

Titre: Taille de "Speckle" en tomographie par cohérence optique
Title:

Auteur: Charles-Étienne Bisaillon
Author:

Date: 2007

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bisaillon, C.-É. (2007). Taille de "Speckle" en tomographie par cohérence optique [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/7960/>

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/7960/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Romain Maciejko, & Guy Lamouche
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

TAILLE DE « SPECKLE » EN
TOMOGRAPHIE PAR COHÉRENCE OPTIQUE

CHARLES-ÉTIENNE BISAILLON
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

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

AVRIL 2007



Library and
Archives Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*
ISBN: 978-0-494-29213-6

Our file *Notre référence*
ISBN: 978-0-494-29213-6

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

**
Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

TAILLE DE « SPECKLE » EN
TOMOGRAPHIE PAR COHÉRENCE OPTIQUE

présenté par : BISAILLON Charles-Étienne

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. BERTRAND Michel, Ph. D., président

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

M. LAMOUCHE Guy, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

M. MONCHALIN Jean-Pierre, Ph. D., membre

À mes parents,
pour leur soutien inconditionnel

Remerciements

À M. Guy Lamouche, un immense merci pour son engagement dans le projet. Merci d'avoir été un superviseur aussi présent, merci pour toute l'aide et une grande part de travail dans le développement des outils de recherche. Merci aussi pour la reconnaissance du travail effectué.

À M. Romain Maciejko, merci de m'avoir permis de mener ce projet vers et où je me sentais le plus à mon aise. Merci pour son soutien et le regard critique face au projet et aux résultats. Merci de sa collaboration aux diverses publications.

À M. Bruno Gauthier, pour sa générosité. On ne peut s'imaginer recevoir une aide plus dévouée, il est toujours prêt à répondre à toute question allant de la recherche d'un outil jusqu'à discuter longuement de la façon dont pourrait être réalisé un montage. Dans nombre de domaines, son support est très précieux.

À M. Marc Dufour, à M. Sébastien Vergnole et à tous les membres du laboratoire d'interférométrie en lumière faiblement cohérente, ainsi qu'à tous les membres du groupe Techniques Optiques de l'Institut des Matériaux Industriels, pour votre accueil, pour votre aide à tous et chacun, et pour m'avoir traité comme un membre de l'équipe, comme un collègue.

Merci à tous ceux qui ont collaboré, de près ou de loin à mon projet. Il est impossible de tous les nommer, mais ils ne sont pas oubliés.

Résumé

Le « speckle » est un phénomène inhérent à l'imagerie de tissus biologiques en tomographie par cohérence optique (OCT). Sa principale cause est l'interférence de lumière réfléchie par plusieurs diffuseurs se trouvant dans le volume de cohérence du faisceau. Le volume de cohérence est défini par l'aire du faisceau à une certaine profondeur et par la longueur de corrélation du système OCT. Le « speckle » est souvent considéré comme une dégradation du signal car il a pour effet de diminuer la clarté des structures dans les images. Cependant, il contient aussi de l'information sur la microstructure l'ayant créé. Quelques travaux récents ont tenté d'utiliser des paramètres statistiques du « speckle » afin de retrouver de l'information qui permettrait d'identifier les tissus à partir de son analyse.

Le contraste, qui est défini par le rapport de l'écart type du signal sur sa moyenne, est un de ces paramètres qui varie avec la microstructure. Dans un échantillon ayant une grande densité de diffuseurs, le contraste atteint une valeur minimale de 0,52. Toutefois, lorsque la densité est inférieure et correspond à moins de cinq diffuseurs dans le volume de cohérence, le contraste augmente. Il y a donc une variation du contraste en fonction du nombre de diffuseurs dans le volume de cohérence. On appelle ce paramètre : nombre effectif de diffuseurs (NED). Il dépend à la fois de la densité de diffuseurs dans l'échantillon et du volume de cohérence, donc du système OCT.

À partir de cette information, l'objectif est d'identifier d'autres paramètres statistiques des images OCT qui varient en fonction de la densité de diffuseurs. Plus particulièrement, l'étude porte sur l'analyse de la taille moyenne du « speckle », un paramètre statistique de second ordre facilement visualisable. L'utilisation d'une série de paramètres permettrait d'ajouter à l'information obtenue et améliorerait la fiabilité et la précision d'une méthode d'identification de tissus basée sur l'analyse statistique du « speckle ». L'étude de la taille du « speckle » est réalisée en utilisant à la fois un modèle, des images simulées et des images de fantômes de tissus biologiques.

Pour obtenir des fantômes de tissus biologiques avec un contrôle adéquat sur la densité de diffuseurs dans le volume de cohérence, une nouvelle technique de fabrication est développée. Les fantômes contenant des microsphères de silice dans une matrice de silicium sont à la fois déformables, solides, stables et offrent un grand contrôle sur la densité, la forme et la taille des diffuseurs, ce qui constitue une combinaison de propriétés originale. Avec cette technique, trois séries de fantômes ayant deux tailles de diffuseurs différentes sont fabriquées, et chaque série compte 7 ou 8 échantillons de différentes densités.

En parallèle, on développe un modèle afin de simuler des images et d'interpréter les résultats. Le signal d'un diffuseur ponctuel en fonction de sa position dans l'espace, ce que l'on appelle la réponse impulsionale du système, est développé en propagant un faisceau gaussien à l'aide du formalisme des matrices ABCD. En additionnant les réponses de diffuseurs aléatoirement distribués dans l'espace, puis en extrayant l'enveloppe, des images simulées sont obtenues. En variant le nombre total de diffuseurs d'une image à l'autre, on simule une variation de densité de diffuseurs d'une image à l'autre.

La mesure de taille de « speckle » est effectuée par lissage de l'autocorrélation du signal, ou de sa transformée de Fourier. Ces opérations sont effectuées dans les directions axiales et transverses séparément, ce qui donne deux paramètres de mesures distincts. Dans les images, elles sont aussi effectuées à différentes profondeurs, de sorte que l'on suit l'évolution de la taille de « speckle » au long de l'axe optique.

En examinant l'autocorrélation du signal à partir du modèle, on constate que la taille de « speckle » varie entre deux limites. Dans le cas où il y a très peu de diffuseurs, c'est-à-dire un seul par plusieurs volumes de cohérence, les tailles axiale et transverse correspondent aux tailles respectives de l'enveloppe de la réponse impulsionale du système. Dans le cas d'un signal formé d'un grand nombre de diffuseurs par volume de cohérence, on interprète la taille de « speckle » comme étant réduite d'un facteur de 0,68 par rapport à la taille de la réponse impulsionale, résultat de l'extraction de

l'enveloppe d'un signal formé de l'interférence des contributions individuelles de plusieurs diffuseurs.

Les résultats de simulations et les expériences sur les fantômes montrent tous deux l'obtention d'une limite supérieure de la taille de « speckle » et une réduction asymptotique vers une valeur minimale lorsque la densité atteint environ cinq diffuseurs en moyenne dans le volume de cohérence. Le facteur de réduction de 0,68 est vérifié pour la mesure de taille axiale et pour la mesure de taille transverse au foyer. La taille transverse de « speckle » hors foyer est pour sa part réduite d'un facteur plus grand, puisque sa réponse impulsionnelle est plus large et que le minimum atteint est le même qu'au foyer.

Les résultats montrent donc une évolution intéressante de la taille de « speckle » en fonction de la densité des diffuseurs. De plus, la modélisation permet d'identifier clairement les contributions du système et de l'échantillon à la taille de « speckle ». Toutefois, la variation observée et l'information obtenue diffèrent très peu des variations observées dans la mesure du contraste, qui est un calcul plus simple à effectuer. De plus, la taille de « speckle » est un paramètre intéressant à connaître dans plusieurs applications comme l'élastographie et le traitement d'image.

Abstract

Speckle is inherent to any Optical Coherence Tomography (OCT) measurements of biological tissues. Speckle in OCT predominantly results from the multiple backscattering processes that occur within the probed volume defined by the correlation length of the OCT system and the spot size at a given depth. The speckle is often seen as degrading the signal because it blurs structures in the images. However, the speckle pattern also carries information on the sample microstructure. A few recent papers attempt to rely on statistical analysis of speckle to extract this information and differentiate or identify biological tissues.

The contrast ratio was proven to be one of the statistical parameters that vary with the tissue microstructure. It is defined as the standard deviation over the mean value of an OCT signal. In a sample containing a high density of scatterers, the contrast ratio reaches a lower bound value of 0,52, but as the density decreases under five scatterers in the probe volume, the contrast increases. In that range of sample density, the contrast shows sensitivity to the number of scatterers in the probed volume, a parameter called the effective number of scatterers (ENS). It represents the density of scatterers in the sample and the OCT system optics.

The objective of this research is to identify other statistical parameters that show sensitivity to the density of scatterers. The work focuses on a second order parameter: the average speckle size. By using a set of parameters, more information on the microstructure of tissue could be extracted and more precise and reliable identification could be obtained when performing tissue differentiation by statistical analysis of speckle. This study of speckle size in OCT is carried out using a model of OCT imaging, simulated images and OCT images of tissue phantoms.

A new technique is developed to produce phantoms with sufficient control over the number of scatterers in the probed volume. The combination of silica microspheres in a specific silicon matrix gives a unique combination of deformability, solidity, stability and control over the density, shape and size of particles. Three sets of phantoms

with two different particle sizes are fabricated. Each set includes 7 or 8 phantoms with various densities.

A model is developed to simulate images and for interpretation of the results. It is based on the propagation of a Gaussian beam to single scatterer in space and back in the system using the ABCD matrix formalism. The signal obtained is the system's point spread function. By adding the signal of random scatterers in space and then extracting the envelope, images are simulated. The total number of scatterers is varied between images to simulate various densities of scatterers.

The average speckle size is measured by fitting the autocorrelation or, equivalently, the Fourier transform of the measured speckle pattern. The axial and transverse sizes are measured separately, giving two statistical parameters. The measurement is also performed at various depths in the sample, showing the evolution of the speckle size along the optical axis.

Theoretical investigation with the model leads to upper and lower bounds for the speckle size. For low density of scatterers, in the range of one particule in many probed volume, the upper bound for the axial and transverse speckle sizes corresponds to the respective sizes of the envelope of the system's point spread function. As the density of scatterers increases, meaning a few to many scatterers per probed volume, the speckle size is interpreted to reduce from the size of the point spread function by a factor reaching the asymptotical value of 0,68. This results from the envelope extraction of a signal composed of the interference between the contributions of each scatterer contained in the probed volume.

Both the simulated and the tissue phantom images show the upper bound in the speckle size and the asymptotical reduction to a lower bound when the density reaches about five scatterers in the probed volume. The 0,68 reduction factor is also confirmed in the cases of the axial size, and the transverse size at the beam focus. Out of the focus region, results show that the transverse speckle size is reduced by a bigger factor, since the point spread function is wider, and the minimum size is the same as at the beam focus.

The results show promising sensitivity of the speckle size to the density of scatterers in the sample and they lead to a direct physical interpretation of the system and sample contribution. However, the variations seem similar to the ones obtained by measurement of the contrast ratio, a much simpler calculation. The « speckle » size can be considered as a useful information in some applications.

Table des matières

Remerciements	V
Résumé	VI
Abstract	IX
Table des matières	XII
Liste des tableaux	XV
Liste des figures	XVI
Liste des annexes	XVIII
Chapitre 1 Introduction	1
1.1 Étude et objectifs	1
1.2 Contenu du mémoire	2
1.3 Description de l'OCT	3
1.4 Propriétés optiques des tissus biologiques	7
1.5 « Speckle »	8
Chapitre 2 Revue de littérature	10
2.1 « Speckle » en OCT	10
2.1.1 Statistiques de premier ordre	11
2.1.2 Contraste et densité de diffuseurs	13
2.1.3 Analyse des textures	15
2.1.4 Discussion	17
2.2 Fantômes optiques	18
2.2.1 Les émulsions grasses	19
2.2.2 Les microsphères dans l'eau et autres matrices	20
2.2.3 Silicone et poudres inorganiques	22
Chapitre 3 Confection de fantômes	24
3.1 Propriétés recherchées	24

3.2 Poudres inorganiques.....	26
3.3 Microsphères de silice et silicone.....	28
3.3.1 Silicone	30
3.3.2 Diffuseurs.....	34
3.4 Procédure de fabrication.....	36
3.5 Fantômes réalisés	37
3.6 Caractérisation.....	39
3.7 Discussion	41
Chapitre 4 Analyse de « speckle »	43
4.1 Modèle de formation du « speckle »	43
4.1.1 Expression générale	43
4.1.2 Champ du bras échantillon.....	44
4.1.3 Réponse impulsionnelle.....	46
4.1.4 Enveloppe	48
4.2 Taille de « speckle ».....	49
4.2.1 Expression générale	50
4.2.2 Autocorrélation d'une somme de phaseurs.....	51
4.2.3 Valeurs limites	53
4.2.4 Simulation de l'évolution.....	55
4.3 Simulations.....	57
4.4 Acquisition d'images.....	60
4.5 Calcul des paramètres statistiques	63
4.5.1 Statistiques de premier ordre	63
4.5.2 Taille de « speckle »	64
Chapitre 5 Résultats et discussion.....	67
5.1 Simulations et fantômes	67
5.1.1 Statistiques de premier ordre.....	69
5.1.2 Mesure de taille de speckle.....	73
5.1.3 Résultats de taille de speckle	79

5.2 Échantillons biologiques	86
5.3 Discussion	89
Chapitre 6 Conclusion.....	90
Références	90
Annexes.....	95

Liste des tableaux

Tableau 3.1 : Identification des blancs de silicone.	31
Tableau 3.2 : Indice de réfraction de groupe des blancs de silicone mesuré par OCT ...	32
Tableau 3.3 : 1 ^{re} série de fantômes : silicone – silice 1,86 µm.	37
Tableau 3.4 : 2 ^e série de fantômes : silicone – silice 1,86 µm.	38
Tableau 3.5 : 3 ^e série de fantômes : silicone – silice 2,34 µm.	38
Tableau 5.1 : Nombre effectif de diffuseurs des échantillons.....	68
Tableau A.1.1: Viscosité et dureté du silicone.....	95
Tableau A.1.2 : Différentes valeurs de l'indice de réfraction du silicone trouvée dans la littérature.	96
Tableau A.1.3 : Indices de réfraction vs temps de réticulation obtenus par Chang-Yen et al. pour Sylgard 184 [38].	96

Liste des figures

Figure 1.1 : Schéma de principe.....	3
Figure 1.2 : Signal, enveloppe et résolution axiale.	5
Figure 1.3 : Balayage en z et coupe tomographique.	6
Figure 3.1 : MEB - Poudre d'oxide de zirconium 2,2 µm.	26
Figure 3.2 : MEB – Fantôme silicone – alumine 1 µm.....	27
Figure 3.3 : Image OCT pour déterminer l'indice de réfraction de groupe d'un matériau.	32
Figure 3.4 : Moyenne du signal vs profondeur – Illustration de la transparence du silicone.	33
Figure 3.5 : MEB – Microsphères de silice de 1.86 µm.	34
Figure 3.6 : Intensité rétrodiffusée vs diamètre des particules. Calcul effectué avec MiePlot 3.4.18 avec $n_s = 1,412$, $n_p = 1,43$ pour trois longueurs d'onde.	35
Figure 3.7 : MEB – Coupe d'un fantôme silice – silicone.....	40
Figure 3.8 : MEB – Agrégation dans les fantômes silice – silicone.	40
Figure 4.1 : Comparaison entre la fonction d'autocorrélation et une gaussienne.....	52
Figure 4.2 : Simulations 1D de l'évolution de la taille de « speckle » axiale et transverse déterminée par autocorrélation en fonction de la densité de diffuseurs.....	57
Figure 4.3 : Image OCT simulée (NED = 3).....	59
Figure 4.4 : Schéma de l'interféromètre.	60
Figure 4.5 : Section d'une image OCT du fantôme S3-2.....	63
Figure 4.6 : Illustration du calcul des statistiques de premier ordre (ex. contraste).	64
Figure 4.7 : Illustration du calcul en profondeur de la taille de « speckle ».	65
Figure 5.1 : Valeur moyenne du signal pour les fantômes.....	69
Figure 5.2 : Évolution du contraste en fonction de la profondeur	70
Figure 5.3 : Contraste au foyer pour les simulations et les trois séries de fantômes.	71
Figure 5.4 : Réduction du contraste en raison du bruit.	73
Figure 5.5 : Transformée de Fourier et lissage – taille obtenue : 3.3 µm.	74
Figure 5.6 : Autocorrélation et lissage – taille obtenue : 3.2 µm.....	75

Figure 5.7 : Comparaison des tailles obtenues par transformée de Fourier et autocorrélation.	76
Figure 5.8 : Effet de la courte section sur la transformée de Fourier axiale.	77
Figure 5.9 : Taille de « speckle » axiale au foyer – par autocorrélation.	80
Figure 5.10 : Taille de « speckle » axiale vs profondeur – par autocorrelation.	81
Figure 5.11 : Taille de « speckle » transverse au foyer – par transformée de Fourier....	83
Figure 5.12 : Taille de « speckle » transverse vs profondeur – par transformée de Fourier.....	85
Figure 5.13 : Section d'une coupe transversale d'aorte de porc.	86
Figure 5.14 : Contraste en profondeur de la coupe d'aorte.....	87
Figure 5.15 : Taille de « speckle » transverse en profondeur.	88
Figure A.1.1 : Spectre d'absorption du PDMS.	97
Figure A.2.1: Coupe en profondeur du blanc de silicone # 3.	99
Figure A.2.2 : Profil du signal, blancs #1 et #2.	100
Figure A.2.3 : Profil du signal, blancs #3 et #6.	100
Figure A.2.4 : Profil du signal, blancs #8 et #9.	101
Figure A.2.5 : Profil du signal, blanc #10.	101
Figure A.4.1 : Propagation du faisceau incident.	107
Figure A.4.2 : Rétropropagation d'une onde sphérique par un diffuseur.	111
Figure A.5.1 : Spectre de la source Covega. Le lissage avec une gaussienne donne $\lambda_0 = 1,322 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 63,3 \text{ nm}$	115
Figure A.5.2 : Résolution en fonction de la position dans l'axe optique.	119
Figure A.5.3 : Réponse de la sonde en profondeur dans l'air.	119

Liste des annexes

Annexe 1 Silicone	95
Annexe 2 Expériences sur le silicone.....	98
A.2.1 Expérience de transparence	98
A.2.1.1 Méthodologie	98
Annexe 3 Fantômes réalisés.....	103
Annexe 4 Développement théorique.....	105
Annexe 5 Caractérisation optique du système OCT	115
A.5.1 Source	115
A.5.2 Résolution axiale	116

Liste des sigles et abréviations

α	- Terme de phase ou coefficient de lissage
β	- Terme de phase
$\beta(\omega)$	- Constante de propagation
$\beta_R(\omega)$	- Constante de propagation dans le bras échantillon
$\beta_S(\omega)$	- Constante de propagation dans le bras de référence
$\delta(x)$	- Distribution de Dirac
Δ	- Largeur à mi-hauteur
$\Delta\lambda$	- Largeur de bande à mi-hauteur
$\Delta\omega$	- Largeur de bande à mi-hauteur en fréquence
Δz	- Résolution du système OCT (en largeur à mi-hauteur)
$\gamma(\omega)$	- Spectre en intensité
$\psi(z)$	- Phase de Gouy d'un faisceau gaussien
λ	- Longueur d'onde
λ_0	- Longueur d'onde centrale
μ_a	- Coefficient d'atténuation par absorption
μ_d	- Coefficient d'atténuation par diffusion
μ_T	- Coefficient d'atténuation totale
$\nu(z, \omega)$	- Fonction de visibilité des franges d'interférence
θ_i	- Phase champ provenant du phaseur ou du diffuseur i
Φ	- Phase accumulé lors de la propagation
ρ_p	- Densité du matériau des particules dans un fantôme
σ	- Écart type
σ_c	- Écart type sur le contraste
$\varsigma(k)$	- Tranformée de Fourier

