgraded to improve its precision, to scan at a higher rate, and/or to image other ranges of velocity.

2. Zero-Crossing Method

A. Principles

The principle of zero crossing is relatively straightforward: after the data are digitized, the algorithm detects if two consecutive samples $(t_1; y_1)$ and $(t_2; y_2)$ (where $i = 1, 2$ represents a sample acquired at time t_i with measured voltage y_i) have opposite signs and then calculates the zero-crossing time $t_{0,1}$ by assuming that, near the null value, the signal can be approximated by a straight line. If f_s is the sampling frequency of the system, one obtains

$$t_{0,1} = t_1 + \frac{1}{f_s \cdot \left(1 - \frac{y_2}{y_1}\right)}. \quad (1)$$

When a second zero-crossing point is encountered at time $t_{0,2}$, the algorithm approximates the local half-period of the OCT interferogram at the instant $t = (t_{0,1} + t_{0,2})/2$ by $\tau = (t_{0,2} - t_{0,1})$. Thus, it is possible to obtain the signal periodogram with a value at each half-period since the local interferogram frequency f_{OCT} in the vicinity of t is approximated by

$$f_{\text{OCT}} \approx \frac{1}{2\tau}. \quad (2)$$

Let \bar{n} be the local index of refraction in the sample (\bar{n} is assumed to be constant in our case since the fluids are essentially homogeneous), λ_0 is the center wavelength of the light source, v_D is the modulus of the scatterer velocity, and θ_D is the angle between the incident light and the direction of the moving scatterer. The Doppler shift f_D induced by a moving scatterer within the sample is then

$$f_D = (f_C - f_{\text{OCT}}) = \frac{2\bar{n}v_D \cos(\theta_D)}{\lambda_0}, \quad (3)$$

where f_C is the carrier frequency generated by the delay line (given by $2v_C/\lambda_0$, where v_C is the sweeping velocity of the delay line). Thus the modulus of the scatterer velocity is

$$v_D = \frac{\lambda_0(f_C - f_{\text{OCT}})}{2\bar{n} \cos(\theta_D)}. \quad (4)$$

Equations (2) and (4) show that, after finding the zero-crossing time, a linear transformation is sufficient to recover the instantaneous velocity at the position corresponding to the scan time t_C enabling fast computing and imaging. Equation (4) also shows that frequency folding (similar to the phase-wrapping phenomenon but for the frequency itself) can occur if f_D exceeds f_C . Indeed, as only the absolute value of f_{OCT} has physical meaning, a frequency indetermination occurs around the zero f_{OCT} frequency. As illustrated in Fig. 1, this sets the limit of measurable velocities (without using unwrapping methods) in one direction (when the wave vector of the incident light \vec{k}_i has the same direction as the velocity vector of the scatterer \vec{v}_D). It will be shown in Subsection 2.C that, even if frequencies near zero can be detected with our system, they can lead to zero-crossing points that are too distant which slightly limits the actual maximum velocity imageable in this direction. When \vec{k}_i and \vec{v}_D go in opposite directions ($f_{\text{OCT}} > f_C$), the limit of the imageable velocities is set by the acquisition rate of the system. However, the actual highest correctly measurable frequency f_{MAX} is several times lower than the Nyquist frequency since two points per period are not enough to make precise frequency measurements using the zero-crossing method. Still, even with such limitations, the accessible velocity range can extend up to several meters per second in either direction pro-

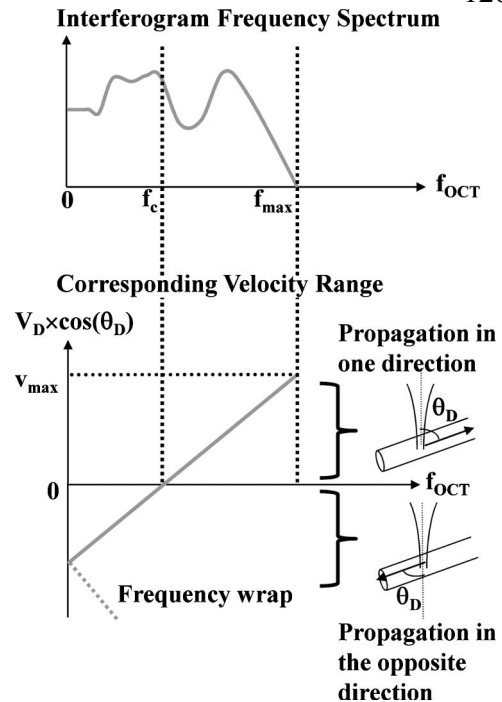


Fig. 1. Relationship between the carrier frequency and the measurable velocity range.

vided sufficiently high sampling rates and high carrier frequencies are used.

The choice of carrier frequency is important since it sets the velocity range that can be measured reliably with this technique. In general, it is preferable to choose f_C in the middle of the expected frequency range. The accuracy of the measured velocity will always be slightly better if the scatterer and the axial scan have the same direction (i.e., for $f_{\text{OCT}} < f_C$). It will be shown that, if the number of points per cycle is high enough, the velocity accuracy remains almost constant throughout the dynamic range. Thus, once the minimum frequency under which a sufficient number of points per sample has been determined, one can take it as f_{MAX} and set f_C at $f_{\text{MAX}}/2$.