ω	- Fréquence
ω_0	- Fréquence centrale
Ω	- Fréquence de pulsation
$\psi(z)$	- Phase de Gouy d'un faisceau gaussien
$a(x)$	- Fonction représentant un échantillon
a_0	- Constante d'un tissus
A	- Terme d'une matrice ABCD
A_0	- Amplitude initiale
A_i	- Amplitude du champ provenant du phaseur i
A_R	- Amplitude du champ électrique dans le bras de référence
A_S	- Amplitude du champ électrique dans le bras échantillon
b	- Largeur d'une Lorentzienne
B	- Terme d'une matrice ABCD
c	- vitesse de la lumière dans le vide
C	- Contraste
C_p	- Densité ou concentration de particule en part/mL
D	- Terme d'une matrice ABCD
$D_{1/e}$	- Diamètre à 1/e du champ électrique d'un faisceau gaussien collimé
D_{1/e^2}	- Diamètre à 1/e ² de l'intensité d'un faisceau gaussien collimé
D_p	- Diamètre des particules dans un fantôme
E_R	- Champ électrique dans le bras de référence
E_S	- Champ électrique dans le bras échantillon
E_T	- Champ électrique total
f	- Distance focale d'une lentille
\mathfrak{I}	- Opérateur de transformée de Fourier
g	- Coefficient d'anisotropie
$G(x)$	- Faisceau gaussien

$H(x_i, y_i, z_i)$	- Réponse impulsionale du système
I_d	- Signal d'interférence
k	- Fréquence spatiale
$k(x')$	- Autocorrélation normalisée
L	- Résolution du système OCT dans le milieu – définition de Sampson et al. [1]
$L(f - z_i)$	- Terme d'amplitude de forme lorentzienne
l_c	- Résolution du système dans l'air
m_p	- masse des particules dans un fantôme
n	- indice de réfraction
n_p	- indice de réfraction des particules
N	- Nombre de diffuseurs
N_p	- Nombre total de particule dans un fantôme
n_m	- indice de réfraction de la matrice d'un fantôme
n_s	- indice de réfraction du silicium
P	- Puissance
$\tilde{q}(z)$	- Rayon de courbure complexe d'un faisceau gaussien
$R(x')$	- Autocorrélation d'un signal arbitraire
$R_{ S }(x')$	- Autocorrélation d'un signal enveloppe
$R_{S_{OCT}}$	- Autocorrélation du signal enveloppe en OCT
$R_{y,S_{OCT}}$	- Autocorrélation transverse du signal enveloppe en OCT
$R_{z,S_{OCT}}$	- Autocorrélation axiale du signal enveloppe en OCT
$R(z)$	- Rayon de courbure d'un faisceau gaussien
$S(x)$	- Signal arbitraire
S_M	- Signal OCT modulé
S_{OCT}	- Signal OCT enveloppe
t	- Temps
T_{Sp}	- Taille de « speckle »
$T_{Sp,y}$	- Taille transverse de « speckle »

- $T_{Sp,z}$ - Taille axiale de « speckle »
- V_m - Volume de la matrice d'un fantôme
- V_T - Volume total d'un fantôme
- $w(z)$ - Waist du faisceau gaussien focalisé (en $1/e^2$ pour l'intensité)
- (x_i, y_i, z_i) - Position du phaseur ou du diffuseur i
- z - Variable axiale d'une image
- z_r - Distance de Rayleigh
- z_f - Centre d'une lorenzienne
- FDP - Fonction de densité de probabilité
- IVUS - Ultrasonographie intravasculaire
- MEB - Microscope électronique à balayage
- MF - Mélamine formaldéhyde
- NED - Nombre effectif de diffuseurs
- OCT - Tomographie par cohérence optique
- PDMS - Poly(diméthyl-siloxane)
- POS - Poly(organo-siloxane)
- RI - Réponse impulsionnelle
- S.U. - Sans unité
- Sim - Simulation
- TF - Transformée de Fourier
- U.A. - Unités arbitraires
- VTA - Vulcanisation à température ambiante

Chapitre 1 Introduction

La tomographie par cohérence optique (OCT, pour optical coherence tomography) est un procédé d'imagerie qui a vu le jour vers le début des années 1990. Depuis, elle a su trouver plusieurs applications, tant dans le domaine médical, par exemple en ophtalmologie, en dermatologie et en dentisterie, que dans le domaine industriel, par exemple dans l'étude des polymères composites [2].

1.1 Étude et objectifs

L'objectif général de cette recherche est d'explorer des méthodes d'analyses du « speckle » (figures de granularité) obtenus dans les images de tomographie par cohérence optique (OCT). Des travaux récents ont démontré que, dans certains cas, il était possible d'obtenir de l'information sur un échantillon à partir de paramètres statistiques provenant du « speckle ». En tentant de recréer le cas où cette information est obtenue, d'autres paramètres statistiques sont explorés en vue de la préciser ou d'obtenir de l'information supplémentaire et ainsi d'augmenter l'efficacité de différentiation de tissus d'une analyse basée sur les statistiques du « speckle ». Plus particulièrement, l'étude porte sur un paramètre de second ordre aisément visualisable : la taille de « speckle ».

Pour observer expérimentalement l'évolution de la taille de « speckle » en fonction des paramètres du système et de l'échantillon, on a besoin de fantômes de tissus biologiques dont la microstructure est très contrôlée. On souhaite aussi que ces fantômes puissent être conservés longtemps et éventuellement utilisés en élastographie, donc qu'ils soient déformables. Cette combinaison de propriétés ne semble pas avoir été obtenue auparavant et sa réalisation représente un défi important. En parallèle, un modèle de formation du signal OCT est utilisé pour simuler des images, ce qui permet de comparer les résultats et de mieux les interpréter.

En plus de l'objectif d'identification de tissus, cette étude permet d'obtenir une meilleure compréhension du phénomène du « speckle » en OCT; celle-ci sera utile lors de futurs travaux d'élastographie.

1.2 Contenu du mémoire

Tout d'abord, le présent chapitre donne une description générale de la technique de la tomographie par cohérence optique ou OCT. Comme l'OCT est beaucoup utilisée en tant que procédé d'imagerie médicale, on introduit aussi brièvement les propriétés des tissus biologiques qui s'y rattachent. Ces propriétés sont à l'origine du « speckle » qui est décrit de façon générale à la fin de ce chapitre. Au chapitre 2, une revue de littérature sur le « speckle » et sur les fantômes de tissus biologiques est présentée. La partie sur le « speckle » traite particulièrement de travaux statistiques et d'identification de tissus, précurseurs de la présente étude. La partie sur les fantômes fait un survol rapide des techniques déjà utilisées pour reproduire les propriétés optiques des tissus biologiques, et une analyse de leur utilisation en OCT. Le chapitre 3 porte sur la technique développée pour fabriquer les fantômes. La méthodologie et les résultats de caractérisation y sont présentés. Le chapitre 4 traite de l'analyse de « speckle ». Après la démonstration du développement du modèle de formation de signal, la méthode utilisée pour mesurer la taille de « speckle », les simulations ainsi que la méthode d'acquisition des images de fantômes sont décrites. Les analyses statistiques, l'évolution de la taille de « speckle » et une discussion des résultats font l'objet du chapitre 5. Suivent la conclusion et quelques annexes.

Le terme « speckle » a plusieurs équivalents français : figures de granularité, granularité laser, texture ou chatoiement. Toutefois, ces termes sont soit trop lourds, soit peu évocateurs. Pour ces raisons, le terme « speckle » continue d'être employé dans cet ouvrage.

1.3 Description de l'OCT

L'OCT est basée sur l'utilisation d'un interféromètre avec de la lumière ayant un large spectre. La longueur de cohérence de cette lumière est donc courte. Un schéma de l'interféromètre fibré d'un système OCT de base est présenté à la Figure 1.1.

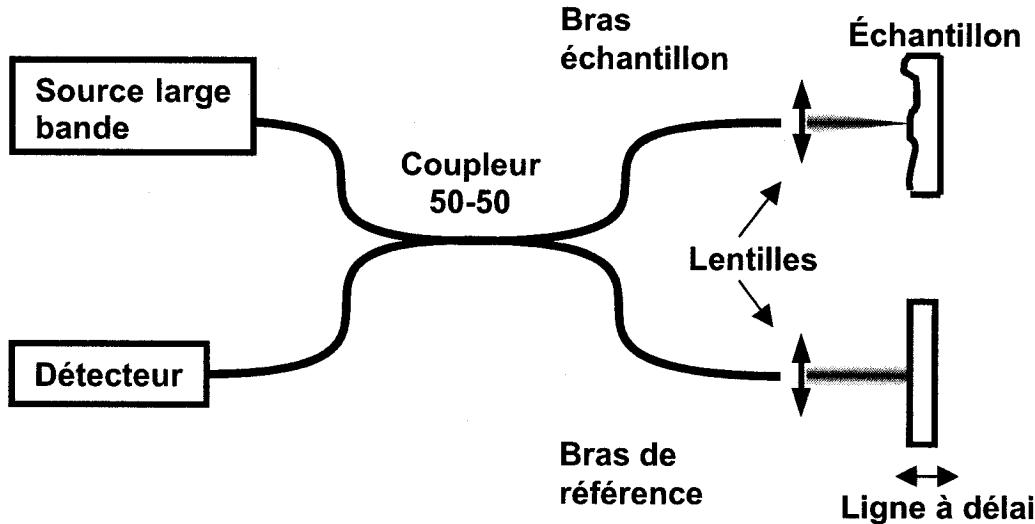


Figure 1.1 : Schéma de principe.

La lumière insérée dans le système est dirigée vers un coupleur qui agit comme séparateur de faisceau. Les deux sorties du coupleur agissent comme « bras échantillon » et comme « bras de référence » en dirigeant respectivement la lumière vers un échantillon et vers une ligne à délai. La ligne à délai sert à faire varier le chemin optique dans le bras de référence et à retourner la lumière vers le coupleur. Dans l'échantillon, tout saut d'indice a pour effet de réfléchir une certaine quantité de lumière qui est, elle aussi, retournée vers le coupleur. Lorsque les chemins optiques parcourus jusqu'à un saut d'indice dans l'échantillon et jusqu'à une position de la ligne à délai correspondent dans un certain intervalle dépendant de la longueur de cohérence, il y a combinaison des deux contributions au niveau du coupleur, ce qui est ensuite reçu au détecteur comme un signal d'interférence (I_d) que l'on peut exprimer sous une forme simple par l'équation suivante [3] :

$$I_d(z) = |A_R|^2 + |A_S|^2 + 2A_R A_S v(z, \omega) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} z\right) \quad (\text{eq. 1.1})$$

Ici, A_R représente l'amplitude du champ électrique dans le bras de référence, et A_S est l'amplitude du champ de la lumière réfléchie par un quelconque saut d'indice dans l'échantillon et qui est captée dans le bras échantillon. Le terme $v(z, \omega)$ est une fonction du spectre de la source qui définit la visibilité des franges d'interférence, et λ_0 est la longueur d'onde centrale de la source. La variable z représente ici la différence de chemin optique obtenue avec la ligne à délai. Aussi, dans cette équation, et tout au long de ce mémoire, I_d est utilisé par convention pour exprimer le signal d'interférence.

Dans la plupart des systèmes OCT, la composante de base fréquence du signal d'interférence $(|A_R|^2 + |A_S|^2)$ est filtrée, on appellera cette composante « signal modulé », représenté par S_M , de sorte que

$$S_M(z) = 2A_R A_S v(z, \omega) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} z\right) \quad (\text{eq. 1.2})$$

Par la suite son enveloppe est extraite pour obtenir une ligne de balayage axial de l'image. Par convention, on utilisera pour le signal enveloppe le symbole S_{OCT} . Tout au long de ce mémoire, le symbole I_d est utilisé par convention pour exprimer le signal d'interférence, le symbole S_M est utilisé pour représenter le signal d'interférence, après filtre des termes constants, et le symbole S_{OCT} est utilisé pour le signal enveloppe.

Dans beaucoup de systèmes, le spectre de la source est approximativement assimilé à une fonction gaussienne. La fonction de visibilité des franges est alors aussi gaussienne, ce qui permet d'établir un critère de résolution axiale (Δz) à partir de la largeur à mi-hauteur de cette fonction [4]. Pour une source de longueur d'onde λ_0 , avec un spectre gaussien ayant une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$, ce critère s'exprime par :

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \left(\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \right) \quad (\text{eq. 1.3})$$

Pour un réflecteur simple, la forme du signal modulé, S_M , l'enveloppe, S_{OCT} , et la résolution sont illustrées à la Figure 1.2.

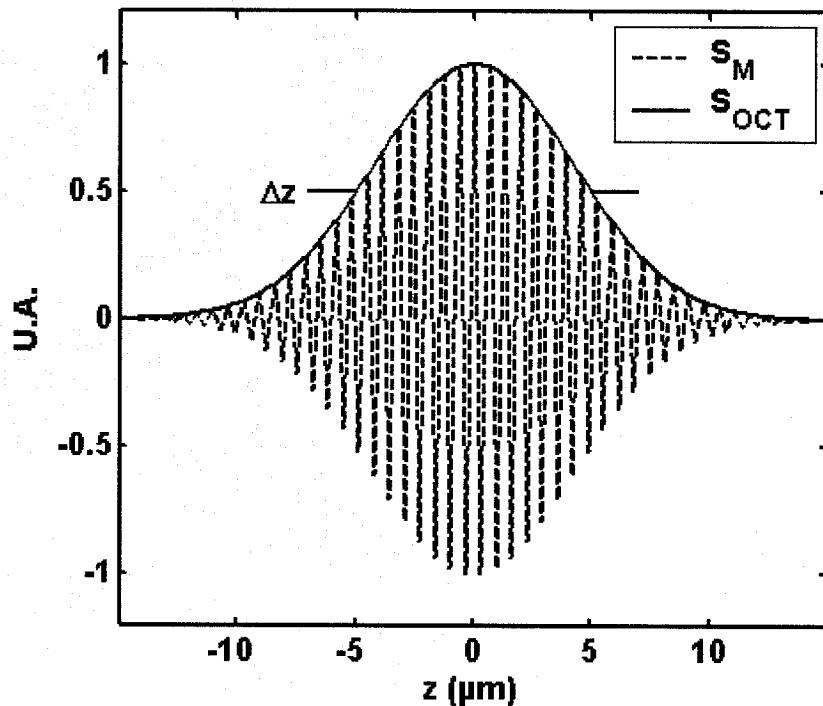


Figure 1.2 : Signal, enveloppe et résolution axiale.

En utilisant une ligne à délai qui peut faire varier le chemin optique de plusieurs millimètres, les champs des deux bras de l'interféromètre peuvent entrer en interférence à plusieurs moments du balayage, ce qui donne un signal tel celui de la figure 1.2 à chaque position où le chemin optique correspond à celui d'un réflecteur dans le bras échantillon. Cela a pour effet de créer une sorte de profil des réflecteurs dans l'échantillon au fil du balayage axial. Des coupes tomographiques sont obtenues en translatant la sonde du bras échantillon perpendiculairement à l'axe du faisceau entre chacun des balayages. Ce concept est illustré à la Figure 1.3 avec, à gauche, un seul balayage de profondeur optique et, à droite, une coupe tomographique composée d'une série de balayages axiaux. L'image est une coupe en profondeur d'un cœur de lapin (*ex-vivo*) où l'on distingue très bien une artère par un rond noir signifiant l'absence de réflecteurs. Le balayage transverse a aussi une résolution qui est attribuable au faisceau optique utilisé. Elle dépend donc du « waist » ($w(z)$) du faisceau gaussien focalisé qui

est lui-même déterminé à partir du diamètre du faisceau collimé, D_{1/e^2} , et de focale de la lentille, f .

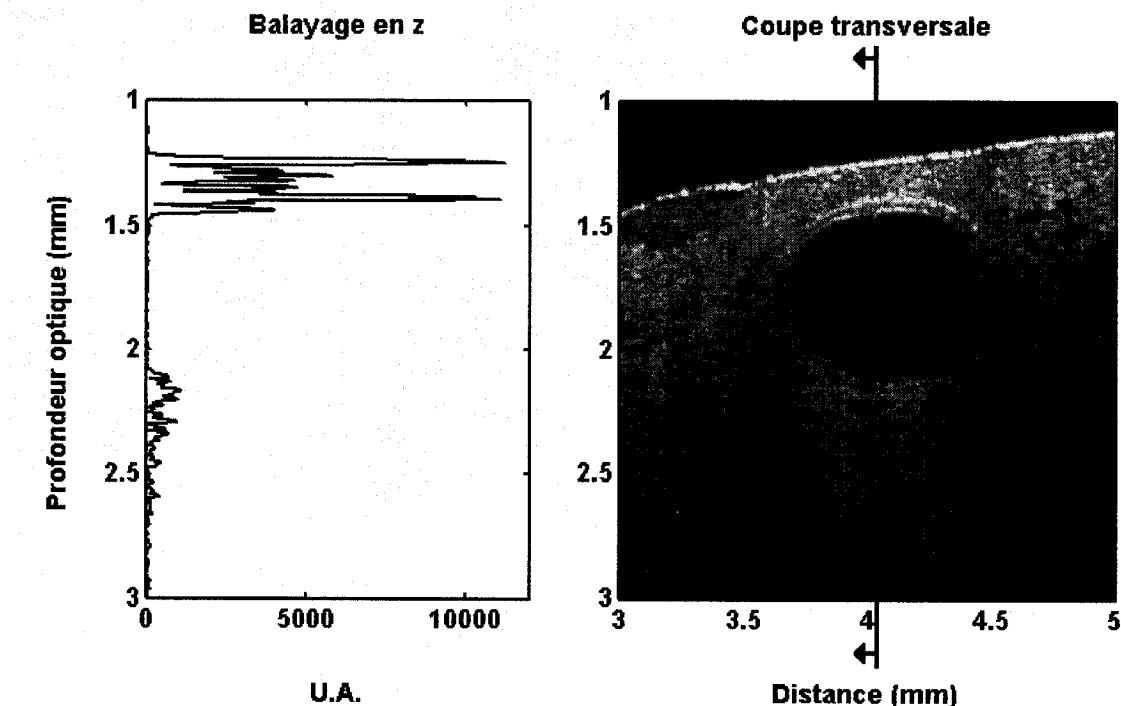


Figure 1.3 : Balayage en z et coupe tomographique.

Avec la fabrication d'un cathéter à fibre optique qui donne des images en rotation plutôt qu'en translation, l'OCT peut aussi utilisée lors d'examens intravasculaires. Dans cette application, l'OCT se distingue de la technique concurrente, soit l'ultrasonographie intravasculaire (IVUS), par une résolution de 5 à 10 fois supérieure, par des cathéters potentiellement plus petits et par la possibilité d'analyses spectrales [5]. Son plus grand inconvénient reste la faible pénétration de la lumière dans la plupart des tissus, ce qui explique d'ailleurs que sa première utilisation ait été en ophtalmologie, l'œil étant un milieu plus transparent.

Avant de discuter des phénomènes qui résultent de l'utilisation de l'OCT pour des applications médicales, on énonce brièvement les propriétés optiques des tissus biologiques et comment est habituellement décrite l'interaction de la lumière avec ce type d'échantillons.

1.4 Propriétés optiques des tissus biologiques

L'interaction de la lumière avec les tissus biologiques est complexe et implique plusieurs phénomènes tels l'absorption, la rétrodiffusion, les diffusions multiples et parfois la fluorescence. De plus, l'identité des structures tissulaires, comme les organelles et les mitochondries, qui dominent ces interactions n'est pas spécifiquement connue et peut différer d'un tissu à l'autre. Pour ces raisons, les propriétés optiques des tissus sont généralement décrites par des coefficients permettant de résumer la répartition statistique de la lumière dans ceux-ci. Ces coefficients sont définis dans la théorie de transport de la lumière.

Ces coefficients sont principalement μ_a , le coefficient d'atténuation dû à l'absorption, μ_d , le coefficient d'atténuation dû à la diffusion et g , le coefficient d'anisotropie qui informe de l'orientation de la diffusion. Le lecteur désirant en savoir plus sur cette théorie et l'interprétation de ces coefficients peut se référer à des ouvrages comme *Tissue Optics* de V. Tuchin [6] ou *Laser-Tissue interactions – Fundamentals and applications* de M. H. Niemz [7]. De façon générale, les coefficients caractérisant les différents tissus ont été mesurés expérimentalement et sont compilés et tabulés. Cependant, les valeurs trouvées dépendent d'une multitude de paramètres et ne sont souvent considérées que comme des ordres de grandeur avec des imprécisions pouvant aller jusqu'à 50 %. L'ouvrage *Tissue Optics* en contient une table assez complète.

Le signal OCT porte d'ailleurs une signature qui a déjà été utilisée pour mesurer ces coefficients. En moyenne, le signal en profondeur dans un échantillon est proportionnel à l'amplitude du faisceau sonde après son retour dans le système de collection ainsi qu'à l'atténuation de l'amplitude due à un aller retour dans l'échantillon. Ceci peut-être résumé par la formule suivante :

$$\langle S_{OCT}(z) \rangle \propto \frac{A_0}{\sqrt{1+(z/b)^2}} \exp\left(-2 \frac{(\mu_a + \mu_d)}{n} z\right) \quad (\text{eq. 1.4})$$

où A_0 est l'amplitude à l'entrée de l'échantillon, que l'on peut placer au foyer de la lentille, l'indice de réfraction est représenté par n , et z est la longueur optique dans

l'échantillon. Le paramètre b est la largeur d'une lorentzienne qui représente la réponse en amplitude du système au faisceau gaussien lorsqu'il est réfléchi à partir de différentes positions axiales dans l'échantillon. Aussi, il est possible, en connaissant la puissance optique à l'entrée et l'indice du milieu, d'utiliser le rapport du signal de réflexion à l'entrée et du signal par la suite pour déterminer les propriétés de diffusion. Pour plus de détails, voir [8, 9]. Les propriétés de diffusion des échantillons biologiques ont un fort impact sur les images OCT, car elles donnent naissance à un phénomène important, le « speckle ».

1.5 « *Speckle* »

Le « speckle » est un phénomène inhérent à tout système utilisant des ondes cohérentes. Il peut être observé tant lors de l'illumination d'une surface rugueuse avec un laser que lors d'examens d'échographie ainsi que dans les images OCT. Il provient de l'interférence d'ondes déphasées entre elles. En imagerie OCT, le « speckle » est susceptible de survenir dès que la lumière parcourt des chemins optiques différents dans l'échantillon, mais demeure cohérente. Cela se produit entre autres dès que des structures réfléchissantes se trouvent plus près l'une de l'autre que la résolution du système. Beaucoup de tissus biologiques sont considérés comme des tissus denses, et les diffuseurs sont beaucoup plus près les uns des autres que les quelques 10 μm de résolution d'un système OCT standard. Le « speckle » est donc omniprésent dans les images OCT médicales. La plupart du temps, il est vu comme une dégradation du signal, car il rend les détails plus flous. Par contre, il contient aussi la signature de la microstructure qui l'a formé. Une part de travail d'analyse statistique [10], de modélisation [11] et de réduction du « speckle » [12] en OCT a déjà été faite, mais bien peu d'études ont tenté de l'utiliser pour extraire de l'information sur l'échantillon. Ces quelques études ont toutefois montré quelques résultats prometteurs et il est intéressant d'explorer la possibilité d'extraire de l'information concernant l'échantillon à partir du « speckle » plus en profondeur.

Une autre utilisation potentielle du « speckle » consiste à suivre son évolution lorsque l'échantillon subit des déformations. Cette application développée pour l'imagerie ultrasonore se nomme élastographie. Son objectif est de déterminer les propriétés élastiques des échantillons à partir d'images, avant et après l'application d'une contrainte. Une des applications visées est d'identifier et de prévoir la possibilité que la plaque dans une artère se détache et cause un infarctus. Dans ce cas aussi, seulement quelques études ont tenté de développer l'élastographie OCT qui, en raison de la résolution améliorée de l'OCT, pourrait apporter un regard nouveau sur le phénomène de rupture de la plaque.

Chapitre 2 Revue de littérature

Ce mémoire de maîtrise présente deux volets, l'étude du « speckle » en OCT et la fabrication de fantômes avec une microstructure contrôlée pour l'acquisition des images OCT. Ces deux volets font ici l'objet de revues des travaux réalisés auparavant. Dans la première partie, le développement et les résultats de travaux visant à décrire le « speckle » en OCT d'un point de vue statistique sont présentés. Par la suite, les recherches traitant de l'utilisation du « speckle » et de ses statistiques dans le but d'identifier différents tissus seront présentées avec plus de détails. Cette revue permet aussi d'introduire des concepts qui sont utilisés tout au long de ce mémoire.

Dans la deuxième partie, les différentes techniques de réalisation de fantômes de tissus biologiques utilisées dans le domaine de l'optique biomédicale seront présentées; en indiquant leurs avantages et leurs inconvénients du point de vue de leur utilisation en OCT. Un intérêt particulier sera porté aux fantômes utilisés par les groupes qui ont effectué des recherches sur le « speckle » en OCT.

2.1 « *Speckle* » en *OCT*

Le « speckle » est généralement observé quand des fronts d'onde cohérents n'ayant pas la même phase interfèrent entre eux. En OCT, lors de l'imagerie d'échantillons optiquement denses, ces variations de phase peuvent provenir de deux phénomènes différents. Le premier est la rétrodiffusion directe par plusieurs diffuseurs suffisamment rapprochés pour que la lumière soit cohérente. La différence des phases provient essentiellement de la position des diffuseurs l'un par rapport à l'autre. On considère donc cette forme de « speckle » comme étant porteuse de signal. Le deuxième phénomène est la diffusion multiple. Certains photons sont diffusés plusieurs fois dans n'importe quelle direction avant d'être rétrodiffusés dans le système. Leur parcours optique est allongé et leur phase dépend de ce parcours qui est aléatoire. Ce « speckle » est considéré comme une dégradation du signal en raison de cet aspect aléatoire. La première source est la plus importante en OCT, surtout près de la surface des

échantillons. Beaucoup de travaux ont porté sur des techniques permettant de réduire le « speckle », mais certains tentent d'en déduire des propriétés statistiques et possiblement d'utiliser la part de « speckle » porteuse de signal pour en déduire quelques informations sur la microstructure de l'échantillon.

2.1.1 Statistiques de premier ordre

Les premiers travaux sur les statistiques du « speckle » en OCT ont consisté de déduire une expression de la fonction de densité de probabilité (FDP) pour le signal (S_{OCT}). La FDP permet d'obtenir une valeur pour le contraste (C), défini comme le rapport de l'écart type du signal (σ) sur sa valeur moyenne ($\langle S_{OCT} \rangle$).

$$C = \frac{\sigma}{\langle S_{OCT} \rangle} \quad (\text{eq. 2.1})$$

Plusieurs expressions différentes de cette FDP ont été suggérées (Schmitt et al., Pircher et al., Bashkansky et al.)[12-14]. À chaque fois, le signal OCT est décrit de façon à correspondre à une situation connue en optique statistique et dont la FDP peut être retrouvée dans *Statistical Optics*, de Goodman [15].

Dans un premier cas, Schmitt et al. ont trouvé une correspondance expérimentale entre une image OCT et la FDP d'un patron de « speckle » provenant de la réflexion de lumière non polarisée sur une surface rugueuse [12]. Ceci donne une valeur du contraste de $C = 0,7$. Pircher et al. et Bashkansky et al. ont effectué des développements plus théoriques, mais en passant par deux approches différentes, et la valeur du contraste résultante n'était pas la même [13, 14]. Plus récemment, Karamata et al. ont ajusté le développement d'une des deux approches, afin que les deux mènent au même résultat, soit un contraste de $C = 0,52$, correspondant à une distribution Rayleigh [10]. Ces développements méritent une attention particulière.

À la base de ces calculs statistiques, le champ électrique dans le bras de référence, E_R , et celui dans le bras échantillon, E_S , sont considérés comme des phaseurs. Dans le bras échantillon, le champ a une amplitude réelle, A_S , et une phase, β , de sorte que

$E_S = A_S \exp(j\beta)$. Dans le bras de référence, le champ a aussi une amplitude, A_R , et une phase, α , à laquelle on ajoute une pulsation temporelle de fréquence Ω qui est introduite par le balayage du parcours optique. On a alors $E_R = A_R \exp(j(\alpha + \Omega t))$. Le détecteur reçoit ensuite le champ total, $E_T = E_S + E_R$ et mesure l'intensité, $I_d = U_T U_T^*$. L'intensité s'exprime selon l'équation suivante :

$$I_d = A_S^2 + A_R^2 + 2A_S A_R \cos(\beta - \Omega t - \alpha) \quad (\text{eq. 2.2})$$

Comme l'intensité détectée ne dépend concrètement que de la différence des phases, on peut mathématiquement considérer que la pulsation se fait dans le bras échantillon et que la phase du bras de référence est nulle. On a donc β remplace $\beta - \alpha$ et $E_R = A_R$. On obtient comme phaseurs le champ dans le bras échantillon, $E_S = A_S \exp(j(\beta - \Omega t))$, et le champ total, $E_T = A_R + A_S \exp[j(\beta - \Omega t)]$.

Dans un système, l'intensité est filtrée de façon à annuler les termes qui n'oscillent pas et à ne garder que le terme modulé que l'on peut exprimer par $S_M = 2A_S A_R \cos(\phi)$. Puis, par filtrage ou par traitement du signal, l'enveloppe est extraite. Comme la pulsation effectue plusieurs rotations sur l'intervalle de cohérence, puisque la longueur d'onde de la lumière est plusieurs fois plus courte que la longueur de cohérence, le signal après extraction de l'enveloppe (S_{OCT}) peut être exprimé par :

$$S_{OCT} = 2A_S A_R \quad (\text{eq. 2.3})$$

Dans des milieux diffusants, le champ est constitué de la rétrodiffusion provenant de plusieurs particules qui sont dans l'intervalle de cohérence de la source. L'amplitude dans le bras échantillon peut donc être considérée comme la somme des champs d'amplitudes et de phases aléatoires.

La FDP de l'amplitude d'un champ provenant de la somme d'un grand nombre de phaseurs aléatoires a été développée par Goodman [15]. En supposant que, pour chacun de ces champs, l'amplitude et la phase ne sont pas corrélées et que la phase est uniformément distribuée sur l'intervalle $[0, 2\pi]$, on obtient une distribution Rayleigh :

$$p(A_s) = \frac{A_s}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{A_s^2}{2\sigma^2}\right), \quad A_s > 0 \quad (\text{eq. 2.4})$$

Simplement en substituant l'équation 2.3 dans l'équation 2.4, Pircher et al. obtiennent une expression pour la FDP du signal OCT, qui est aussi une distribution Rayleigh, et qui a un contraste de 0,52 :

$$p(S_{OCT}) = \frac{S_{OCT}}{4A_R^2\sigma^2} \exp\left(-\frac{S_{OCT}^2}{8A_R^2\sigma^2}\right), \quad S_{OCT} > 0 \quad (\text{eq. 2.5})$$

Un peu différemment, Bashkansky et al. ont considéré l'amplitude du champ total au détecteur, A_T . Leur développement donnait une valeur de contraste différente de $C = 0,52$ mais Karamata et al. ont identifié une erreur qui a été corrigée pour finalement obtenir aussi une distribution Rayleigh.

2.1.2 Contraste et densité de diffuseurs

Plus récemment, Hillman et al. ont étudié les statistiques de premier ordre du « speckle » en OCT sans supposer la présence d'un grand nombre de phaseurs aléatoires au départ [16]. Ils considèrent un modèle où la lumière subit des rétrodiffusions simples provenant de plusieurs particules, mais qui permet à leur nombre de varier. De cette façon, comme pour les calculs qui considèrent un grand nombre de diffuseurs, le signal OCT (S_{OCT}) peut-être considéré comme étant la somme cohérente de plusieurs phaseurs aléatoires, mais avec un nombre déterminé N, tel que :

$$S_{OCT} = 2A_R A_S = 2A_r \left| \sum_{i=1}^N A_i \exp(j\theta_i) \right| \quad (\text{eq. 2.6})$$

Dans l'équation 2.6, A_R est l'amplitude du champ dans le bras de référence, les termes A_i et θ_i sont l'amplitude et la phase aléatoire du $i^{\text{ème}}$ phaseur. L'amplitude ne dépend que de la position (x_i, y_i, z_i) du phaseur dans le volume de cohérence, qui est

défini axialement par la résolution OCT et transversalement par l'optique utilisée. La phase dépend de la position axiale du diffuseur par rapport à la longueur d'onde et est uniformément distribuée entre 0 et 2π . En considérant l'optique et la résolution avec une forme gaussienne, l'amplitude A_i prend une valeur déterminée par :

$$A_i = \exp \left[- \left(\frac{x_i^2 + y_i^2}{(D/2)^2} \right) + \frac{2\pi z_i^2}{L^2} \right] \quad (\text{eq. 2.7})$$

où D est le diamètre à $1/e^2$ de l'intensité du faisceau au foyer et $L = l_c/n$ est la résolution du système dans le milieu. Le critère de résolution n'est pas la largeur à mi-hauteur utilisée le plus couramment, mais est plutôt défini par $l_c = \sqrt{2 \ln 2/\pi} (\lambda^2 / \Delta\lambda)$ [1]. Ces valeurs possibles les amènent à trouver la fonction de densité de probabilité (FDP) de l'amplitude des phaseurs. Le nombre de diffuseurs dans le volume de cohérence est lui aussi considéré comme une variable aléatoire ayant une distribution de Poisson et dont la moyenne est $D_{1/e^2}^2 L C_p$, où C_p est la densité de particules dans le volume total. Cette valeur est définie comme le nombre effectif de diffuseurs (NED). Ils utilisent ces variables aléatoires pour obtenir la FDP de l'enveloppe du signal OCT et calculent les 1^{er} et 2^e moments pour en obtenir le contraste.

Les auteurs constatent alors que le contraste ne dépend que du NED. De plus, quand ce NED est grand, le contraste prend la valeur d'une distribution de Rayleigh, soit $C = 0,52$ comme cela avait déjà été prédit. Par contre, lorsque le NED devient inférieur à environ 5, le contraste augmente. Ils ont par la suite comparé les valeurs obtenues par le modèle avec celles de mesures expérimentales. Des images OCT ont été prises sur des suspensions aqueuses de microsphères de polystyrène. Les propriétés de ces fantômes et leur intérêt en OCT sont discutés à la section 2.2.2. Le faisceau sonde était focalisé sous la surface des échantillons. Le calcul du contraste a été effectué de façon transverse, à l'aide du signal obtenu aux différentes profondeurs. Au foyer, les valeurs obtenues correspondent assez bien à celles prédictes à l'aide du modèle. En s'éloignant du foyer, le contraste décroît car le faisceau s'élargit et le nombre de diffuseurs augmente.

Donc, la variation de contraste est un paramètre statistique qui contient une certaine information sur l'échantillon lorsque le NED est inférieur à 5. Hillman et al suggèrent donc que ce paramètre puisse être utilisé comme critère de différenciation de tissus. Toutefois, avec les systèmes OCT standard, cette condition est rarement remplie pour des tissus biologiques. C'est pourquoi ils suggèrent son application aux systèmes OCT à haute résolution, qui sondent un plus petit volume et donc susceptible de contenir un faible nombre de diffuseurs.

2.1.3 Analyse des textures

L'analyse des textures est un domaine du traitement de l'image où l'on analyse les variations d'intensité (les textures) dans les images afin de pouvoir classifier et/ou reconnaître certaines signatures. Elle a déjà été utilisée dans d'autres domaines de l'imagerie médicale comme les ultrasons, l'imagerie par résonance magnétique et la tomodensitométrie. Un groupe de l'Université de l'Arizona tente d'appliquer cette technique aux images OCT présentant du « speckle » afin de reconnaître les tissus [17-19].

Le groupe développe un programme qui utilise des statistiques de deuxième ordre afin d'obtenir deux séries de critères de classification. Une première série est obtenue à l'aide de la méthode nommée « matrices des dépendances spatiales des niveaux de gris ». Pour chaque image OCT, des matrices $S_\theta(i,j)$ représentant les probabilités qu'un pixel ayant un niveau de gris i, soit voisin d'un pixel de niveau de gris j dans la direction θ sont calculées pour $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ et 135° . À partir de ces données, des paramètres des textures sont calculés. Ces paramètres sont définis comme étant l'énergie, l'entropie, la corrélation, l'homogénéité locale et l'inertie. Les équations de chacun peuvent être trouvées dans les articles [17, 18]. Avec cinq paramètres calculés dans quatre directions, une série de 20 critères est établie.

La deuxième série provient de la transformée de Fourier (TF) en deux dimensions de l'image. Le spectre est divisé en 4 régions, et la somme de la valeur absolue du

spectre dans chaque région est calculée. Cette opération ajoute une série de quatre critères pouvant être utilisés.

Un algorithme de classification utilise ensuite ces critères pour tenter de reconnaître le tissu. Cet algorithme se développe d'une publication à l'autre [17-20], mais à chaque fois, il s'agit d'une classification binaire, c'est-à-dire que des images de deux types d'échantillons sont comparées d'un type à l'autre. Aussi, l'algorithme doit à chaque fois être « entraîné ». Plusieurs images des deux types d'échantillons sont acquises. Une partie de ces images est utilisée comme référence pour calculer les valeurs de chaque critère associé à chaque type d'échantillon. Ensuite, les critères ayant les valeurs les plus différentes sont choisis pour la classification, ce qui offre une meilleure discrimination. Finalement, les critères sont calculés pour les images inconnues et celles-ci sont identifiées à la catégorie à laquelle les critères se ressemblent le plus.

Il est important de noter que l'algorithme est appliqué aux valeurs des niveaux de gris plutôt qu'aux valeurs d'intensité brute du signal, et le groupe a choisi d'utiliser une échelle non-linéaire de répartition de ces niveaux de gris.

L'algorithme de classification a été testé expérimentalement sur différents tissus de souris lors d'une étude de faisabilité [18], et par la suite sur des fantômes de collagène – cellules bovines et de microsphères de silice – gélatine [19]. Des concentrations variables de cellules bovines ont été mélangées au collagène et différentes concentrations ainsi que différentes tailles de microsphères ont été mélangées à la gélatine. En tentant de classifier un grand nombre d'images, le groupe a obtenu obtiennent des statistiques sur le pourcentage de réussite du classement. Sans surprise, il a constaté que plus les fantômes diffèrent dans leur constitution, plus les images sont différentes et plus le logiciel arrive à les distinguer. Par exemple, la distinction entre la gélatine seule et un fantôme contenant $2,5 \times 10^6$ part/mL de silice de 0,49 µm est plus difficile que celle entre la gélatine seule et une concentration de 500×10^6 part/mL des mêmes particules. Les résultats sont tout de même encourageants, car des différenciations sont réalisables simplement à partir de « speckle » sans qu'il y ait de structures caractéristiques. Lors de l'étude avec les tissus de souris, les gras, qui

présentaient des structures particulières, étaient identifiés facilement, mais les tissus ne présentant que du « speckle » étaient difficiles à distinguer.