B. Positive Doppler Shift Limit

Here we investigate the effect of various parameters (sampling rate, digitizing resolution, zero-crossing calculation) to choose the appropriate number of samples per cycle. Consider an interferogram locally approximated by a single periodic waveform with a slowly varying envelope. Over a few periods, this signal can be described by

$$A \sin(2\pi f_{\text{OCT}} t + \varphi), \quad (5)$$

where A is the local amplitude of the interferogram, f_{OCT} is the local carrier frequency, t is the time, and φ is the phase of the signal that is arbitrarily set to zero. Let, for example, the first zero crossing occur at time $t = 0$. For a signal sampled with voltage steps p , one finds that the error due to quantization is, in the worst case, $p/2$ or $-p/2$ for two successive points

in the vicinity of a zero-crossing point. According to Eq. (1) this leads to an absolute error $\Delta t_{0,1}$ on the zero-crossing time given by

$$\Delta t_{0,1} = \frac{p}{2f_S |y_1 - y_2|}. \quad (6)$$

Let us now examine the consequences of sampling in time. If the signal is not sampled finely enough, one cannot consider that the signal between two adjacent samples in the vicinity of the zero crossing $(t_1; y_1)$ and $(t_2; y_2)$ is a straight line. But if these points are symmetrically distributed around the true zero-crossing time $t_{0,1}$, one finds that $t_{0,1}$ remains correctly predicted, because sinusoidal signals possess points of symmetry around their zero-crossing points. In contrast, an incorrect estimate of the frequency occurs when sampled points are asymmetrically located about the zero-crossing point. The worst-case scenario occurs when one of the two points in the vicinity of the zero-crossing point is very close to it, in which case one has $t_1 \approx t_0$ and $t_2 \approx t_0 + 1/f_S$ or $t_1 \approx t_0 - 1/f_S$ and $t_2 \approx t_0$. In both cases one finds that

$$|y_1 - y_2| \approx |A| \left| \sin \left(2\pi \frac{f_{\text{OCT}}}{f_S} \right) \right|. \quad (7)$$

If one defines N as the number of points per cycle in the sampled signal (i.e., $N = f_S/f_{\text{OCT}}$) and Γ as the ratio between the voltage step of the digitizer and the signal amplitude (i.e., $\Gamma = p/|A|$), from Eq. (6) one finds that, in the worst case,

$$\Delta t_{0,1} = \frac{\Gamma}{2f_S \left| \sin \left(\frac{2\pi}{N} \right) \right|}. \quad (8)$$

Given that the measured frequency is

$$f_{\text{OCT}} = \frac{1}{t_{0,2} - t_{0,1}}, \quad (9)$$

where $t_{0,2}$ is the subsequent zero-crossing point, one finally finds that the relative error of the measured frequency is

$$\frac{\Delta f_{\text{OCT}}}{f_{\text{OCT}}} = \frac{\Gamma \frac{2}{N}}{\left| \sin \left(\frac{2\pi}{N} \right) \right|} = \frac{\Gamma}{\pi \left| \text{sinc} \left(\frac{2\pi}{N} \right) \right|}. \quad (10)$$

If the signal is sampled densely enough (i.e., N is very large), the sinc function tends to 1 and the effect of the digitization disappears, leaving the relative error to depend only on Γ . Equation (10) shows that, if the signal is sampled with larger voltage steps, the accuracy of the frequency measurement worsens. Moreover, the precision improves for higher signal amplitudes as the slope between points in the vicinity of the zero crossing is steeper, allowing for a bet-

ter interpolation. In summary, this can be viewed as the effect of the quantization of the signal, which creates less distortion when Γ decreases. This is consistent with intuition since, if the signal is sampled more densely, the precision also improves. Note that, since the Shannon–Nyquist theorem specifies that N must be greater than 2, the sinc values will always be bound between 1 (when N is large) and 0 (when $N = 2$). Hence the sidelobes of this function will not lead to misinterpretations. To illustrate this calculation the relative frequency error as a function of the number of points per cycle was plotted in Fig. 2 for a noiseless case. Rapid data acquisition cards can operate with a voltage resolution of 16 bits. Γ was set at $10/(2^{16})$ since, for practical reasons, the peak-to-peak amplitude of the signal covers only one tenth of the full dynamic range of the card. Even if light absorption and dispersion by a turbid media attenuate the signal almost exponentially, an appropriate placement of the sample arm focal point can decrease this effect and flatten the intensity profile within the sample, as was experimentally observed. This consideration explains why Γ was taken as a constant for these calculations.

As one can see in Fig. 2, the frequency precision and thus the velocity precision remain almost constant for sampling rates greater than twelve points per cycle. Thus, to ensure accuracy for this zero-crossing method, the positive Doppler shifts must not lead to frequencies above a tenth of the sampling frequency, which clarifies the issue raised at the end of Subsection 2.A.

C. Negative Doppler Shift Limit

Considering a physical length L within the sample, if the movement of the fluid within L creates a positive Doppler shift, the number of fringes produced within this sample length is higher than it would be if the scatterers were stationary. If the fluid moves the opposite way, the resulting frequency decreases and less zero-crossing points occur within L . When more than one zero-crossing is present per pixel, one can use a simple averaging procedure for velocity assignment thus increasing the precision of the

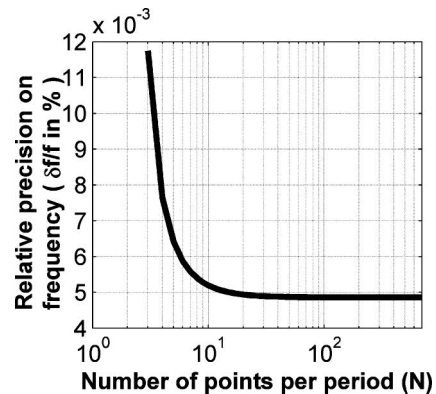


Fig. 2. Relative error on frequency (ideal) as a function of number of points per period. The plot starts at $N = 3$ because the frequency error for $N = 2$ would be infinite.

measurement. However, to avoid empty pixels, one needs to choose f_C such that $f_{\text{OCT}} = f_C + f_D$ is not too low.

If the scan speed of the delay line is v_C , the total length of sample L is scanned during time

$$t_L = \frac{L}{v_C}. \quad (11)$$

During t_L , the total number of resulting fringes is given by Eq. (4):

$$N_{\text{OCT}} = f_{\text{OCT}} \times t_L = \frac{2}{\lambda_0} [n_0 v_C \pm \bar{n} v_D \cos(\theta_D)] \frac{L}{v_C}, \quad (12)$$

where n_0 is the refractive index of the reference arm medium. With the zero-crossing method it is at best possible to obtain one frequency measurement per half-period, which defines a phase resolution Δx (minimal distance between two frequency data points) as

$$\Delta x = \frac{L}{2N_{\text{OCT}}} = \frac{\lambda_0}{4} \left[n_0 \pm \bar{n} \frac{v_D}{v_C} \cos(\theta_D) \right]^{-1}, \quad (13)$$

which, after normalization relative to the central wavelength of the light source, defines a relative phase resolution

$$\Delta \xi = \frac{\Delta x}{\lambda_0} = \frac{1}{4 \left[n_0 \pm \bar{n} \frac{v_D}{v_C} \cos(\theta_D) \right]}. \quad (14)$$

This relative phase resolution is displayed in Fig. 3 as a function of velocity ratio v_D/v_C .

As expected, when the Doppler frequency shift is added to the carrier frequency (v_{SAMPLE} positive), the higher the sample speed, the smaller the distance between zero-crossing points. In the case of negative Doppler shifts (v_{SAMPLE} negative), the mea-

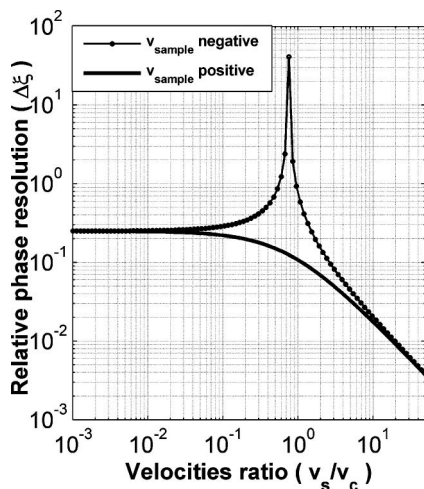


Fig. 3. Relative phase resolution as a function of the velocity ratio: $n_0 = 1$, $\bar{n} = 1.33$ (water), and $\theta_D = 0$ or π .

sured frequency decreases and the distance between zero-crossing points becomes infinite in the zero frequency limit. As a consequence, aliasing occurs and causes a spurious frequency increase. If one takes $10 \mu\text{m}$ (a common axial resolution for structural OCT) as the maximum acceptable spacing between zero-crossing points, since $\lambda_0 \approx 1535 \text{ nm}$ in our case, the relative phase resolution $\Delta \xi$ must be lower than 6, which limits the actual velocity range to approximately $0.7 \times v_C$.

Finally, if the velocity range used is bound between $-0.7 \times v_C$ (where the minus sign denotes the negative Doppler shifts) and $+v_{\text{MAX}}$, where v_{MAX} approximately corresponds to the frequency $f_S/10$, all the velocities will be correctly imaged. If velocity profiles and directions within a given sample can be estimated *a priori*, it is possible to pick f_C to favor one direction; otherwise, one can set f_C such that $0.7 \times v_C = v_{\text{MAX}}$, which given f_S determines f_C . Since all these calculations are done under the assumption that the incident light and the measured velocity are collinear, one can see that the actual velocity range will increase if θ_D is neither 0 nor π , as will be the case in our experiments. Note also that negative velocities will be measured with a slightly better accuracy according to Fig. 2. However, since the positive velocities will lead to more cycles (i.e., more zero crossings) per pixel, the averaging used to reconstruct velocity maps will at least partly counterbalance the precision of the opposite velocities leading to no observable difference in accuracy between them.

Obviously, the presence of noise will lead to a degradation in velocity accuracy for both directions. Nevertheless, the previous analysis provides the correct velocity range for which no systemic error (due to the method itself independent of noise considerations) will deteriorate the quality of the images.

3. System Implementation

A. Experimental Setup

The experimental setup is depicted in Fig. 4. The system is based on a Michelson fiber interferometer using a large bandwidth (80 MHz) balanced photoreceiver. Since the spacing between

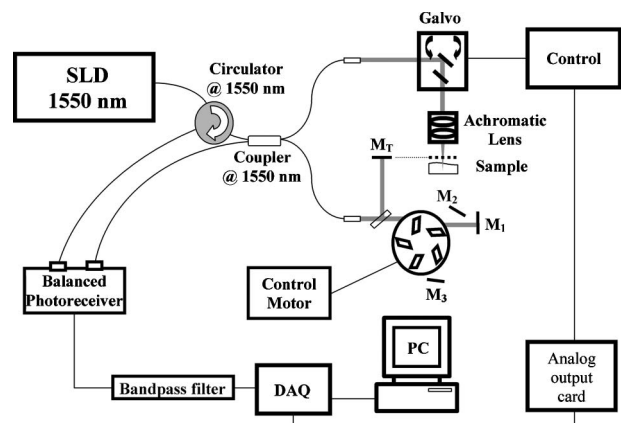


Fig. 4. Experimental setup.