2.1.4 Discussion

La distribution Rayleigh des intensités qui est obtenue avec beaucoup de diffuseurs a une signification importante. Pour obtenir une telle distribution, on considère des amplitudes de phaseurs aléatoires, des phases uniformément distribuées entre 0 et 2π , et simplement un nombre de diffuseurs suffisant pour appliquer le théorème central limite. La seule information qui peut être apportée lorsqu'un contraste de 0,52 est obtenu expérimentalement dans une image est qu'il y a beaucoup de diffuseurs; toute autre information est perdue.

L'étude de Hillman et al. est intéressante. La variation du contraste en fonction de la densité de diffuseurs laisse présager qu'une certaine part d'information sera accessible à l'échelle où le NED est inférieur à 5. Il ne s'agit toutefois que d'une statistique de premier ordre et d'un seul paramètre puisque seule sa valeur au foyer est explorée. De plus, l'application du NED comme réel indicateur sur la densité de diffuseurs reste à vérifier, celui-ci étant défini à partir de plusieurs simplifications dont l'influence est à explorer.

Des statistiques de deuxième ordre ont été explorées par Gossage et al. Toutefois, l'opération d'étalonnage des niveaux de gris qui est effectuée fait perdre un peu le lien entre l'image et la situation physique. Bien qu'ils explorent la possibilité de différencier des images en fonction de la densité et de la taille de diffuseurs, leur étude ne vise pas à comprendre les phénomènes de formation d'image qui influencent le « speckle » et qui rendent les images possibles à identifier. Le succès qu'ils ont obtenu relativement à l'identification des fantômes de microsphères à partir du « speckle » est intéressant. On peut observer toutefois que les concentrations de $2,5 \times 10^6$ à 500×10^6 part/mL donnent des NED allant de 0,01 à 2,35 avec leur système, donc un domaine de concentrations où le contraste varie et où l'on s'attend à ce que le « speckle » présente de l'information due à la densité de diffuseurs.

Aucune recherche en OCT n'a été effectuée pour explorer l'effet de la densité de diffuseurs sur des paramètres statistiques de deuxième ordre en axant l'étude au niveau phénoménologique. Donc, en se plaçant dans une situation où le contraste varie déjà en fonction de la densité de diffuseurs, l'exploration d'autres paramètres statistiques pourrait mener à une méthode plus robuste pour l'indentification des tissus, mais permettrait aussi de comprendre mieux les paramètres influençant la formation du « speckle ».

2.2 *Fantômes optiques*

En plus de leurs propriétés optiques, les tissus biologiques ont des caractéristiques chimiques, biologiques, mécaniques et géométriques qui leur sont propres et qui peuvent intervenir dans un système de mesure optique. Les fantômes optiques sont essentiellement des échantillons fabriqués qui reproduisent un certain nombre de ces propriétés et qui sont utilisés en remplacement d'un tissu réel. Cette définition assez large reflète bien le champ très vaste d'échantillons considérés comme étant des fantômes, qui peuvent aller du lait jusqu'aux substituts tissulaires, en passant par les polymères [21]. Les objectifs d'utilisation des fantômes optiques sont multiples : comparer un modèle et des mesures expérimentales, tester un nouvel appareil, optimiser un système : soit le rapport signal à bruit, soit les capacités diagnostiques, ou encore effectuer une inspection ou une calibration de routine.

Les différentes propriétés des tissus à reproduire par un fantôme sont choisies en fonction de la technique de mesure utilisée et de l'objectif visé. Ceux-ci dictent alors le choix des matériaux utilisés pour les différents composants du fantôme. Les deux composants principaux d'un fantôme de tissu biologique sont les diffuseurs et la matrice. Presque tous les tissus biologiques diffusent la lumière, il s'agit de leur principale caractéristique optique. Les diffuseurs sont une substance insérée dans le fantôme pour qu'il diffuse lui aussi la lumière. La matrice est, quant à elle, le support des diffuseurs. Elle a une grande influence sur l'aspect global et les caractéristiques non-optiques du fantôme. Des constituants secondaires, comme des absorbants, des agents

fluorescents ou des hétérogénéités, sont souvent ajoutés. Les agents absorbants servent à ajuster l'atténuation de la lumière, les fluorescents servent à obtenir des propriétés spectrales particulières et les hétérogénéités sont des phases différentes ou des formes particulières dans les fantômes. Ils seront peu discutés dans ce rapport. Voici plutôt une présentation des combinaisons diffuseurs-matrices les plus répandues dans la littérature et une critique de leur utilisation en OCT.

2.2.1 Les émulsions grasses

Cette catégorie de fantômes est très utilisée en optique biomédicale. Des corps gras diffusant la lumière, comme du lait, de l'huile en émulsion ou le plus souvent des nutriments intraveineux comme IntralipidTM, sont mélangés à l'eau afin d'obtenir différentes valeurs des coefficients de diffusion et d'anisotropie. Des agents absorbants, comme de l'encre de chine, des teintures ou même du sang, peuvent être ajoutés pour ajuster l'absorption. Des relations entre les coefficients optiques (μ_a , μ_s et g) et les concentrations d'absorbant et d'IntralipidTM ont été étudiées à différentes longueurs d'onde et peuvent servir de recette pour imiter différents tissus [22-24]. De plus, de la gélatine ou de la gélose agaragar peuvent être ajoutées à l'eau pour obtenir des fantômes solides. Ceci permet de créer des fantômes à géométrie plus complexe ou d'inclure des inhomogénéités. Les fantômes à base d'IntralipidTM sont surtout utilisés dans les techniques où l'on étudie expérimentalement la distribution de la lumière à travers un tissu, par exemple la tomographie optique en diffusion. Toutefois, l'information sur la microstructure de ces fantômes n'est pas connue plus spécifiquement que dans un tissu, car les diffuseurs sont aussi de nature biologique. Pour des études de formation d'image comme en OCT, ils ne permettent pas de simplifier le problème en s'approchant d'une situation modélisée. De plus, la durée de vie limitée des agents alimentaires utilisés rend impossible la création de fantômes durables. Ces fantômes ont tout de même servi en OCT pour comparer des profils d'atténuation [25] ou pour étudier la possibilité de mesurer le débit par effet Doppler [26], car ils sont simples à préparer et peu dispendieux.

2.2.2 Les microsphères dans l'eau et autres matrices

La dispersion de petites particules d'un matériau dans un autre matériau transparent n'ayant pas le même indice donne aussi un milieu diffusant. C'est la raison pour laquelle les suspensions de microsphères peuvent être utilisées comme fantômes de tissus biologiques. Les microsphères sont disponibles dans des tailles allant de 20 nm à 20 µm et sont dites monodispersées, c'est-à-dire que la taille est considérée unique. La plupart des microsphères sont vendues en suspensions aqueuses (10 % masse/volume généralement) et les plus répandues sont en polystyrène.

Ce sont ces fantômes eau – microsphères de polystyrène qu'ont utilisé Hillman et al. pour comparer les valeurs expérimentales de contraste du speckle en OCT à celles obtenues à l'aide du modèle statistique (voir section 2.1.2) [16]. En ajoutant différentes quantités d'eau déionisée à la suspension initiale, ils ont fait varier leur indice de NED (nombre effectif de diffuseurs) d'un fantôme à l'autre. La taille des particules inférieure à la résolution du système leur permet de considérer les diffuseurs comme ponctuels, et l'uniformité de la taille des particules leur permet de considérer que l'intensité rétroréfléchie par chaque diffuseur n'est fonction que de sa position dans le faisceau gaussien.

Ces caractéristiques illustrent bien le principal avantage de l'utilisation des microsphères, qui est la possibilité de rapprochement avec un modèle simplifié qui permet la connaissance de la nature des diffuseurs, soit leur indice de réfraction, leur forme et leur taille. Aucun autre type de diffuseur ne permet la connaissance d'autant d'information sur la microstructure. De plus, l'interaction d'un champ lumineux avec une particule sphérique dont la longueur d'onde et le diamètre sont du même ordre est le contexte dans lequel la théorie de diffusion de Mie a été développée. L'extension de cette théorie permet d'estimer les valeurs des coefficients de diffusion, μ_d , d'atténuation, μ_a et d'anisotropie, g , pour les combinaisons d'indices de réfraction, de taille de particules, de concentrations et de longueur d'onde impliquées [23, 27]. L'utilisation de microsphère permet donc un formalisme de modélisation unique parmi les matériaux utilisés comme diffuseurs.

Ce fantôme polystyrène-eau convenait à l'étude de Hillman et al., car le contraste est une statistique de premier ordre. Toutefois, le mouvement Brownien des microsphères dans le milieu liquide fait que la position des diffuseurs change d'un balayage en profondeur à l'autre. Il devient alors impossible de faire des analyses statistiques de deuxième ordre, particulièrement en direction transverse, car le changement d'intensité d'un pixel à l'autre dans l'image n'est plus simplement relié au déplacement de la sonde. Cette décorrélation est le problème fondamental de l'utilisation de fantômes liquides avec les systèmes d'OCT. Un autre inconvénient de l'utilisation des microsphères de polystyrène dans l'eau est que leur indice de réfraction est élevé ($n_p = 1,59$) par rapport à celui des composants des tissus biologiques généralement estimés entre 1,33 et 1,45 [11].

Tout comme les fantômes d'émulsions grasses, les suspensions de microsphères à base d'eau peuvent être solidifiées à l'aide de gélatine ou d'agar-agar. Ceci permet de conserver la corrélation transverse dans les images. C'est la solution qu'ont préconisé Gossage et al. dans leur analyse de textures des images OCT (voir section 2.1.3) [19]. Ils ont mélangé des microsphères de silice ($n_p = 1,37$, selon eux) à de l'eau et de la gélatine pour obtenir un gel aqueux ($n_m = 1,33$). Le saut d'indice de ces fantômes représente bien celui de plusieurs tissus biologiques et leur état solide permet d'utiliser les statistiques de deuxième ordre. Toutefois, dans leurs expériences d'imagerie, les auteurs constatent que les échantillons uniquement composés de gélatine diffusent eux aussi la lumière et produisent du « speckle ». Donc, bien que la densité de sphères introduite soit connue, le nombre réel de diffuseurs ne l'est pas. Le fantôme n'est donc pas très approprié pour une étude fondamentale. De plus, la gélatine n'a pas une très grande durée de vie. Elle peut être conservée quelques jours, réfrigérée et dans un contenant scellé, mais inévitablement, l'eau qu'elle contient fini par s'évaporer. Ceci constitue un inconvénient majeur, car les microsphères sont très dispendieuses. Pour des travaux exploratoires, qui mèneront par la suite à des mesures d'élastographie, on cherche donc à réaliser un fantôme qui puisse être conservé et réutilisé sur une longue période de temps.

Quelques matrices solides qui permettraient d'obtenir des fantômes de microsphères conservables ont déjà été suggérées. Firbank et al. ont déjà mélangé des sphères de silice de $1\mu\text{m}$ dans une résine époxy [28], alors que Sukowski et al. ont utilisé des microsphères de quartz dans un polyester [29]. Parce qu'elles permettent la connaissance des propriétés des diffuseurs, que la matrice est solide et stable, et qu'elle permettent d'imiter les propriétés optiques des tissus, ces solutions sont intéressantes pour l'étude du « speckle » en OCT. Toutefois, les matrices ne sont pas suffisamment élastiques pour reproduire les propriétés mécaniques des tissus biologiques.

2.2.3 Silicone et poudres inorganiques

Les silicones à vulcanisation à température ambiante (VTA) sont une catégorie de matériaux souvent retenus pour reproduire les propriétés mécaniques de tissus biologiques. Il s'agit de polyorganosiloxanes prenant la forme d'un liquide visqueux qui réticule lors de l'ajout d'un catalyseur. Le catalyseur a pour effet « d'ouvrir » les molécules de monomère cyclique qui se recombinent ensuite en chaînes de polymère [30]. Ils ne peuvent être combinés qu'à des diffuseurs et à des absorbants inorganiques, ce qui assure la stabilité des fantômes à long terme. Le choix privilégié de diffuseurs utilisés avec le silicone sont les poudres inorganiques, comme l'alumine (Al_2O_3) et l'oxyde de titane (TiO_2), ayant des tailles moyennes de l'ordre du micron. Comparativement aux microsphères, la distribution de taille des particules est beaucoup plus large, soit rarement moins de plusieurs microns, et leur forme est plutôt variable. Il en résulte une perte de la simplicité du fantôme et de l'information sur la microstructure. Les valeurs des coefficients d'absorption, d'atténuation et d'anisotropie de ces fantômes ont tout de même déjà été prédites avec un assez bon accord avec l'expérience, en utilisant une extension de la théorie de Mie considérant une distribution de taille de diffuseurs sphériques [31, 32]. De plus, il est possible de mouler les fantômes dans des formes complexes [33] et d'ajuster l'élasticité du silicone pour reproduire différents organes [34]. Une certaine connaissance de l'identité des diffuseurs, la possibilité de prédire les propriétés optiques, la stabilité et les propriétés élastiques des fantômes

combinant poudres métalliques et silicone semblent en faire un choix approprié pour l'étude du « speckle » en OCT, tout en permettant d'étendre leur utilisation à l'élastographie.

Chapitre 3 Confection de fantômes

Les choix de matériaux et les combinaisons possibles pour reproduire les propriétés optiques de tissus biologiques sont très nombreuses. Le choix des matériaux est guidé par les caractéristiques du fantôme qui sont désirées. Les propriétés recherchées afin d'obtenir un fantôme permettant l'analyse de la taille de « speckle » en OCT sont d'abord présentées. Elles semblaient pouvoir être obtenues par l'utilisation de poudres inorganiques. Les faiblesses de cette solution sont discutées brièvement afin de démontrer la nécessité de développer une technique nouvelle. La combinaison de silicone et de microsphères de silice est ensuite présentée. Les différentes techniques utilisées pour la fabrication sont discutées, avant d'élaborer sur les propriétés de la matrice de silicone et des diffuseurs de silice. Suit une procédure de fabrication, puis les résultats de quelques expériences de caractérisation. Finalement, une discussion souligne les avantages et les inconvénients de la combinaison silice – silicone en tant que fantômes de tissus biologiques.

3.1 Propriétés recherchées

Plusieurs propriétés sont essentielles à la réalisation de fantômes permettant l'étude de paramètres statistiques de premier et de second ordre du « speckle ». Tout d'abord, la position des diffuseurs dans l'espace ne doit pas varier dans le temps, afin que d'un balayage à l'autre, seul le déplacement de la sonde influence le signal. La matrice doit donc être faite d'un matériau solide. Sachant que le contraste du « speckle » est influencé par la densité de diffuseurs (section 2.1.2), on cherche aussi à avoir un bon contrôle sur cette densité et à la faire varier d'un fantôme à l'autre. Des variations du contraste ont été observées par Hillman et al. lorsque que le nombre effectif de diffuseurs (NED) était faible [16]. Ce NED est défini comme le nombre moyen de diffuseurs ponctuels dans le volume de cohérence du faisceau sonde. Pour répondre à ces exigences, les particules diffusantes doivent être petites par rapport à ce volume, donc par rapport à la résolution du système. Un diamètre de particule inférieur à environ

$3 \mu\text{m}$ permet généralement de considérer que les diffuseurs sont discrets. Ils doivent aussi être distribués aléatoirement dans le volume total du fantôme.

D'autres propriétés, par contre, sont aussi intéressantes afin que les fantômes puissent être d'une utilité plus générale. Une des applications de l'étude du « speckle » en OCT est l'élastographie OCT, domaine dans lequel on suit les modifications du champ de « speckle » lors de l'application de contraintes. La reproduction des propriétés élastiques des tissus permettrait l'utilisation des fantômes dans ce domaine. Au minimum, le fantôme pourrait être élastiquement déformable afin de comparer des images OCT avant et après l'application de différentes contraintes.

Puisque des travaux d'élastographie sont visés, mais seront entrepris dans le futur, les fantômes doivent pouvoir être réutilisés sur une longue période de temps. Ceci est un atout, tant du point de vue expérimental que du point de vue économique, puisque de nouveaux fantômes n'ont pas à être fabriqués dès que de nouvelles mesures sont requises. Par conséquent, ils doivent être constitués de matériaux conservables et stables.

Finalement, même si la reproduction des propriétés optiques de tissus spécifiques (μ_d , μ_s et g) n'est pas une priorité pour l'étude du « speckle », la méthode proposée peut être d'un intérêt plus général en biophotonique si cette possibilité demeure accessible. Donc, en résumé, la solution retenue doit mener à la fabrication de fantômes ayant les propriétés suivantes :

- Solides
- Déformables
- Durables
- Contiennent des diffuseurs ponctuels
- Permettent un contrôle sur la densité de diffuseurs
- Offrent la possibilité de reproduire les propriétés optiques de tissus variés.

À première vue, tous ces objectifs semblent pouvoir être atteints par le mélange de différentes concentrations de poudres inorganiques dans un silicium à vulcanisation à température ambiante (VTA) (voir section 2.2.3).

3.2 Poudres inorganiques

La plupart des poudres inorganiques ayant des tailles moyennes de l'ordre de quelques microns, soit assez petites pour être considérés comme des diffuseurs ponctuels, ont aussi une distribution de tailles assez large, soit quelques microns. De plus, la forme des particules est irrégulière. Ceci est bien illustré à la Figure 3.1 qui présente une image prise en microscopie électronique à balayage (MEB) d'une poudre d'oxyde de zirconium dont la taille moyenne est de 2,2 µm. Cette poudre a été fournie par le Groupe Mise en forme des poudres de l'Institut des Matériaux Industriels. Souvent, ces poudres contiennent aussi des agrégats de plusieurs particules. Certains de ces agrégats de particules ne se dispersent pas lorsqu'ils sont introduits dans la matrice d'un fantôme. La Figure 3.2 est une autre image de MEB d'un essai de fantôme avec une poudre d'alumine de 1 µm dans une matrice de silicium VTA. La poudre a été obtenue du Centre de recherche en plasturgie et composites (CREPEC) de l'École Polytechnique de Montréal. On y observe une répartition de tailles variées et des agrégats.

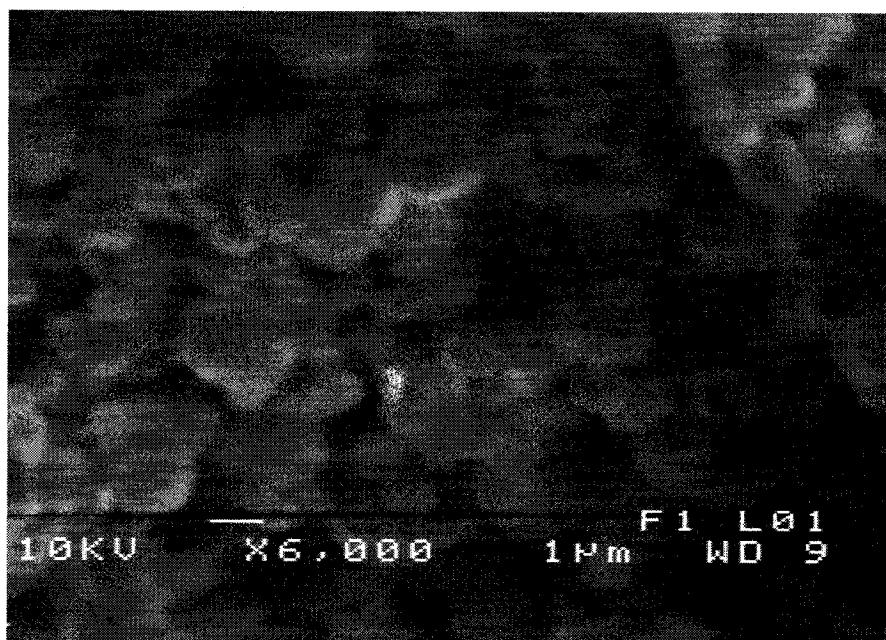


Figure 3.1 : MEB - Poudre d'oxyde de zirconium 2,2 µm.