zero-crossing points does not depend on structural resolution, the light source bandwidth could be relaxed if one is interested in the velocity map of the fluid only. A superluminescent diode emitting at 1550 nm with a relatively narrow FWHM spectral width of 30 nm was used (JDSU BBS1550 +1FA, JDS Uniphase Corp., Milpitas, California). It provided a corresponding axial structural resolution of approximately $37\text{ }\mu\text{m}$ in air. According to considerations developed in Section 2, to correctly image rapid flows moving in both directions, a delay line providing a high carrier frequency as well as a fast digital acquisition (DAQ) system with a sufficiently high sampling rate were used. A prism-based delay line (Novacam Technologies Inc., Montreal, Canada) was used [34]. As shown in Fig. 4, it is based on a rotating wheel with five symmetrically placed rhombic prisms. The light beam from the source enters into a prism where it is internally reflected twice, emerging parallel to its initial direction. It is then back-reflected by a mirror (M_1 in Fig. 4) to an output fiber. As the prism wheel rotates, the angle between the incident light and the prism changes so that the length of the optical path within the prism changes, creating a rapidly scanning reference scan. If the light is not intercepted by a prism, it is redirected by another mirror (M_2 in Fig. 4) and reaches another prism-mirror (M_3) set undergoing a similar optical path change. Hence the same prism is used twice per revolution. Since the wheel can achieve up to 200 rotations/s, this optical delay line provides unidirectional scanning rates as high as 2 kHz with very high carrier frequencies (up to approximately 19 MHz). Relatively large prisms (side length of 10 mm) were used to provide optical path differences of more than 6 mm. Since it exceeds the usual penetration depth in turbid media, only the center portion of the path length ($\sim 3\text{ mm}$) was used, thus significantly improving the scanning linearity.

An axial-scan trigger system was built using a mirror (M_T in Fig. 4) and a beam splitter. This additional Michelson interferometer within the delay line creates a reference OCT peak at the beginning of each A line such that the system can trigger on the A line itself. Digitization is performed with a DAQ board

(ATS9462, Alazar Technologies Inc., Pointe-Claire, Canada) with 16 bit resolution and a sampling frequency of 180 MHz. The signal is then processed as quickly as the data are collected. Two- and three-dimensional scanning is performed using a two-axis galvanometer (GVS001/002, Thorlabs, Newton, New Jersey).

B. Data Processing

Data filtering before processing is of paramount importance. Hardware low-pass and high-pass filters were used to select a velocity range and to remove residual DC components distorting the zero-crossing measurements, respectively. It was found that even with a balanced detector, some low-frequency components remain, especially amplitude variations that are due to the imperfections of the delay line. Nevertheless, since these fluctuation frequencies are several orders of magnitude lower than the carrier frequency, they can be filtered out without significantly reducing the actual imageable velocity range.

After filtering, the digitized data are in the form of unsigned integers and are ready to be treated in their current format to avoid computational loads associated with transformation into a float or double number at this point. First, the algorithm detects times when these integers go through the limit of $(2^{16} - 1)/2$, which correspond to 0 V. This operation is efficiently made by an XOR operation between two successive data that detect a change in the last bit of the signal. Then a simple interpolation based on Eq. (1) gives the zero-crossing time in the form of a float number. This does not create processing speed problems since there is at most two zero-crossing points for every five raw data points, as explained in Subsection 2.B.

After the algorithm has found all zero-crossing points, it creates time-frequency pairs (t, f_{OCT}) as per Eq. (2). Next, these pairs are attributed to their corresponding pixels where an averaging and a linear transformation as per Eq. (4) are performed to retrieve velocity information. After all the A lines are processed, a median filter is applied. Such a filter again removes some of the noise without introducing any new spurious velocities as it only shifts pixels

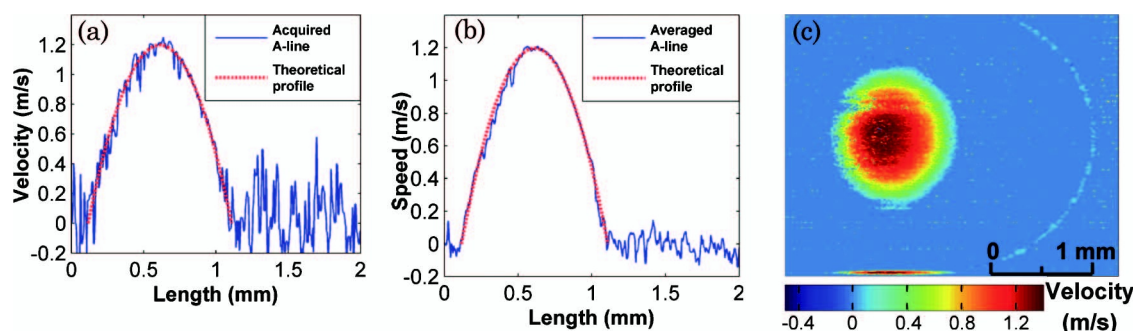


Fig. 5. Laminar flow profiles within a cylindrical tube with light impinging from the right-hand side. (a) One raw A line superimposed with a theoretical parabola assuming a zero velocity at the tube walls and a maximum velocity in the center. The maximum speed was estimated by measuring the flow rate at the exit of the fluidic system. (b) Same theoretical profile with an averaged A line obtained with 20 raw A lines. (c) Two-dimensional image of the tube with a color-encoded velocity map.

around. Finally, the resulting image is displayed in real time (i.e., at a frame rate that is limited only by the delay line) and with a color map representing velocity.

4. Application and Results

A. Accuracy in Laminar Flows

The current delay line can provide up to 2000 A lines/s. Currently, because of hardware limitations, the carrier frequency was set at 5 MHz, implying a line rate of approximately 520 Hz. Eventually, with adequate filters, the frame rate could be increased. These limitations do not affect the phase resolution and velocity accuracy of the current Doppler OCT experiments.

Most importantly, having set the carrier frequency ($f_c = 5$ MHz, which corresponds to a carrier velocity v_c of 3.86 m/s) and using results from Section 2, we can determine the velocity range imageable by the system. According to these calculations, the scan can correctly treat velocities from $-0.7 \times 3.86 \approx -2.7$ m/s to $+3.86/1.33 \approx 2.9$ m/s, where the additional 1.33 factor is from the refractive index of the sample (water here). For negative Doppler shifts, this index has already been taken into account in the calculation of the 0.7 factor [see Eq. (14) and Fig. 3]. This is a substantial velocity range, even larger than the velocity range accessible in our current circulating fluidic system. Note that all the velocity calculations were made under the simplifying assumption that the velocity vectors are parallel (in either direction) to the incident light [i.e., $\cos(\theta_D) = \pm 1$]. In our experiments, since θ_D was approximately 35° , the range was extended from -3.2 to 3.5 m/s. Images of 500×500 pixels ($2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$) were displayed at 1 frame/s.

To confirm the extent of our velocity range and the accuracy of both our algorithm and hardware system, laminar flows were tested first since such profiles are well characterized. A 1% Intralipid emulsion flowing through a cylindrical plastic tube of 0.5 mm radius was used. Figure 5(a) shows a typical A line acquired by the system. One observes that, within the tube, the velocity profile fits quite well with the theoretical prediction. Outside the tube, the absence of backscattered light showing up as noise is only partially removed by the median filter. In Fig. 5(b) the same experimental profile is shown after averaging over 20 axial scans.

Finally, in Fig. 5(c) an entire 500×500 pixel image is displayed. The artifact at the bottom of the image corresponds to the galvanometer fly-back. The external tube wall is visible at the right-hand side of the image. Since light backscattered from this stationary interface corresponds to the carrier frequency, the system displays a signal that contrasts with the noisy surroundings. One can see that the left-hand side in these three figures is noisier because of attenuation during light propagation through the Intralipid solution.

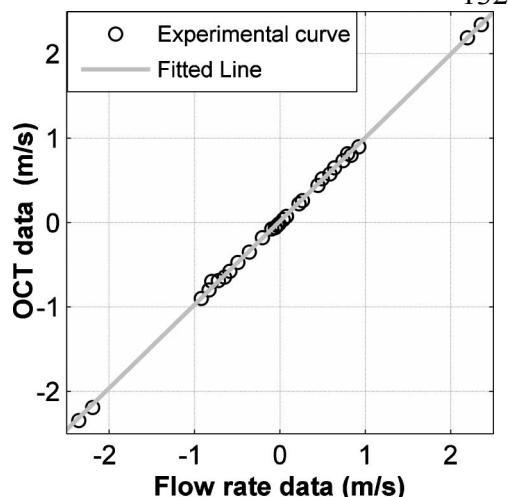


Fig. 6. Comparison of average velocities deduced from the measured flow rates and from the OCT Doppler profiles. The points in the middle were obtained with flows induced by gravity or by pumps and the four end points (at approximately ± 2.2 and 2.35 m/s) were obtained by using a syringe to inject the liquid into the tube.

B. Velocity Range

To confirm the velocity range of our DOCT system, velocity flow maps for various flow rates were measured independently. Each flow rate was measured at the output end of a 1 mm tube. For mean velocities lower than 0.8 m/s, measured flow rates were compared with half of the maximum velocity obtained from the DOCT profile, thus assuming parabolic profile velocity and a laminar regime.

For mean velocities higher than 0.8 m/s, which corresponds to a Reynolds number in the vicinity of 800 (considering that our tube diameter was 1 mm and that the Intralipid solution had the same kinematic viscosity as water, i.e., approximately $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$), the laminar assumption is no longer valid because of a flattening of the parabolic profiles. The mean velocity cannot be deduced simply by taking half of the maximum velocity. In this regime, the mean velocity is determined by taking the integral of the velocity profile at the center section of the tube and by dividing it by

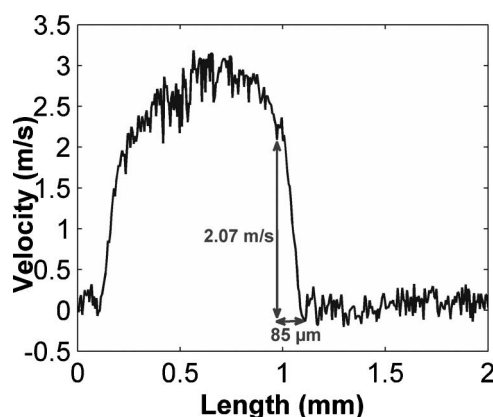


Fig. 7. Measured turbulent flow profile within a cylindrical tube.