Figure 3.2 : MEB – Fantôme silicone – alumine 1 μm.

La densité de particules (C_p) dans un fantôme est définie comme étant le nombre de particules insérées, divisé par le volume total du fantôme (V_T). Le nombre de particules au total peut être calculé à partir de la masse de poudre mesurée (m_p), de la densité du matériau de la poudre (ρ_p), et en considérant un diamètre moyen (D_p) de particules sphériques. On peut alors appliquer l'équation suivante :

$$C_p = \frac{N_p}{V_T} = \frac{6}{\pi D_p^3} \frac{\frac{m_p}{\rho_p}}{\left(\frac{m_p}{\rho_p} + V_m \right)} \quad (\text{eq. 3.1})$$

où V_T est remplacé par la somme du volume qu'occupent les particules et du volume de la matrice, V_m . Comme la concentration dépend du diamètre au cube, l'utilisation d'une taille moyenne constitue une erreur importante. Lorsque la distribution granulométrique ($p(D_p)$) de la poudre est connue, il est possible de remplacer D_p^3 par $\int D_p^3 p(D_p) dD_p$ dans l'équation 3.1 pour obtenir un meilleur estimé

du nombre total de particules. Toutefois, le fait de considérer les particules comme étant sphériques reste souvent une approximation très grossière.

De plus, bien que le nombre effectif de diffuseurs (NED) défini par Hillman et al. [16] et la densité de particules soient directement liés, une distinction existe afin que ceux-ci soient équivalents. Dans ce modèle, l'amplitude du signal renvoyé par chacun des diffuseurs ne dépend que de leur position dans le faisceau gaussien (voir section 2.1.2). Selon la théorie de Mie, des particules de tailles différentes ont des sections efficaces de diffusion et une anisotropie différentes [35]. Une densité de diffuseurs déterminée à l'aide d'une distribution ne correspond donc pas au nombre effectif de diffuseurs ponctuels. Bien que l'impact d'une distribution de la taille sur le contraste puisse être intéressant à étudier, l'objectif ici est d'étudier d'autres paramètres statistiques et leur évolution en fonction de l'indice NED.

Il devient donc essentiel d'utiliser des diffuseurs ayant une taille unique et précisément déterminée. L'utilisation de microsphères en tant que diffuseurs est donc nécessaire pour obtenir un NED qui soit comparable à celui utilisé par Hillman (voir section 2.2.2). Malgré le survol d'un grand nombre d'articles traitant ou utilisant des fantômes de tissus biologiques, aucun auteur n'a indiqué avoir mélangé avec succès des microsphères à une matrice solide, durable et déformable comme le silicone.

3.3 Microsphères de silice et silicone

Dans un article où ils proposent la fabrication de fantômes en alumine et silicone, Bays et al. prétendent avoir mélangé des microsphères de polystyrène dans un silicone VTA [33]. Ils disent aussi avoir obtenu un fantôme uniforme. Pourtant, ce fantôme n'est pratiquement pas discuté dans le reste du texte. La raison est sans doute que les microsphères de polystyrène sont toujours vendues en suspension aqueuse et que l'eau est un très mauvais solvant pour le silicone. Il doit donc être très ardu de disperser adéquatement une suspension aqueuse de microsphères dans la résine du silicone. Il faut de plus s'assurer de bien évaporer toute l'eau présente, tout en conservant la stabilité

électrique de la suspension qui est maintenue par des charges répulsives à la surface des microsphères [36].

Pour combiner des microsphères et du silicone, les microsphères doivent être sous forme de poudre. Bien que la très grande majorité des microsphères sur le marché soient disponibles en suspensions aqueuses, des microsphères de silice (SiO_2) sèches sont disponibles chez certains fournisseurs. Quelques tailles, allant de 0,33 à 5 μm , sont disponibles sous cette forme. L'écart type sur le diamètre est inférieur à 10 % de sorte qu'il est raisonnable de considérer la taille unique. Il devient alors possible d'utiliser l'équation 3.1 pour connaître la densité de diffuseurs ponctuels et ainsi le NED des échantillons produits.

La difficulté de l'utilisation de poudres de si petite taille est d'obtenir une dispersion uniforme des particules. Un brassage mécanique n'assure pas une répartition des microsphères de silice dans tout le volume de la matrice et ne permet pas de dissocier les agrégats de particules causés par des attractions électrostatiques. Une solution est toutefois proposée par la compagnie Bang Laboratories afin de disperser des microsphères sous forme de poudre dans l'eau pour revenir à l'état de suspension aqueuse [37]. Ils suggèrent de soumettre les suspensions à un bain d'ultrasons pendant une dizaine de minutes. Les changements de pression dans le milieu soumis aux ultrasons créent alors des microcavités qui ont pour effet de briser les agrégats.

Toutefois, la résine du silicone a une grande viscosité, de sorte qu'un premier « mouillage » des microsphères dans la matrice est difficile. Pour que les agrégats soient brisés lors du bain d'ultrasons, il faut que les microcavités créées puissent se remplir de silicone et séparer les microsphères. Un liquide trop visqueux ne peut remplir ces cavités assez rapidement. Pour réduire la viscosité du silicone, de l'hexane a été utilisé. Selon Yang et al. l'hexane est un excellent solvant pour le poly(diméthyl siloxane) dont est fait le silicone Sylgard 184. De plus, il peut être mélangé à la résine, puis évaporé rapidement, sans que les propriétés semblent affectées, ce qui permet à la réaction de réticulation d'avoir lieu lorsque le réactif est ajouté.

Cette combinaison de microsphères de silice, silicone, hexane et ultrasons constitue une méthodologie nouvelle pour la fabrication de fantômes de tissus biologiques. Avant de décrire avec plus de détail les étapes suivies pour la fabrication de ces fantômes, il importe de présenter plus longuement la matrice de silicone et les diffuseurs de silice.

3.3.1 Silicone

Un silicone VTA de marque Sylgard 184, par Dow Corning, a été obtenu du Laboratoire de Biopolymères de l’Institut des Matériaux Industriels. Il s’agit d’un trousseau comprenant d’une part le polymère (ou résine), et d’autre part, un réactif. La résine est un composé de poly(diméthyle-siloxane) (PDMS) et elle réticule lorsque le réactif à base de platine est ajouté dans une proportion de 10 pour 1. La réaction s’effectue en environ 48 heures lorsqu’elle est laissée à température ambiante et peut être accélérée considérablement lorsque chauffée (10 min à 150 °C). Elle ne génère pas de sous-produit gazeux ni de chaleur significative devant être évacuée. Le dégazage n’est donc nécessaire que lorsque la réaction est rapide pour ne pas emprisonner les bulles d’air introduites lors du brassage. L’annexe 1 présente quelques spécifications techniques du Sylgard 184 ainsi que d’autres produits de PDMS qui ont été utilisés pour la réalisation de fantômes. On y retrouve entre autres la viscosité, la dureté et un spectre d’absorption.

Pour ce qui est de l’indice de réfraction, différentes valeurs oscillant autour de 1,41 peuvent être trouvées dans la littérature. Elles sont aussi présentées à l’annexe 1. Chang-Yen et al. ont aussi démontré que la température sous laquelle la réaction de réticulation s’effectue peut influencer l’indice de réfraction [38]. On suppose donc qu’il est possible que le traitement avec les ultrasons et l’hexane développé pour disperser les microsphères, ainsi que le ratio résine-réactif qui modifie les propriétés élastiques du silicone [34], influencent cette valeur.

Finalement, le silicium apparaît transparent à l'œil nu. Toutefois, aux longueurs d'onde et à la sensibilité d'un système OCT, il est possible qu'il ait un coefficient de diffusion non négligeable. Cette valeur n'a pas été trouvée dans la littérature.

Une série d'échantillons « blancs », c'est-à-dire des fantômes sans diffuseurs, a été réalisée afin d'effectuer des expériences pour obtenir une valeur de l'indice de réfraction et vérifier la transparence du silicium autour de 1,31 µm, et observer l'influence possible du ratio résine : réactif, du traitement par les ultrasons et avec l'hexane. Le Tableau 3.1 présente les différents blancs réalisés et la façon dont ils ont été traités. La méthodologie de fabrication est la même que celle utilisée pour les fantômes, présentée à la section 3.4.

Échantillon	Quantité de résine (mL)	Quantité de réactif (mL)	Quantité d'hexane (mL)	Temps d'ultrasons (min)
1	3,0	0,3	0	0
2	3,0	0,5	0	0
3	5,0	0,3	0	0
4 *	3,0	0,3	2,5	0
5 *	3,0	0,3	5,0	0
6	3,0	0,3	10,0	0
7 *	3,0	0,3	2,5	60
8	3,0	0,3	2,5	180
9	3,0	0,3	2,5	120
10	3,0	0,3	2,5	90

* Les échantillons 4, 5, et 7 n'ont pas bien polymérisé. Sans doute en raison d'un mauvais mélange du réactif dans la résine.

Tableau 3.1 : Identification des blancs de silicium.

Les échantillons qui ont bien polymérisé ont été utilisés pour déterminer l'indice de réfraction ainsi que pour vérifier la transparence de la matrice.

3.3.1.1 Indice de réfraction

Un système OCT peut être utilisé pour déterminer une valeur de l'indice de réfraction de groupe d'un milieu aux longueurs d'onde du système. L'indice est le rapport entre l'épaisseur géométrique et l'épaisseur optique du milieu. On peut déterminer ce rapport en prenant une image OCT du milieu sur une surface de référence,

en prenant soin de balayer au-delà du milieu. À l'aide des positions des différentes réflexions, on détermine l'indice de réfraction de groupe. Ceci est illustré à la Figure 3.3.

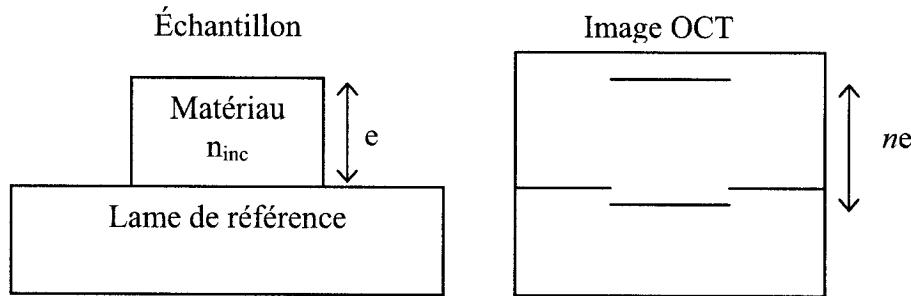


Figure 3.3 : Image OCT pour déterminer l'indice de réfraction de groupe d'un matériau.

En considérant une précision de $1\mu\text{m}$ sur la détermination des positions de chaque réflexion, on obtient une valeur de l'indice de groupe précise à près de 1%. Les résultats des différents blancs réalisés sont présentés au Tableau 3.2.

Échantillon	Indice de groupe (n_s)
1	$1,410 \pm 0,005$
2	$1,413 \pm 0,005$
3	$1,414 \pm 0,005$
6	$1,408 \pm 0,005$
8	$1,411 \pm 0,005$
9	$1,414 \pm 0,005$
10	$1,412 \pm 0,005$

Tableau 3.2 : Indice de réfraction de groupe des blancs de silicium mesuré par OCT.

Dans les limites de précision de l'expérience, les résultats ne montrent pas de variation notable de l'indice de réfraction due au traitement du silicium avec l'hexane et avec les ultrasons. Dans la suite des expériences, on considérera que l'indice de réfraction du silicium à $1,31\mu\text{m}$ est la moyenne de ces résultats, soit $n_s = 1,412 \pm 0,005$.

3.3.1.2 Transparence

Les mesures de transparence servent à vérifier que le signal dans les images OCT provient uniquement des diffuseurs insérés et non de structures diffusantes dans la matrice de silicium. Des images OCT des différents blancs ont été prises, et le profil de l'intensité moyenne a été calculé. La Figure 3.4 montre le profil en intensité pour deux des blancs réalisés. On y voit bien qu'à l'exception de quelques pics qui sont dus à des poussières, le signal à l'intérieur des échantillons est presque inexistant. On s'assure alors d'avoir un assez bon contrôle sur la densité de diffuseurs dans les échantillons. La méthodologie détaillée avec laquelle ces expériences ont été effectuées ainsi que les résultats pour les autres fantômes qui sont à toute fin pratique identiques à ceux de la Figure 3.4 sont présentés à l'annexe 2. Ils ont tous aussi peu de signal en profondeur, ce qui permet de conclure que peu importe la quantité d'hexane utilisée pour dissoudre le PDMS ou peu importe le temps auquel le mélange est soumis aux ultrasons, la matrice utilisée pour les fantômes est transparente pour le système OCT utilisé.

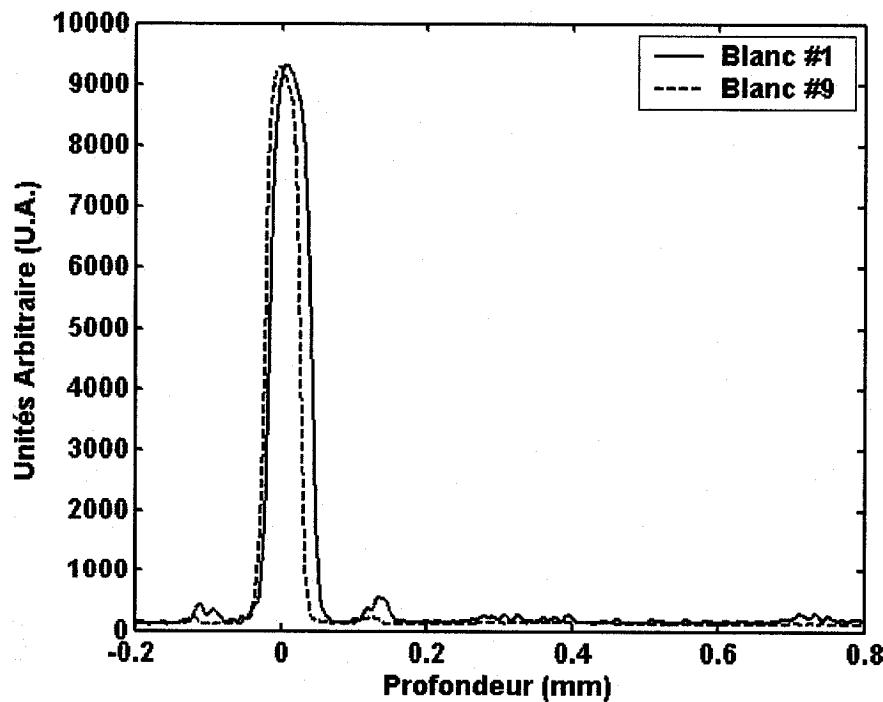


Figure 3.4 : Moyenne du signal vs profondeur – Illustration de la transparence du silicium.

3.3.2 Diffuseurs

Les microsphères de silice en forme de poudre ont été acquises de la compagnie Bangs Laboratories. Elles sont disponibles dans des diamètres allant de 0,33 à 5 μm avec un écart type inférieur à 10 %. La Figure 3.5 est une image MEB de microsphères de silice ayant un diamètre moyen de 1,86 μm . Elle permet d'apprécier la régularité de taille et de forme de diffuseurs obtenue lors de l'utilisation de microsphères.

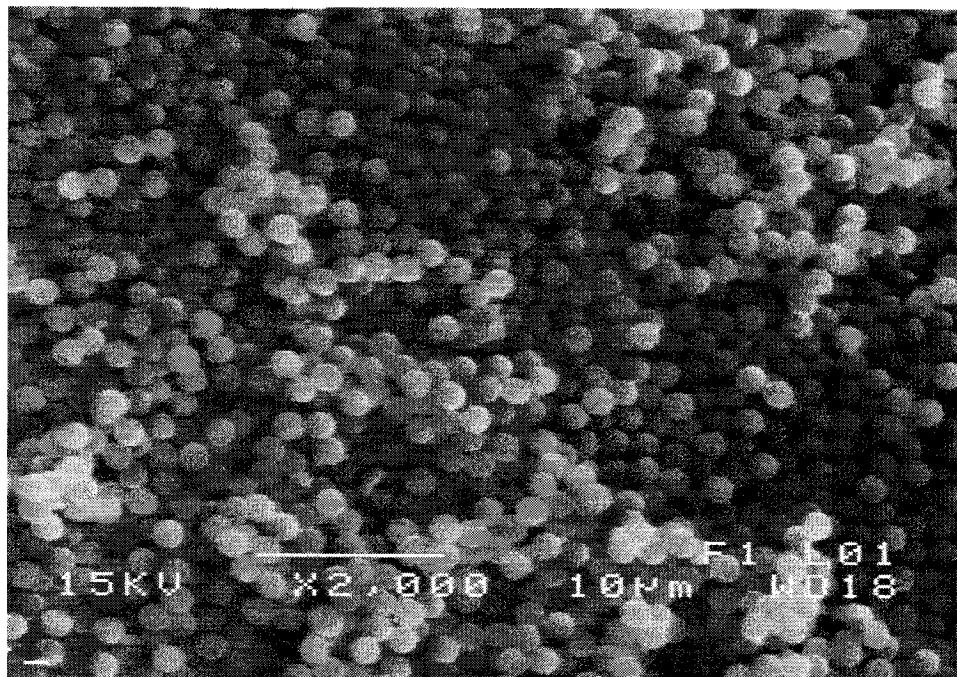


Figure 3.5 : MEB – Microsphères de silice de 1,86 μm .

Dans la fiche technique des microsphères, la compagnie Bangs donne une valeur de l'indice de réfraction de $n_p = 1,37$, sans spécifier de longueur d'onde [37]. Toutefois, au cours de communications avec les représentants, les valeurs communiquées ont été plutôt « entre 1,431 et 1,458 à 589 nm. » Une valeur de l'indice de réfraction à 1,31 μm n'est donc pas connue avec certitude. On suppose tout de même que l'indice sera différent de l'indice de la matrice qui a été déterminé à $n_s = 1,412$, sans quoi, il n'y aurait pas de saut d'indice.

Le système OCT est, quant à lui, utilisé avec une source émettant à 1,31 μm . La longueur d'onde du système est donc du même ordre de grandeur que la taille des

particules qui sont disponibles. On peut présumer en première approximation que les propriétés des fantômes peuvent être prédites par la théorie de diffusion de Mie. Dans ce contexte, à certaines tailles de particule, le champ électrique rétrodiffusé par les différentes interfaces entre le milieu et les sphères peut entrer en interférence destructive et donc ne produire aucun signal dans le système OCT. Plusieurs logiciels disponibles sur le Web, dont MiePlot [39], peuvent être utilisés pour calculer l'intensité rétrodiffusée en fonction de la taille des particules. Le calcul prend en compte les valeurs d'indice de réfraction fournies pour les particules et le milieu, ainsi que la longueur d'onde de la lumière. La Figure 3.6 montre un tel graphique pour des indices $n_s = 1,412$ et $n_p = 1,43$. Afin de considérer l'effet d'une source large bande, les données obtenues pour des longueurs d'onde de 1,25; 1,3 et 1,35 sont combinées.