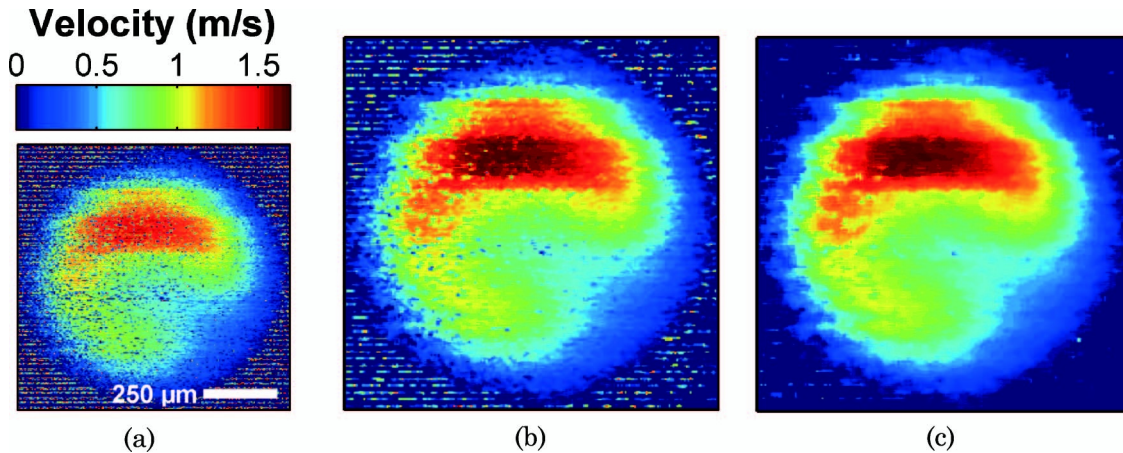


Fig. 8. Real-time turbulent velocity profiles: (a) raw data, (b) data processed with a 3×3 median filter, (c) data processed with a 5×5 median filter.

its diameter. A cylindrical symmetry for the flow profiles was assumed since the tube was imaged far from its input and output ends to avoid transient regions. It was also verified that maximum velocities within the profiles did not exceed theoretical range limits. Parabolic profiles below 1 cm/s (mean velocity) could not be measured because of noise and delay line limitations.

Figure 6 shows a comparison of averaged velocities extracted from DOCT data with measured flow rates. It shows an excellent correlation over a large velocity span as confirmed by the coefficient of the linear regression ($R^2 > 0.99$). Because of the uncertainty about the angle between the light beam and the flow propagation and the exact index of refraction of the Intralipid solution, the slope of the fitted line is not exactly 1. Still, the difference between this slope and the expected value can be used as a calibration method.

C. Turbulent Flow Imaging

Even if some of the profiles used for plotting Fig. 6 were turbulent, they remained close to parabolic because a simple geometry far from complex extremities was imaged. As can be seen in Fig. 7, the profile is widened in contrast to a laminar parabola. One can observe, in particular, the high velocity gradients in the vicinity of the tube walls (more than a 2 m/s increase over a distance of $85 \mu\text{m}$) which would result in many phase jumps if PR methods had been used.

Assuming the same parameters as those used in the current experiments ($\theta_D = 35^\circ$, $\bar{n} = 1.33$, and $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$) and given that phase aliasing is likely to occur for phase jumps between consecutive A scans higher than 2π [35], one can deduce from this method [9] that the velocity difference δV between two successive A scans cannot exceed

$$\delta V_{\text{lim}} = \frac{\lambda_0}{4\tau\bar{n} \cos(\theta_D)} \quad (15)$$

in PR methods [9], where τ is the time between two consecutive scans at the same position. One finds

that even with a very rapid SD OCT (for example, with $\tau = 10 \mu\text{s}$) and thus with a δV_{lim} of approximately 36 mm/s, there would be approximately 58 phase jumps within these $85 \mu\text{m}$. It would therefore be difficult to phase unwrap this region even if the profile were known *a priori*.

To image more complex profiles, we examined flow profiles in a tube into which a beveled needle was inserted. Figure 8 shows a velocity profile taken approximately 10 mm away from the needle output. Because of the high velocities (mean velocity of 2.21 m/s) of the flow leaving the beveled needle, turbulences were induced. As a consequence, the flow profile is highly inhomogeneous and reveals asymmetrical high and low velocity regions that

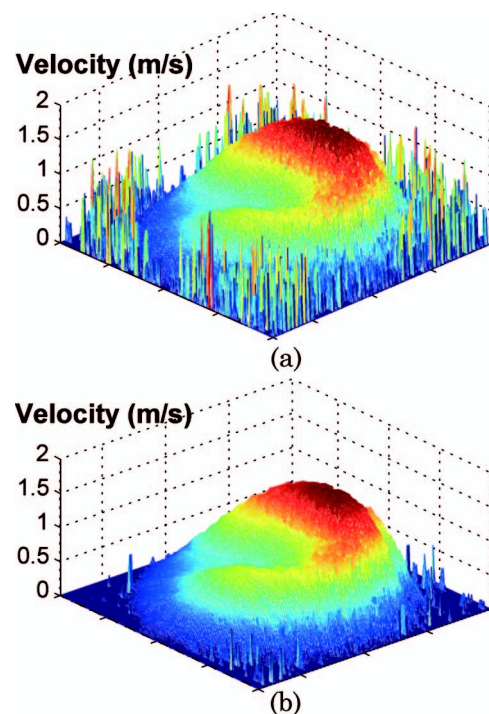


Fig. 9. Real-time three-dimensional maps of velocity profiles corresponding to the images in Fig. 8: (a) raw data and (b) after 3×3 median filtering.