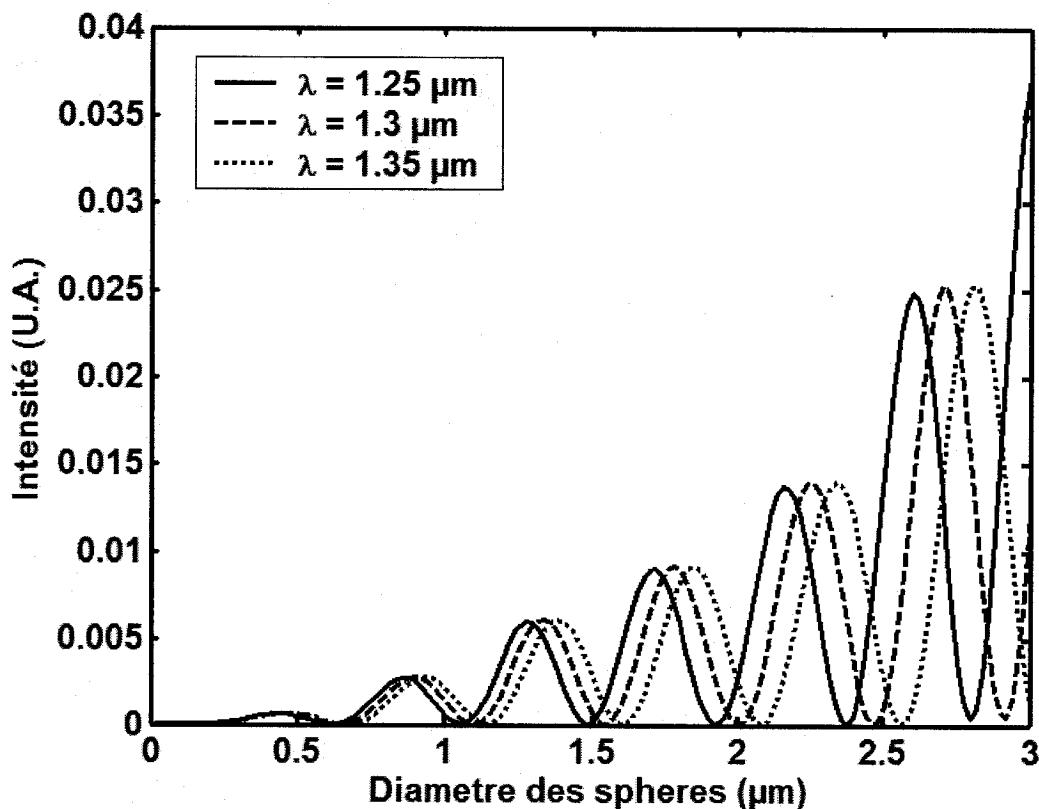


Figure 3.6 : Intensité rétrodiffusée vs diamètre des particules. Calcul effectué avec MiePlot 3.4.18 avec $n_s = 1,412$, $n_p = 1,43$ pour trois longueurs d'onde.

Ce calcul montre que, par le choix de tailles de particules, il est possible d'obtenir une quasi-extinction, ou d'optimiser le signal OCT que l'on considère comme provenant de rétrodiffusions simples. Bien que ce calcul ne soit effectué que pour une seule particule et ne considérant pas la possibilité de diffusions multiples, il s'agit d'une approximation permettant d'établir un critère pour le choix des tailles de particules. En raison de l'imprécision de l'indice de réfraction des microsphères, on peut aussi montrer que les régions de maxima et de minima restent sensiblement les mêmes pour des indices de sphères entre 1,37 et 1,45. Voici maintenant la procédure de fabrication qui a été développée.

3.4 Procédure de fabrication

Les éléments essentiels de la nouvelle méthode pour réaliser des fantômes de tissus biologiques ont été expliqués et justifiés à la section 3.3. Voici maintenant l'énumération des différentes étapes à suivre afin de réaliser un fantôme silice – silicone, sous forme de procédure.

- Premièrement, il faut choisir la densité de diffuseurs qu'aura le fantôme. Dans le cas des expériences de caractérisation du speckle, il faut choisir le NED qu'aura le fantôme, c'est-à-dire le nombre de diffuseurs dans le volume de cohérence. De cette valeur, de l'optique qui sera utilisée pour les expériences et du volume total de silicone qui sera utilisé, on détermine la masse de microsphères à mesurer à l'aide de l'équation 3.1 et de la définition $NED = D_{1/e^2}^2 LC_p$ (voir section 2.1.2).
- Y ajouter la résine du silicone et environ le même volume d'hexane. Cette proportion est suffisante pour réduire la viscosité du mélange. En ajouter plus ne fait qu'augmenter le temps nécessaire à l'évaporation.
- Placer dans un bain d'ultrasons pendant au moins une heure, ou plus, jusqu'à l'obtention d'un mélange d'apparence uniforme.
- Laisser évaporer tout l'hexane. L'évaporation peut être accélérée sous vide.

- Ajouter le réactif dans la proportion 10 : 1, résine : réactif.
- Laisser polymériser pendant 48 heures.

La méthodologie plus détaillée, y compris les instruments utilisés, leurs caractéristiques et leur précision, est présentée à l'annexe 3.

Selon cette méthode, trois séries de fantômes ont été réalisées : deux avec des particules de 1,86 µm, et une avec des particules de 2,34 µm, choisies à partir de la Figure 3.6. Chaque série compte 7 ou 8 fantômes de densités différentes variant entre $2,8 \times 10^8$ et $1,14 \times 10^{10}$ part/ml.

3.5 Fantômes réalisés

L'identification de chacun des fantômes ainsi que la masse de microsphères utilisée, le volume de la matrice ajouté et la concentration en part/mL résultante sont présentés pour chacune des séries aux tableaux 3.3 à 3.6. La concentration est calculée à partir de l'équation 3.1, en utilisant $\rho_p = 1,96 \text{ g/cm}^3$ [37] et le diamètre correspondant pour la série d'échantillon, D_p . De plus, quelques particularités dans la fabrication de chacune des séries sont notées, puisque la méthode a évolué avant de devenir celle décrite ci-dessus.

Série # 1 : silicone – silice 1,86 µm			
Fantôme	Masse de microsphères (g)	Volume de matrice (ml)	Concentration (part/ml)
S1-1	0,259	3,3	$1,1 \times 10^{10}$
S1-2	0,157	3,3	$7,0 \times 10^9$
S1-3	0,104	3,3	$4,7 \times 10^9$
S1-4	0,056	3,3	$2,6 \times 10^9$
S1-5	0,041	3,3	$1,9 \times 10^9$
S1-6	0,026	3,3	$1,2 \times 10^9$
S1-7	0,026	16,5	$2,4 \times 10^8$

Tableau 3.3 : 1^{re} série de fantômes : silicone – silice 1,86 µm.

Lors de la fabrication de la série #1, l'hexane n'a pas été évaporé sous vide, mais simplement à l'air pendant une journée complète. De plus, pour accélérer le processus, les échantillons ont été laissés à température normale pendant une nuit, afin de laisser évacuer l'air et l'hexane, mais ils ont ensuite été chauffés à 90 °C pendant une heure.

Cette opération peut avoir causé une légère différence dans l'indice de réfraction du silicone, mais ne semble pas avoir eu d'impact sur les résultats subséquents.

Série #2 : silicone – silice 1,86 µm			
Fantôme	Masse de microsphères (g)	Volume de résine (mL)	Concentration (part/mL)
Base concentrée	0,698	10,0	$1,02 \times 10^{10}$
Fantôme	Volume de la base (ml)	Volume ajouté (mL)	Concentration (part/mL)
S2-1	2	0,2	$9,3 \times 10^9$
S2-2	2,3	1,0	$7,1 \times 10^9$
S2-3	1,8	1,5	$5,6 \times 10^9$
S2-4	1,3	2,0	$4,0 \times 10^9$
S2-5	0,8	2,5	$2,5 \times 10^9$
S2-6	0,5	2,8	$1,6 \times 10^9$
S2-7	0,3	3,0	$9,3 \times 10^9$
S2-8	0,3	14,0	$2,1 \times 10^8$

Tableau 3.4 : 2^e série de fantômes : silicone – silice 1,86 µm.

Pour la série #2, les cinq premières étapes de la méthode décrite précédemment ont été utilisées pour fabriquer une base à forte concentration en microsphères. Par la suite, cette base a été diluée à différentes concentrations par l'ajout de résine et du réactif. L'objectif était d'accélérer le processus en procédant à l'insonification une seule fois. Toutefois, pour obtenir une uniformité adéquate, il a fallu soumettre chacune des dilutions au traitement.

Série #3 : silicone – silice 2,34 µm			
Fantôme	Masse de microsphères (g)	Volume de matrice (ml)	Concentration (part/ml)
S3-1	0,320	3,3	$7,0 \times 10^9$
S3-2	0,211	3,3	$4,7 \times 10^9$
S3-3	0,155	3,3	$3,5 \times 10^9$
S3-4	0,100	3,3	$2,3 \times 10^9$
S3-5	0,078	3,3	$1,8 \times 10^9$
S3-6	0,052	3,3	$1,2 \times 10^9$
S3-7	0,029	3,3	$6,7 \times 10^8$

Tableau 3.5 : 3^e série de fantômes : silicone – silice 2,34 µm.

La série #3 a été réalisée exactement selon la méthode décrite plus haut et en annexe 3, avec plus de détails.

Une caractérisation des fantômes a été effectuée par microscope électronique à balayage avant leur utilisation pour les expériences de caractérisation du « speckle ».

3.6 Caractérisation

Pour chaque série de fantômes réalisée, quelques fantômes ont été soumis au MEB afin d'observer la dispersion des particules dans la matrice de silicium et de confirmer l'absence d'agrégats pouvant apparaître dans les images. La Figure 3.7 présente une coupe en surface d'un fantôme silicium - silice de 2,34 µm avec une densité de $4,71 \times 10^9$ part/mL. On y constate une bonne répartition des particules dans le volume. On voit aussi que les particules sont bien enveloppées par le silicium de sorte que l'interface silice – silicium est bien défini, et qu'il n'y a pas de trous d'air autour des particules. Toutefois, la technique ne permet pas d'éviter absolument toute possibilité d'agrégats, comme le démontre la Figure 3.8. On s'aperçoit, toutefois, en se déplaçant aux limites supérieure et inférieure de la coupe du fantôme avec le faisceau du microscope, que ces agrégats ont une forte tendance à sédimentier, sans que les sphères isolées ne sédimentent. Ces agrégats n'affectent alors pas les images OCT qui sont toujours prises en surface. Par contre, ils peuvent avoir pour effet de diminuer légèrement la concentration de diffuseurs en surface, mais vu le nombre et la taille observés, on considère que la concentration de particules en surface est celle visée pour tout l'échantillon.

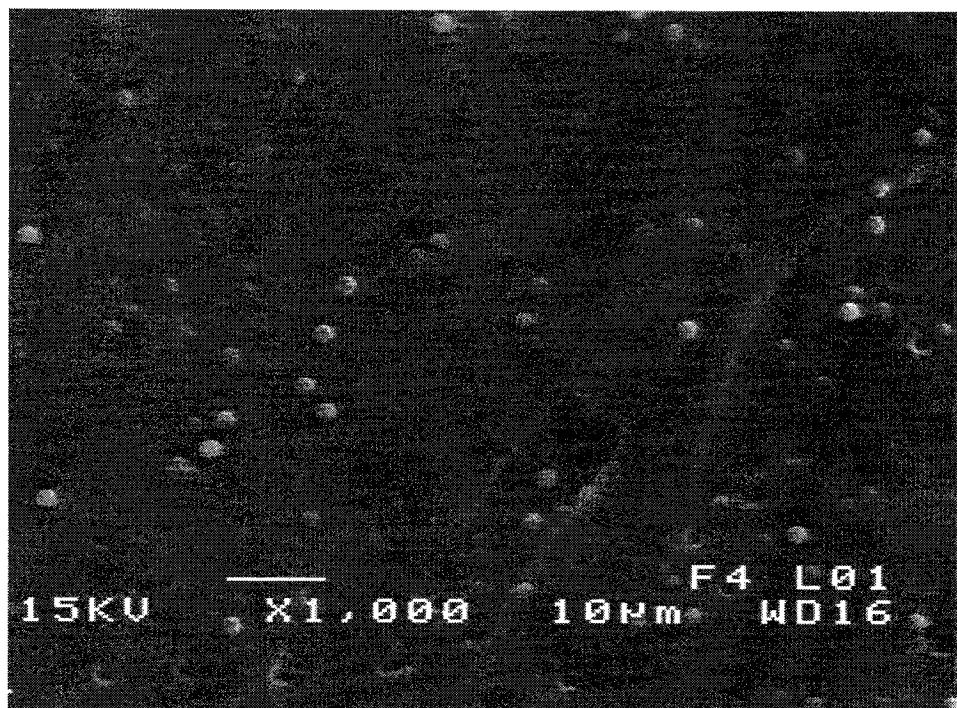


Figure 3.7 : MEB – Coupe d'un fantôme silice – silicone.

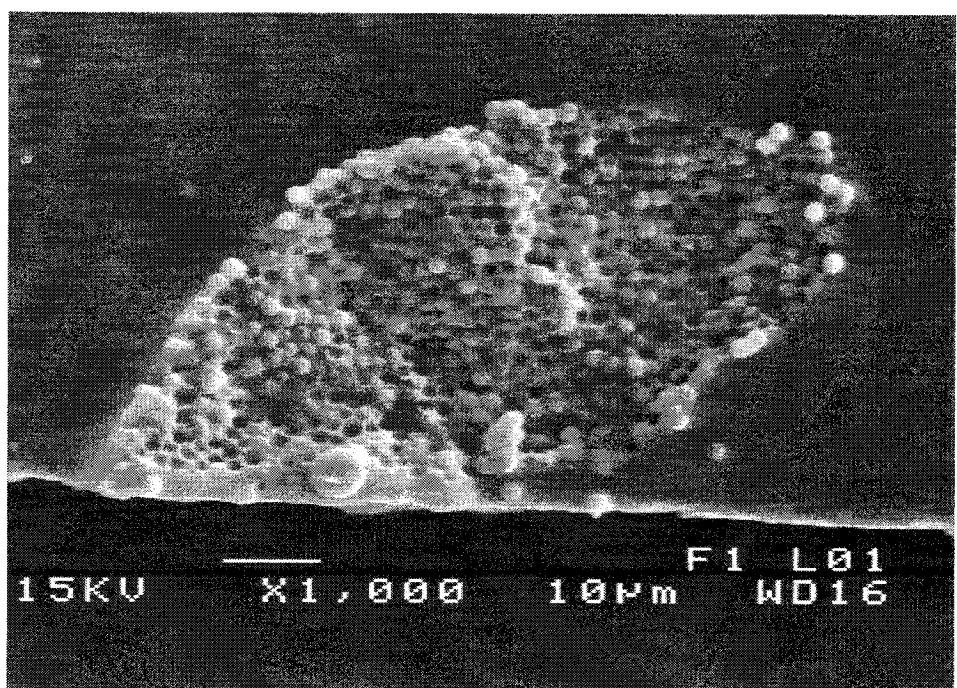


Figure 3.8 : MEB – Agrégation dans les fantômes silice – silicone.

Pour beaucoup de fantômes optiques, la caractérisation consiste à vérifier si les propriétés optiques visées lors de la fabrication sont bien reproduites. Le but de la fabrication des fantômes n'était pas de reproduire fidèlement des propriétés optiques de tissus mais bien d'obtenir des valeurs différentes de NED, entre environ 0 et 10, pour se placer dans un domaine de concentration où le contraste du « speckle » présente des variations (voir section 2.1.2).

3.7 Discussion

Les fantômes silice – silicone ont été réalisés dans l'objectif d'obtenir des fantômes simples qui permettent d'étudier le phénomène du « speckle » en OCT, mais qui soient aussi déformables et puissent être généralisés au domaine de l'optique biomédicale en permettant de reproduire des propriétés de différents tissus biologiques. Par la connaissance de l'identité, de la forme, de la taille et de la densité des diffuseurs inclus dans une matrice déformable que la méthode développée permet d'obtenir, cette nouvelle combinaison diffuseurs – matrice est adéquate pour les études statistiques du « speckle » en OCT et permettent d'étendre les recherches vers l'élastographie OCT. Les fantômes pourraient aussi être moulés dans des formes plus complexes, par exemple en forme d'artère pour l'imagerie OCT avec un cathéter. De plus, en utilisant l'approximation que constitue la théorie de Mie, la technique peut permettre d'ajuster les concentrations et les tailles de sphères pour reproduire les propriétés optiques de tissus [40, 41].

Le désavantage majeur de la technique est que le saut d'indice entre les diffuseurs et la matrice est faible, en plus de ne pas être connu avec précision. L'intensité diffusée est donc faible elle aussi, tout comme le signal OCT. Le faible signal exige donc d'avoir un système d'imagerie très optimisé afin de réduire au maximum le bruit optique et électronique. Ceci rend aussi les images OCT très sensibles à la présence d'impuretés ou de poussières qui deviennent visibles lorsque la densité de diffuseurs est faible.

Parmi les solutions possibles à ce problème, il y aurait l'utilisation de microsphères d'un autre matériau, mais qui soient disponibles en forme sèche dans les

tailles de 0,5 à 2 µm. De telles microsphères sont très rares. Des microsphères de mélamine formaldéhyde (MF) ont été essayées, mais le traitement aux ultrasons ne permettait pas de bien disperser les particules. De plus, leur indice est de $n = 1,69$, ce qui est élevé par rapport aux structures que l'on retrouve dans les tissus biologiques.

Une solution plus prometteuse serait de traiter la matrice de silicium afin d'en modifier l'indice de réfraction. Kohjiya et al. ont démontré qu'il était possible d'obtenir des silicones ayant $n_s = 1,35$ à $n_s = 1,70$ en remplaçant certains groupes fonctionnels dans les molécules de poly(organo-siloxane) [42]. Il n'est toutefois pas assuré qu'une telle réaction n'affecterait pas les propriétés élastiques de la matrice ni qu'elle fonctionnerait avec un produit commercial comme le Sylgard 184 utilisé, qui est un mélange ajusté de plusieurs poly(organo-siloxanes). Si la réaction fonctionnait sans affecter les autres propriétés de la matrice, on aurait un fantôme avec un saut d'indice pouvant aller jusqu'à 0,08 avec l'indice de la matrice à $n_s = 1,35$, soit sensiblement dans les valeurs supposées pour les tissus biologiques.

Chapitre 4 Analyse de « speckle »

Cette section sert à établir les bases théoriques et expérimentales du travail d'analyse de « speckle ». Tout d'abord, un modèle de formation du « speckle » en OCT est développé. Par la suite, les outils de calcul de la taille du « speckle » sont présentés et les résultats attendus sont interprétés à partir du modèle. Suit une présentation des outils de recherche, c'est-à-dire les simulations, le système OCT et la méthodologie d'acquisition des images. Finalement, on présente en détail la méthodologie de calcul des paramètres statistiques du « speckle », soit les paramètres de premier ordre et la taille de « speckle ».

4.1 Modèle de formation du « speckle »

Afin de bien interpréter l'information obtenue lors de l'analyse statistique du « speckle », il est essentiel de développer une représentation du système OCT et de modéliser les phénomènes en présence. Pour ce faire, on débute en décrivant le signal avec une expression très générale de l'interférence. Le champ dans le bras échantillon de l'interféromètre est ensuite développé comme une somme de contributions individuelles. La suite du développement mène à l'interprétation du signal comme la convolution d'une réponse impulsionnelle et d'une fonction représentant l'échantillon. Suit l'extraction de l'enveloppe, une opération non linéaire.

4.1.1 Expression générale

Dans un système OCT, on détecte un signal d'interférence entre le champ dans un bras de référence et le champ dans un bras échantillon (voir chapitre 1). On filtre ensuite les composantes constantes du signal pour obtenir ce qu'on appelle le signal modulé (S_M). Comme on utilise une source à large spectre, le champ dans chacun des bras n'est pas monochromatique. Le signal modulé peut alors s'exprimer de façon générale par :

$$S_M = C \cdot \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} E_S(\omega) E_R(\omega)^* \frac{d\omega}{2\pi} \right\} \quad (\text{eq. 4.1})$$

où C est une constante de proportionnalité reliée à la réponse des détecteurs que l'on laisse tomber pour la suite. Il faut maintenant développer les deux champs.

Le champ dans le bras de référence peut être exprimé assez simplement car il ne s'agit que de la propagation du champ en aller-retour vers le miroir de référence. On écrit donc $A_R(\omega)$, l'amplitude en fonction de la fréquence ω , $\beta(\omega)$, la constante de propagation dans la fibre, et z est la longueur optique du bras qui est variée lors du balayage effectué par la ligne à délai. La composante provenant du bras de référence est donc exprimée par :

$$E_R(z, \omega) = A_R(\omega) \exp\{j[\omega t - 2\beta_R(\omega)z]\} \quad (\text{eq. 4.2})$$

Pour être plus complète, cette expression devrait exprimer la forme spatiale du champ. Toutefois, dans un interféromètre fibré, cette forme est celle du mode de la fibre dans les deux bras, et seules la phase et l'amplitude doivent être considérées. Reste à exprimer $E_S(\omega)$, le champ qui provient de l'échantillon.

4.1.2 Champ du bras échantillon

L'expression du champ provenant du bras échantillon est plus complexe. Sa forme générale est tout de même semblable à celle du champ dans le bras de référence. Il a donc une amplitude qui dépend de la fréquence, $A_S(\omega)$, et une phase dont une partie oscille dans le temps, et l'autre partie provient de la propagation (Φ).

$$E_S(\omega) = A_S(\omega) \exp\{-j(\Phi - \omega t)\} \quad (\text{eq. 4.3})$$

Déjà, on peut simplifier en observant qu'en reportant les expressions 4.2 et 4.3 des champs dans la forme générale de l'équation 4.1, les termes temporels s'éliminent.

Le champ total, dans le bras échantillon, peut être considéré comme une sommation de contributions individuelles provenant de l'échantillon. On exprime donc le champ total comme étant :

$$E_S(\omega) = \sum_i A_i(x_i, y_i, z_i, \omega) \exp\{-j[\Phi_i(x_i, y_i, z_i, \omega)]\} \quad (\text{eq. 4.4})$$

et on peut s'appliquer à développer une expression générale des amplitudes et des phases individuelles, $A_i(x_i, y_i, z_i, \omega)$ et $\Phi_i(x_i, y_i, z_i, \omega)$. Celles-ci dépendent toujours de la fréquence ainsi que de la position du diffuseur par rapport à l'axe du faisceau sonde (x_i, y_i). Elles dépendent aussi de la longueur optique du bras de l'interféromètre correspondant à sa position, z_i . L'élaboration de ces termes comporte quatre grandes étapes : la propagation du faisceau sonde, l'interaction avec le diffuseur, le retour vers la fibre optique et la projection sur le mode de la fibre. Le tout peut être effectué à l'aide du formalisme des matrices de propagation ABCD [43] et de la propagation d'un faisceau gaussien au travers des différents éléments du système. Le développement des expressions est présenté à l'annexe 4. Le résultat obtenu pour une contribution individuelle, un diffuseur, peut être inséré dans l'équation 4.4 qui, ramenée dans l'équation 4.1 avec l'équation 4.2, donnent une expression du signal modulé.

$$S_M(z) = \sum_i \operatorname{Re} \left\{ L(f - z_i) \exp \left[-\frac{2(x_i^2 + y_i^2)}{w^2(f - z_i)} - j\Phi_{i,acc} \right] \int_{-\infty}^{\infty} A_s(\omega) A_r^*(\omega) \exp[-(j2\beta_s(\omega)z_i - j2\beta_r(\omega)z)] \frac{d\omega}{2\pi} \right\} \quad (\text{eq. 4.5})$$

Le terme $L(f - z_i)$ est un terme d'amplitude qui dépend de la position du $i^{\text{ème}}$ diffuseur par rapport au foyer, f . Le terme $w(f - z_i)$ est le « waist » du faisceau gaussien incident à la position du diffuseur tel que propagé par la lentille de focalisation. Il dépend aussi de la position du diffuseur par rapport au foyer. Dans le développement à l'annexe 4, plusieurs termes de phase ont été combiné en une phase accumulée, $\Phi_{i,acc}$, afin de simplifier les expressions. Finalement, $A_s(\omega)$ et $\beta_s(\omega)$ sont respectivement le spectre et la constante de propagation du champ dans le bras échantillon.

Le développement de l'expression pour un seul diffuseur qui, on le rappelle, a été représenté comme un delta de Dirac, est la réponse impulsionale (RI) du système, $H(x_i, y_i, z_i)$. Pour l'obtenir sous une forme plus facilement interprétable, certaines hypothèses doivent être faites.

4.1.3 Réponse impulsionale

Premièrement, on fait l'approximation que la constante de propagation est la même dans chacun des bras de l'interféromètre. Comme chacun des bras est fibré, cette approximation est assez juste. Puis, comme la source n'est pas monochromatique, mais a tout de même une largeur finie, on utilise un développement de Taylor autour de la fréquence centrale, ω_0 , pour exprimer la constante de propagation.

$$\beta_S(\omega) = \beta_R(\omega) = \beta(\omega_0) + \beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0) \quad (\text{eq. 4.6})$$

On suppose ensuite que le milieu de propagation, que ce soit la fibre de l'interféromètre ou le matériau dont est fait l'échantillon, est non dispersif. Pour simplifier, on suppose que l'indice de réfraction de l'échantillon est $n = 1$. Ceci permet de simplifier en considérant que la vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase, qui correspondent à la vitesse de la lumière, c . On a donc :

$$\frac{\beta(\omega_0)}{\omega_0} = \beta'(\omega_0) = \frac{1}{c} \quad (\text{eq. 4.7})$$

Si, dans chacun des parcours optiques, aucune modulation spectrale n'est introduite, on peut considérer que les spectres en amplitude dans les deux bras ont la même forme, puisque les champs proviennent de la même source. On peut alors poser que $A_S(\omega)A_R^*(\omega) \propto \gamma(\omega)$, qui est le spectre en intensité de la source. Beaucoup de sources utilisées en OCT ont un spectre en intensité de forme gaussienne, car cette forme minimise la résolution axiale par rapport à sa largeur de bande à mi-hauteur, $\Delta\omega$. Le spectre en intensité de la source peut donc être exprimé tel qu'à l'équation 1.8.

$$\gamma(\omega) = \frac{2}{\Delta\omega} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\frac{4\ln 2(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2}\right] \quad (\text{eq. 4.8})$$

Une fois encore, on laisse tomber les facteurs, afin de simplifier l'expression. Les équations 4.6 à 4.8 peuvent être réintroduites dans l'équation 4.5, et en utilisant l'équivalence $\beta(\omega_0) = 2\pi/\lambda_0$, on obtient l'expression 4.9.

$$H(x_i, y_i, z_i) = \operatorname{Re} \left\{ L(f - z_i) \exp \left[-\frac{2(x_i^2 + y_i^2)}{w^2(f - z_i)} - j\Phi_{i,acc} \right] \exp \left[j \frac{4\pi}{\lambda_0} (z - z_i) \right] \right. \\ \left. \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2} \right] \exp \left[\left(j \frac{(\omega - \omega_0)}{c} (z - z_i) \right) \right] \frac{d\omega - \omega_0}{2\pi} \right\} \quad (\text{eq. 4.9})$$

En observant bien, on constate que l'intégrale dans le domaine des fréquences prend la forme d'une transformée de Fourier (TF), celle du spectre en intensité de la source. L'opération est aisément effectuée et permet d'obtenir :

$$H(x_i, y_i, z_i) = \operatorname{Re} \left\{ L(f - z_i) \exp \left[-\frac{2(x_i^2 + y_i^2)}{w^2(f - z_i)} - j\Phi_{i,acc} \right] \right. \\ \left. \exp \left[-\frac{\Delta\omega^2(z - z_i)^2}{4c^2 \ln 2} \right] \exp \left[j \frac{4\pi}{\lambda_0} (z - z_i) \right] \right\} \quad (\text{eq. 4.10})$$

Comme le spectre est plus souvent exprimé en fonction des longueurs d'ondes, on utilise les équivalences entre fréquences radiales et longueurs d'onde pour remplacer le terme de forme gaussienne axiale dans la direction axiale :

$$\frac{\Delta\omega^2}{4c^2 \ln 2} = \frac{(2\pi c \Delta\lambda / \lambda_0^2)^2}{4c^2 \ln 2} = \left(\frac{\pi \Delta\lambda}{\lambda_0^2 \sqrt{\ln 2}} \right)^2 = \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta z} \right)^2 \quad (\text{eq. 4.11})$$

avec Δz , la résolution axiale telle qu'elle a été définie au chapitre 1, à l'équation 1.2, et qui correspond bien à une largeur à mi-hauteur. À l'inspection de l'équation 4.10, on constate que la réponse impulsionale a essentiellement une forme gaussienne en trois dimensions, centrée à la position du diffuseur. S'ajoute à cela une modulation de période $4\pi/\lambda_0$ dans la direction axiale. Jusqu'à maintenant, dans les expressions du signal, on a considéré uniquement la variable z d'une image, qui correspond à un balayage de distance optique pour $x = 0$ et $y = 0$. Comme le balayage transversal n'est qu'une translation, on peut intuitivement ajouter une variable en y , coordonnée transverse dans l'image. Puis, en revenant à la forme complète du signal modulé en fonction des coordonnées d'une image, considérant que plusieurs contributions s'additionnent, on a :

$$\begin{aligned}
S_M(y, z) &= \sum_i H(x_i, y - y_i, z - z_i) = \sum_i \operatorname{Re} \left\{ L(f - z_i) \exp \left[-2 \frac{x_i^2 + (y - y_i)^2}{w^2(f - z_i)} \right] \right. \\
&\quad \left. \exp \left[-\frac{4 \ln 2(z - z_i)^2}{\Delta z^2} \right] \exp \left[j \frac{4\pi}{\lambda_0} (z - z_i) - j\Phi_{i,acc} \right] \right\} \\
&= \sum_i L(f - z_i) \exp \left[-2 \frac{x_i^2 + (y - y_i)^2}{w^2(f - z_i)} \right] \exp \left[-\frac{4 \ln 2(z - z_i)^2}{\Delta z^2} \right] \\
&\quad \cos \left[j \frac{4\pi}{\lambda_0} (z - z_i) - \Phi_{i,acc} \right]
\end{aligned} \tag{eq. 4.12}$$

Exprimée de telle façon, la réponse impulsionale, $H(x_i, y - y_i, z - z_i)$, est tout à fait séparable par rapport aux coordonnées y et z de l'image. Toutefois, suite à l'addition de plusieurs diffuseurs qui interfèrent, le signal modulé ne l'est plus. Il ressort aussi que le signal OCT modulé peut bel et bien être représenté comme une somme de phaseurs comme cela avait été supposé à la section 2.1. L'aspect aléatoire vient ensuite de l'échantillon, selon la distribution des diffuseurs. Dans la section 2.2, on a vu que les tissus biologiques étaient souvent représentés par des mélanges de particules de taille de l'ordre du micron, justifiant la modélisation par une distribution aléatoire de diffuseurs ponctuels.

4.1.4 Enveloppe

Jusqu'ici, le système est tout à fait linéaire. Toutefois, dans la majorité des applications, ce n'est pas le signal modulé (S_M) qui est utilisé, mais plutôt l'enveloppe de ce signal, qu'on a nommé jusqu'ici S_{OCT} . L'enveloppe est en réalité la norme du signal modulé complexe, plutôt que sa partie réelle. En reprenant l'équation 4.1, on peut écrire :

$$S_{OCT} = C \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_S(\omega) E_R(\omega)^* \frac{d\omega}{2\pi} \right| \tag{eq. 4.13}$$

où, par la suite, le développement de l'intégrale et des champs est le même que précédemment. C'est suite à l'extraction de l'enveloppe, que l'on ne tente pas

d'exprimer analytiquement ici mais qui peut-être simulée aisément, que le « speckle » apparaît réellement. L'implication de l'extraction de l'enveloppe sur les statistiques de premier ordre a été étudiée et présentée en section 2.1. Le cas où il y a un grand nombre de diffuseurs donne une distribution de Rayleigh, et le contraste augmente avec la diminution du nombre de diffuseurs dans le volume de cohérence. Toutefois, la variation de paramètres statistiques de deuxième ordre du signal enveloppe en fonction du nombre effectif de diffuseurs (NED) n'a pas été vérifiée, mais elle pourrait permettre d'élaborer d'autres paramètres utiles à la différentiation de tissus.

4.2 Taille de « speckle »

Les paramètres statistiques de deuxième ordre sont nombreux. On n'a qu'à penser aux 24 critères utilisés par Gossage dans son logiciel de traitement d'image (voir section 2.1 et [18]). Un choix a dû être fait, et il s'est arrêté sur l'évaluation de la taille de « speckle ». Plusieurs méthodes existent pour évaluer la taille de « speckle ». À titre d'exemple, il y a l'aire au-dessus d'un certain seuil utilisée par Alexander et al. [44]. La plus courante semble toutefois être l'utilisation de la fonction d'autocorrélation de l'image. Wagner et al. ont étudié la forme de la fonction d'autocorrélation du « speckle » des signaux d'ultrasons [45]. Leushacke et al., eux, l'ont développée rigoureusement en optique pour des formes connues de surfaces rugueuses [46]. Puis, Piederrière et al. l'ont utilisée pour mesurer la taille des grains de « speckle » mesurés en transmission d'échantillons diffusants avec une caméra CCD [47]. Aucun d'entre eux n'a tenté d'étudier l'influence de la densité de diffuseurs sur le « speckle » spécifique à l'OCT.

Dans les pages qui suivent, on présente, dans un premier temps, l'expression générale de l'autocorrélation, ainsi que d'une correspondance avec l'opération de transformée de Fourier (TF). Par la suite, certains résultats établis par Wagner et al. [45] sont présentés pour observer la forme de l'autocorrélation de l'enveloppe d'un signal créé par la somme de diffuseurs aléatoires. C'est à partir de cette forme que l'on choisit le critère de mesure de la taille du « speckle ». À partir de ce choix, on utilise

l'expression de la réponse impulsionale pour inspecter les valeurs de tailles qui sont attendues dans les cas extrêmes d'un seul diffuseur, puis d'un grand nombre. Finalement, de simples simulations 1D servent à démontrer qu'il y a bien une évolution de la taille de « speckle » en fonction de la densité de diffuseurs.

4.2.1 Expression générale

L'expression générale de la fonction d'autocorrélation ($R(x')$) pour un signal en une dimension, $S(x)$, est la suivante :

$$R_s(x') = S(x) \otimes S(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S^*(x) S(x+x') dx \quad (\text{eq. 4.14})$$

Ici, x' représente un décalage dans l'espace. L'expression peut être généralisée en deux dimensions en effectuant la même opération sur l'autre axe. On peut aussi établir dès maintenant une correspondance avec la transformée de Fourier (TF) du signal. Soit cette transformée, $\zeta(k)$, définie par l'équation suivante :

$$\zeta(k) = \Im\{S(x)\} = \int_{-\infty}^{\infty} S(x) \exp[-2\pi j k x] dx \quad (\text{eq. 4.15})$$

L'opérateur \Im est utilisé pour la transformée de Fourier et la variable k est du domaine des fréquences spatiales, réciproque de la position x . Avec ces définitions, on peut énoncer le théorème de Wiener-Khinchine [48], qui s'écrit :

$$R_s(x') = \Im\{|\zeta(k)|^2\} \quad (\text{eq. 4.16})$$

On voit donc que l'autocorrélation est la transformée de Fourier du spectre en intensité du signal, c'est-à-dire de la transformée de Fourier même du signal, prise en valeur absolue et au carré.

L'étude de la fonction d'autocorrélation d'une somme d'un grand nombre de phaseurs aléatoires dont on extrait l'enveloppe a été faite dans le domaine de l'échographie ultrasonore par Wagner et al. [45]. Comme en ultrasons, le signal correspond à une somme aléatoire de phaseurs, provenant des échos ultrasonores réfléchis par différents diffuseurs, le développement peut être utilisé en OCT dans le cas où il y a un grand nombre de diffuseurs par volume de cohérence, cas dont la fonction

de densité de probabilité (FDP) du signal mesuré donne une distribution Rayleigh. En voici donc les grandes lignes.

4.2.2 Autocorrélation d'une somme de phaseurs

Le point de départ est une expression d'un signal complexe, $S(x)$, par une convolution entre la réponse impulsionnelle (RI) d'un système et une fonction qui représente un échantillon, $a(x)$, [45] :

$$S(x) = H(x) * a(x) \quad (\text{eq. 4.17})$$

C'est un système linéaire équivalent à la sommation sur les diffuseurs qui a été développée à l'équation 4.12. L'autocorrélation d'un tel signal est développée, et la modélisation du tissu par une distribution aléatoire de diffuseurs ponctuels permet plusieurs simplifications algébriques. Ces simplifications mènent Wagner et al. à l'obtention d'une expression qui ne dépend que de la réponse impulsionnelle, et d'une constante reliée au tissu, a_0 .

$$R_S(x') = a_0^2 H(x') \otimes H(x') \quad (\text{eq. 4.18})$$

On définit ensuite une forme normalisée de l'autocorrélation, $k_S(x')$, ce qui a pour effet de simplement éliminer la constante a_0 .

$$k_S(x') = \frac{R_S(x')}{R_S(0)} = H(x') \otimes H(x') \quad (\text{eq. 4.19})$$

Ceci est donc l'autocorrélation normalisée du signal complexe, et elle correspond à l'autocorrélation de la RI.

Dans le cas du signal enveloppe, la norme du signal complexe, Wagner et al. utilisent des travaux de Middleton et al. [49] pour obtenir une expression de l'autocorrélation du signal enveloppe ($R_{|S|}(x')$) qui dépend uniquement de l'autocorrélation de la RI, $k_S(x')$, et de la variance du signal, σ^2 .

$$R_{|S|}(x') = \sigma^2 \left\{ 2E(|k_S(x')|) - [1 - |k_S(x')|^2 K(|k_S(x')|)] \right\} \quad (\text{eq. 4.20})$$

Dans l'équation 4.20, les opérateurs E et K sont des intégrales elliptiques du premier et du second ordre respectivement.

On peut choisir de définir la réponse impulsionale comme une gaussienne. Son autocorrélation est alors aussi gaussienne. On utilise alors

$$|k_s(x')| = \exp(-x'^2) \quad (\text{eq. 4.21})$$

dans l'équation 4.20 pour tracer $R_{|S|}(x')$. La Figure 4.1 montre que la forme de $R_{|S|}(x')$ obtenue est très bien approximée par une gaussienne. De plus, il est possible de mesurer que cette gaussienne a une largeur de 0,68, telle que

$$R_{|S|}(x') \approx \exp\left(-\frac{x'^2}{0,68^2}\right) \quad (\text{eq. 4.22})$$

Il y a donc un facteur de réduction de largeur entre l'autocorrélation de la réponse impulsionale et celle de l'enveloppe du signal provenant d'une somme de phaseurs aléatoires.