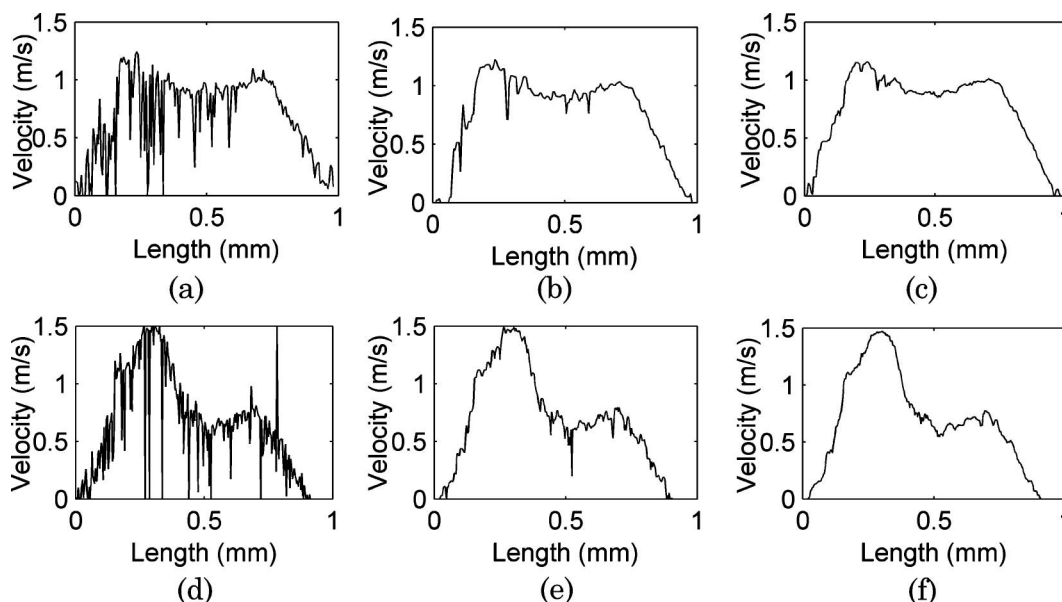


Fig. 10. One-dimensional velocity profiles taken in the center of the images of Fig. 8 along (a)–(c) horizontal and (d)–(f) vertical lines. Plots (a) and (d) correspond to Fig. 8(a); plots (b) and (e) correspond to Fig. 8(b); plots (c) and (f) correspond to Fig. 8(c).

are caused by the shape of the beveled needle end. Figure 8(a) shows the raw profile; Figs. 8(b) and 8(c) show the velocity profiles after median filtering with 3×3 and 5×5 pixel windows, respectively. The effect of median filtering on the surrounding noise can be seen more clearly in Fig. 9 using three-dimensional plots of Figs. 8(b) and 8(c). Increasing the size of the filtering window smooths the profile further but care must be exercised to avoid velocity distortions.

To see even more precisely the influence of the median filters on the velocity profiles, in Fig. 10 we provide the one-dimensional velocity profiles taken along the vertical centerline [Figs. 10(a)–10(c)] and along the horizontal centerline [Figs. 10(d)–10(f)] of images in Figs. 8(a)–8(c). From Fig. 10, it can be seen that the application of a 3×3 median filter improves the profiles significantly by removing most of the high amplitude noise without affecting the lower amplitude ripples that result from velocity variations. Considering Figs. 10(c) and 10(f), one notes that a 5×5 filter removes small variations that might not be due to noise, but to turbulence.

5. Conclusion

A real-time DOCT system based on zero-crossing has been demonstrated. Velocities ranging from 1 cm/s to more than 3 m/s were measured without any artifacts (such as phase wrapping) at a rate of 1 frame/s (500×500 pixels). The ability of the system to measure turbulent and high gradient velocity profiles has also been shown. The current system is thus capable of measuring the highest blood velocities found in human blood vessels even in the presence of turbulence. Applications in various other fields such as metrology of flow rates are obviously intended. This technique extends the range of current

OCT systems that reach a high velocity precision but only for relatively slow flow rates (up to 56 cm/s). This DOCT system and signal processing method were shown to have a good velocity precision (with respect to the mean velocity). The adaptability of the software method also enables easily implementable yet good noise suppression. Research is currently under way to improve the line rate (up to 2 kHz) by optimizing the delay line velocity and by using specialized hardware filters to make the system capable of imaging rapidly varying flows. Expected bandwidth improvements will give access to even higher velocities (up to 10 m/s) making the system well suited for a variety of applications.

The authors acknowledge important contributions from Vuk Bartulovic (Novacam Technologies, Inc.) and Guy Lamouche (Industrial Materials Institute, National Research Council of Canada) for providing technical help with the delay line implementation as well as Mathias Strupler for helpful discussions. Financial support from the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC) of Canada is acknowledged.

References

1. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," *Science* **254**, 1178–1181 (1991).
2. W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kartner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **24**, 1221–1223 (1999).
3. X. J. Wang, T. E. Milner, and J. S. Nelson, "Characterization of fluid flow velocity by optical Doppler tomography," *Opt. Lett.* **20**, 1337–1339 (1995).

4. Z. Chen, T. E. Milner, D. Dave, and J. S. Nelson, "Optical Doppler tomographic imaging of fluid flow velocity in highly scattering media," *Opt. Lett.* **22**, 64–66 (1997).
5. Z. Chen, T. E. Milner, S. Srinivas, X. Wang, A. Malekafzali, M. J. C. van Gemert, and J. S. Nelson, "Noninvasive imaging of *in vivo* blood flow velocity using optical Doppler tomography," *Opt. Lett.* **22**, 1119–1121 (1997).
6. Z. Xu, L. Carrion, and R. Maciejko, "An assessment of the Wigner distribution method in Doppler OCT," *Opt. Express* **15**, 14738–14749 (2007).
7. G. J. Tearney, B. E. Bouma, and J. G. Fujimoto, "High-speed phase- and group-delay scanning with a grating-based phase control delay line," *Opt. Lett.* **22**, 1811–1813 (1997).
8. A. L. Oldenburg, J. J. Reynolds, D. L. Marks, and S. A. Boppart, "Fast-Fourier-domain delay line for *in vivo* optical coherence tomography with a polygonal scanner," *Appl. Opt.* **42**, 4606–4611 (2003).
9. R. A. Leitgeb, L. Schmetterer, C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher, F. Berisha, M. Wojtkowski, and T. Bajraszewski, "Real-time measurement of *in vitro* flow by Fourier-domain color Doppler optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **29**, 171–173 (2004).
10. S. Yazdanfar, A. M. Rollins, and J. A. Izatt, "Imaging and velocimetry of the human retinal circulation with color Doppler optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **25**, 1448–1450 (2000).
11. V. X. D. Yang, M. L. Gordon, A. Mok, Y. Zhao, Z. Chen, R. S. C. Cobbold, B. C. Wilson, and I. Alex Vitkin, "Improved phase-resolved optical Doppler tomography using the Kasai velocity estimator and histogram segmentation," *Opt. Commun.* **208**, 209–214 (2002).
12. A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. El-Zaiat, "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry," *Opt. Commun.* **117**, 43–48 (1995).
13. S. R. Chinn, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source," *Opt. Lett.* **22**, 340–342 (1997).
14. R. Huber, D. C. Adler, and J. G. Fujimoto, "Buffered Fourier domain mode locking: unidirectional swept laser sources for optical coherence tomography imaging at 370,000 lines/s," *Opt. Lett.* **31**, 2975–2977 (2006).
15. J. F. De Boer, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **28**, 2067–2069 (2003).
16. J. K. Barton and S. Stromski, "Flow measurement without phase information in optical coherence tomography images," *Opt. Express* **13**, 5234–5239 (2005).
17. V. X. D. Yang, M. L. Gordon, B. Qi, J. Pekar, S. Lo, E. Seng-Yue, A. Mok, B. C. Wilson, and I. A. Vitkin, "High speed, wide velocity dynamic range Doppler optical coherence tomography (Part I): System design, signal processing, and performance," *Opt. Express* **11**, 794–809 (2003).
18. B. J. Vakoc, R. M. Lanning, J. A. Tyrrell, T. P. Padera, L. A. Bartlett, T. Stylianopoulos, L. L. Munn, G. J. Tearney, D. Fukumura, R. K. Jain, and B. E. Bouma, "Three-dimensional microscopy of the tumor microenvironment *in vivo* using optical frequency domain imaging," *Nature Medicine* **15**, 1219–1223 (2009).
19. C. J. Pedersen, D. Huang, M. A. Shure, and A. M. Rollins, "Measurement of absolute flow velocity vector using dual-angle, delay-encoded Doppler optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **32**, 506–508 (2007).
20. Y.-C. Ahn, W. Jung, and Z. Chen, "Quantification of a three-dimensional velocity vector using spectral-domain Doppler optical coherence tomography," *Opt. Lett.* **32**, 1587–1589 (2007).
21. A. H. Bachmann, M. L. Villiger, C. Blatter, T. Lasser, and R. A. Leitgeb, "Resonant doppler flow imaging and optical visualization of retinal blood vessels," *Opt. Express* **15**, 408–422 (2007).
22. D. C. Ghiglia and M. D. Pritt, *Two-Dimensional Phase-Unwrapping: Theory, Algorithm, and Software* (Wiley-Interscience, 1998).
23. D. Morofke, M. C. Kolios, I. A. Vitkin, and V. X. D. Yang, "Wide dynamic range detection of bidirectional flow in Doppler optical coherence tomography using a two-dimensional Kasai estimator," *Opt. Lett.* **32**, 253–255 (2007).
24. B. J. Vakoc, S. H. Yun, J. F. De Boer, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, "Phase-resolved optical frequency domain imaging," *Opt. Express* **13**, 5483–5493 (2005).
25. D. N. Ku, "Blood flow in arteries," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **29**, 399–434 (1997).
26. M. Bonesi, D. Churmakov, and I. Meglinski, "Study of flow dynamics in complex vessels using Doppler optical coherence tomography," *Meas. Sci. Technol.* **18**, 3279–3286 (2007).
27. S. J. Lee, "Optical methods in flow measurement," in *Handbook of Optical Metrology: Principles and Applications*, T. Yoshizawa, ed. (CRC Press, 2008).
28. G. E. Nilsson, E. G. Salerud, N. O. T. Strömberg, and K. Wårdell, "Laser Doppler perfusion monitoring and imaging," in *Biomedical Photonics Handbook*, T. Vo-Dinh, ed. (CRC Press, 2003).
29. D. A. Zimnyakov and V. V. Tuchin, "Speckle correlometry," in *Biomedical Photonics Handbook*, T. Vo-Dinh, ed. (CRC Press, 2003).
30. Z. Luo, Z. Yuan, M. Tully, Y. Pan, and C. Du, "Quantification of cocaine-induced cortical blood flow changes using laser speckle contrast imaging and Doppler optical coherence tomography," *Appl. Opt.* **48**, D247–D255 (2009).
31. R. W. A. Scarr, "Zero crossings as a means of obtaining spectral information in speech analysis," *IEEE Trans. Audio Electroacoust.* **16**, 247–255 (1968).
32. D. L. Franklin, W. Schlegel, and R. F. Rushmer, "Blood flow measured by Doppler frequency shift of back-scattered ultrasound," *Science* **134**, 564–565 (1961).
33. Z. Xu, L. Carrion, and R. Maciejko, "A zero-crossing detection method applied to Doppler OCT," *Opt. Express* **16**, 4394–4412 (2008).
34. G. Lamouche, C.-E. Bissillon, M. Dufour, B. Gauthier, R. Maciejko, and J.-P. Monchalain, "Optical coherence tomography for industrial and biomedical applications," *Proc. SPIE* **6341**, 63410T (2006).
35. L. Carrion, E. Hamel, A. Leblanc-Hotte, C. Boudoux, O. Guenat, and R. Maciejko, "Characterization of microfluidic systems with Doppler optical coherence tomography," *Proc. SPIE* **7386**, 73860B (2009).