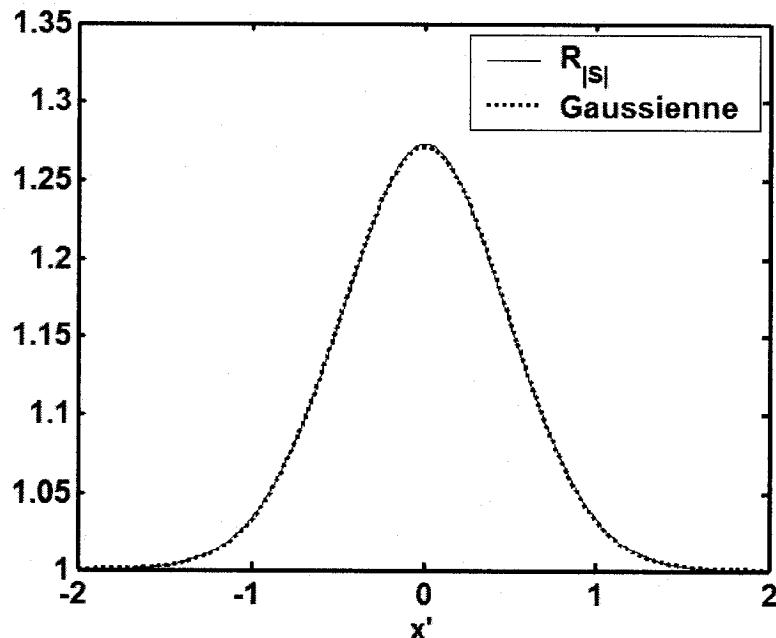


Figure 4.1 : Comparaison entre la fonction d'autocorrélation et une gaussienne.

Le signal enveloppe en OCT, (S_{OCT}), comme on l'a vu à la section 4.1.3, correspond effectivement à la norme d'une somme de phaseurs aléatoires. De plus, la réponse impulsionale du système, telle qu'elle a été modélisée, est gaussienne, tant dans la direction axiale que dans la direction transverse. On s'attend donc à ce que l'autocorrélation d'images OCT dans les directions axiale et transverse donne une fonction similaire à une gaussienne, comme à la Figure 4.1. Le lissage de cette fonction permet donc d'extraire facilement une valeur de sa largeur, qui représente la taille du « speckle », T_{Sp} . Vu l'équivalence entre la transformée de Fourier et l'autocorrélation énoncée à l'équation 4.16, un lissage de la transformée de Fourier est aussi possible. La méthode exacte avec laquelle la mesure est obtenue est présentée à la section 4.5.2. Maintenant, à l'aide de ces résultats et de la réponse impulsionale développée en 4.1.3, il est possible d'inspecter les valeurs de taille de « speckle » attendues dans les directions axiale et transverse.

4.2.3 Valeurs limites

Le premier cas limite est celui où il n'y a qu'un seul diffuseur. On peut l'étendre à une situation où il y a plusieurs diffuseurs, mais seulement dans le cas où ils sont suffisamment éloignés les uns des autres pour que leurs réponses n'interfèrent pas entre elles. Lorsqu'il n'y a qu'un seul diffuseur, le signal modulé (S_M), tel que défini à l'équation 4.12, est par définition la réponse impulsionale (RI) du système. On peut donc exprimer :

$$S_M = H(x_i, y_i, z_i) \quad (\text{eq. 4.23})$$

L'opération d'extraction de l'enveloppe est alors simplement effectuée sur la RI et le signal enveloppe (S_{OCT}) peut s'écrire :

$$S_{OCT} = |H(x_i, y_i, z_i)| \quad (\text{eq. 4.24})$$

Pour extraire la taille de « speckle » dans le cas où il n'y a qu'un seul diffuseur, on effectue l'autocorrélation de ce signal, donc de la norme de la RI.

$$R_{S_{OCT}} = |H(x_i, y_i, z_i)| \otimes |H(x_i, y_i, z_i)| \quad (\text{eq. 4.25})$$

À partir des équations 4.10 et 4.13, on rappelle que l'enveloppe de la RI du système tel qu'il a été modélisé peut s'écrire :

$$|H(x_i, y - y_i, z - z_i)| = L(f - z_i) \exp\left[-2 \frac{x_i^2 + (y - y_i)^2}{w^2(f - z_i)}\right] \exp\left[-\frac{4 \ln 2(z - z_i)^2}{\Delta z^2}\right] \quad (\text{eq. 4.26})$$

Dans une image, l'autocorrélation peut facilement être effectuée dans les directions axiale et transverse de façon distincte. Comme la réponse impulsionale est séparable, il est facile d'inspecter quelle sera la forme de l'autocorrélation du signal dans chacune des directions. Premièrement, dans la direction axiale, l'autocorrélation a la forme suivante :

$$R_{z,S_{OCT}} \propto \exp\left(-\frac{2 \ln 2 z'^2}{\Delta z^2}\right) \quad (\text{eq. 4.27})$$

qui ne dépend que de Δz , la résolution axiale du système, et est donc fonction de la longueur d'onde et de la largeur de bande de la source. On établit la mesure de taille de « speckle » comme étant la largeur à mi-hauteur de la gaussienne avant la corrélation, donc la largeur de la RI, de sorte que la taille axiale de « speckle » dans le cas où il n'y a qu'un seul diffuseur est identique à la résolution du système. Donc :

$$T_{Sp,z} = \Delta z \quad (\text{eq. 4.28})$$

De la même façon, l'autocorrélation du signal produit par un seul diffuseur dans la direction transverse a la forme suivante :

$$R_{y,S_{OCT}} \propto \exp\left(-\frac{y'^2}{w(f - z_i)^2}\right) \quad (\text{eq. 4.29})$$

Celle-ci dépend uniquement du « waist » du faisceau sonde, mais à la position optique spécifique du diffuseur sur l'axe du faisceau. Avec le même critère de mesure en largeur à mi-hauteur qui a été choisi, la valeur de taille transverse du « speckle » avec peu de diffuseurs est reliée au « waist » et à la position du diffuseurs par :

$$T_{Sp,y} = \sqrt{2 \ln 2} w(f - z_i) \quad (\text{eq. 4.30})$$

Dans le cas où une grande quantité de diffuseurs interfèrent entre eux, il est difficile de développer une expression analytique du signal S_{OCT} en raison de l'extraction de l'enveloppe suite à la sommation sur les diffuseurs. On peut toutefois constater que l'autocorrélation du signal à un seul diffuseur correspond à la fonction $|k_s(x')|$ définie à l'équation 4.19. Donc en utilisant les résultats de Wagner et al. présentés à la section 4.2.2, on sait qu'il est possible de lisser l'autocorrélation du signal enveloppe avec une gaussienne. De plus, cette gaussienne a une largeur réduite d'un facteur de 0,68 par rapport à la largeur RI. Donc, dans le cas où on retrouve une grande densité de diffuseurs dans l'échantillon, les tailles axiale et transverse de « speckle » attendues sont :

$$T_{Sp,z} = 0,68\Delta z \quad (\text{eq. 4.31})$$

$$T_{Sp,y} = 0,68\sqrt{2 \ln 2} w(f - z_i) \quad (\text{eq. 4.32})$$

On attend donc une évolution de la taille de « speckle » entre les deux cas limites, et ce, d'un facteur de 0,68. Afin de vérifier cette hypothèse et d'observer comment s'effectue l'évolution, de simples simulations en une dimension sont effectuées.

4.2.4 Simulation de l'évolution

Une représentation 1D du signal peut être obtenue par l'addition de RI complexe à partir de diffuseurs placés aléatoirement sur un axe. On en extrait ensuite l'enveloppe numériquement pour obtenir une ligne de signal. Il est possible de créer plusieurs lignes avec des distributions différentes et ainsi de représenter une « image », dont les dimensions influencent la valeur statistique des résultats de la taille de « speckle » lorsqu'ils sont calculés à l'aide de l'autocorrélation de cette image. De plus, en variant le nombre total de diffuseurs sur les axes, on peut simuler des images avec différentes densités de diffuseurs.

En inspectant encore une fois la forme de la RI à l'équation 4.10, on constate qu'il existe une subtilité entre les cas axiaux et transverses, de sorte qu'il y a intérêt à vérifier si l'évolution en fonction de la densité est la même dans les deux directions. Voici tout

d'abord la forme des signaux axial, $S_{OCT}(z)$, et transverse, $S_{OCT}(y)$, 1D, tels qu'ils sont simulés.

$$S_{OCT}(z) = \left| \sum_{i=1}^N \exp\left(-i \frac{4\pi}{\lambda_0} (z - z_i)\right) \exp\left(-\frac{4 \ln 2(z - z_i)^2}{\Delta^2}\right) \right| \quad (\text{eq. 4.33})$$

$$S_{OCT}(y) = \left| \sum_{i=1}^N \exp(-i\theta_i) \exp\left(-\frac{4 \ln 2(y - y_i)^2}{\Delta^2}\right) \right| \quad (\text{eq. 4.34})$$

Dans les équations 4.33 et 4.34, N est le nombre de diffuseurs placés sur l'axe, et Δ est la largeur à mi-hauteur des deux RI. On prend la même valeur pour chacune afin de bien comparer. La distinction qui existe vient du fait que dans le cas axial, la phase varie sur l'axe. Par contre, dans le cas transverse, on considère ici une phase fixe, qui provient du terme de phase accumulée. Cette approximation est bonne près du foyer, mais hors du foyer, les termes de phase varient dans la direction transverse.

À la Figure 4.2, le résultat de ces simulations est présenté pour des densités de diffuseurs allant de $\rho = 0.005$ à 0.8 diffuseurs/ μm . La largeur à mi-hauteur utilisée est $\Delta = 10 \mu\text{m}$, avec $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$. Un équivalent 1D du nombre effectif de diffuseurs (NED) est défini par $\Delta \times \rho$.

Comme prévu, il y a bien une évolution de la taille de « speckle » entre un cas où il y a très peu de diffuseurs et un cas où il y en a beaucoup. Cette évolution est aussi la même dans la direction axiale que dans la direction transverse. Dans le cas où il y en a très peu, on trouve bien une largeur égale à la largeur de la réponse impulsionale, soit $10 \mu\text{m}$. Puis lorsqu'un grand nombre de diffuseurs sont présents, on observe une taille de « speckle » d'environ $7 \mu\text{m}$. Ceci confirme bien le facteur de réduction de 0,68 de la taille de « speckle » lorsque l'échantillon contient beaucoup de diffuseurs par rapport à la largeur de la RI. De plus, on voit une tendance asymptotique vers la limite inférieure lorsque le NED est autour de 3. Évidemment, la définition utilisée étant différente de celle de Hillman et al., on ne peut considérer cette valeur que comme un ordre de grandeur.

L'évolution que présente la taille de « speckle » avec la densité de diffuseurs pourrait être utilisée en combinaison avec l'évolution du contraste pour identifier des tissus à partir d'images obtenues. On étudie donc la taille de « speckle » en OCT en fonction de la densité de diffuseurs à l'aide de simulations 3D plus complètes et d'images expérimentales de fantômes.

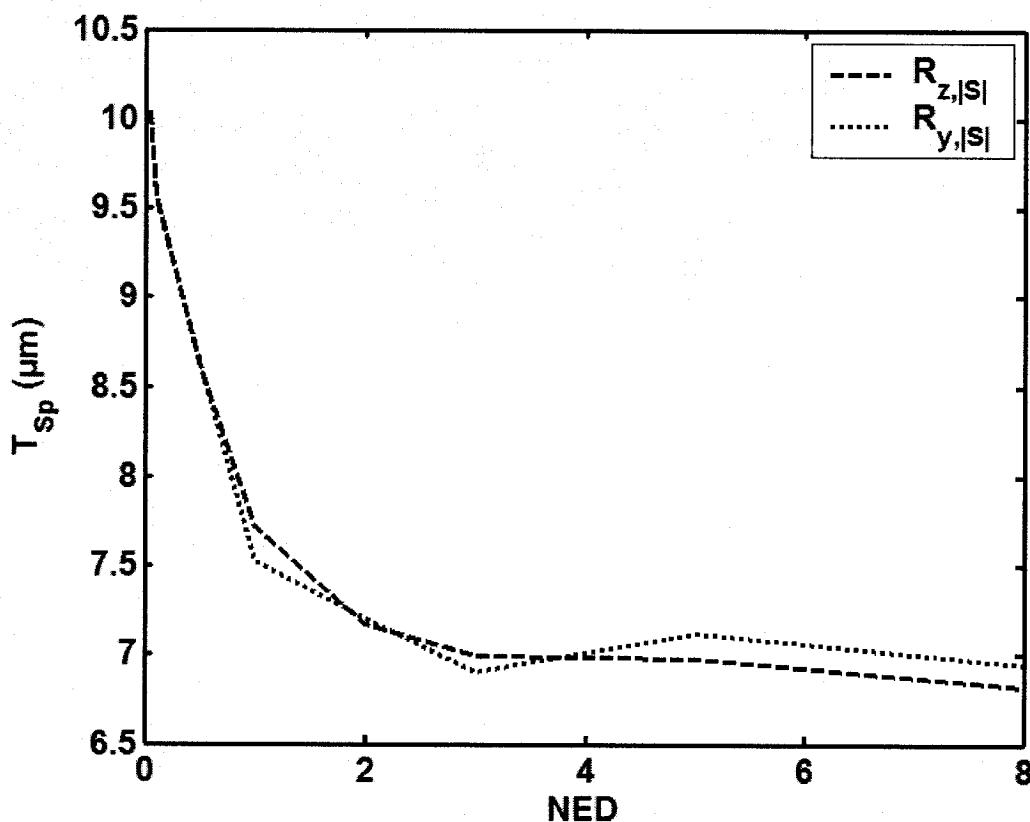


Figure 4.2 : Simulations 1D de l'évolution de la taille de « speckle » axiale et transverse déterminée par autocorrélation en fonction de la densité de diffuseurs.

4.3 Simulations

Afin de comparer les résultats expérimentaux à un modèle, les outils d'analyse du « speckle » ont été utilisés sur des images simulées. Le modèle décrit en 4.1 a donc été implémenté. Sans décrire en détail la mécanique derrière le programme, on rappelle les hypothèses qui ont mené à la réalisation des images. Ces hypothèses ne sont pas

nouvelles et peuvent être retrouvées dans plusieurs ouvrages tels [11, 50]. La programmation a été réalisée par M. Guy Lamouche, Ph. D., de l’Institut des Matériaux Industriels.

En premier lieu, le tissu, ou l’échantillon biologique, est simulé de façon simple. Il est représenté par un volume d’un milieu non dispersif et d’indice n dans lequel des particules de tailles infiniment petites sont réparties aléatoirement. Ces particules sont alors des diffuseurs ponctuels. Une représentation mathématique du tissu, $a(x, y, z)$, est donnée à l’équation 4.35.

$$a(x, y, z) = \sum_{i=1}^N \delta(x - x_i, y - y_i, z - z_i) \quad \left\{ \begin{array}{l} x_{\min} < x_i < x_{\max} \\ y_{\min} < y_i < y_{\max} \\ z_{\min} < z_i < z_{\max} \end{array} \right. \quad (\text{eq. 4.35})$$

Dans cette représentation, (x_i, y_i, z_i) sont les coordonnées de chaque diffuseur et les bornes en x et z dépassent légèrement les limites de balayage du système dans leurs directions respectives; les bornes en y doivent au minimum être plus grandes que le diamètre du faisceau optique. Le nombre total de diffuseur (N) peut être ajusté afin d’obtenir différentes valeurs de l’indice du NED en fonction des paramètres d’optique utilisés. Cette façon de modéliser les tissus est assez approximative, mais elle correspond très bien aux fantômes qui ont été réalisés pour l’étude expérimentale.

L’interaction de la lumière avec les tissus est aussi simplifiée. Tout d’abord, l’atténuation a été négligée, puisqu’elle ne fait qu’influencer la force du signal. Puis, on ne considère que des événements de rétrodiffusion directe; pas de diffusion multiple. Finalement, l’interaction des diffuseurs avec le champ électrique incident est simplifiée en considérant que les particules diffusent la lumière sous forme d’onde sphérique.

Le faisceau incident sur l’échantillon est pour sa part modélisé en entier. À partir du faisceau gaussien avant lentille de focalisation, la distribution du champ électrique du mode de la fibre est propagé vers l’échantillon à l’aide du formalisme ABCD [43]. À chaque diffuseur, l’amplitude et la phase du champ correspondant à sa position sont conservées comme amplitude et comme phase initiale d’une onde sphérique émise de cette position. Cette onde sphérique est par la suite propagée vers la lentille où elle est

projectée sur le mode de la fibre. On fait ensuite interférer le champ projeté de chaque diffuseur avec le faisceau de référence. Grâce au formalisme ABCD, la modélisation ne se limite pas à une approximation au domaine confocal, mais est valide sur tout l'axe optique. Pour être comparées aux résultats expérimentaux, des images représentant des NED allant de 0,1 à 7 ont été réalisées avec les mêmes paramètres d'optique (résolution axiale et transverse) que ceux du système OCT utilisé pour les images des fantômes.

Une image de « speckle » obtenue de cette façon est présentée à la Figure 4.3. La distance en y est exprimée relativement au foyer plutôt qu'en fonction de la profondeur.

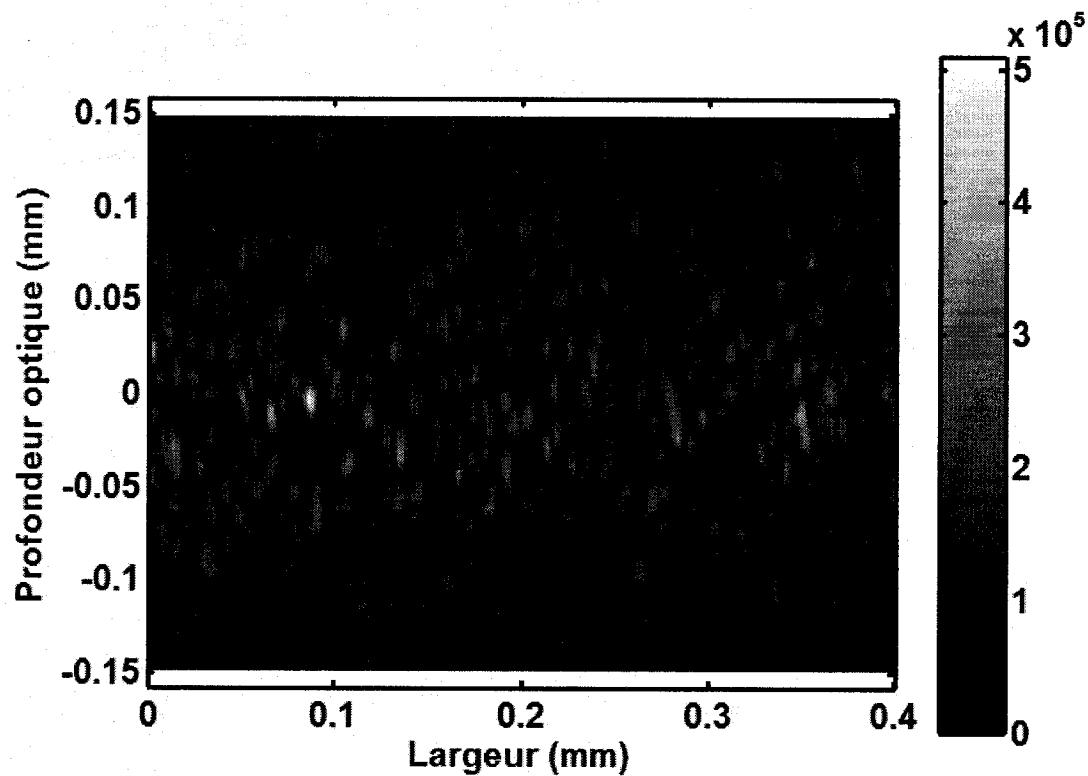


Figure 4.3 : Image OCT simulée (NED = 3).

4.4 Acquisition d'images

Le système OCT utilisé est basé sur un interféromètre de Michelson fibré. Son schéma est présenté à la Figure 4.4.

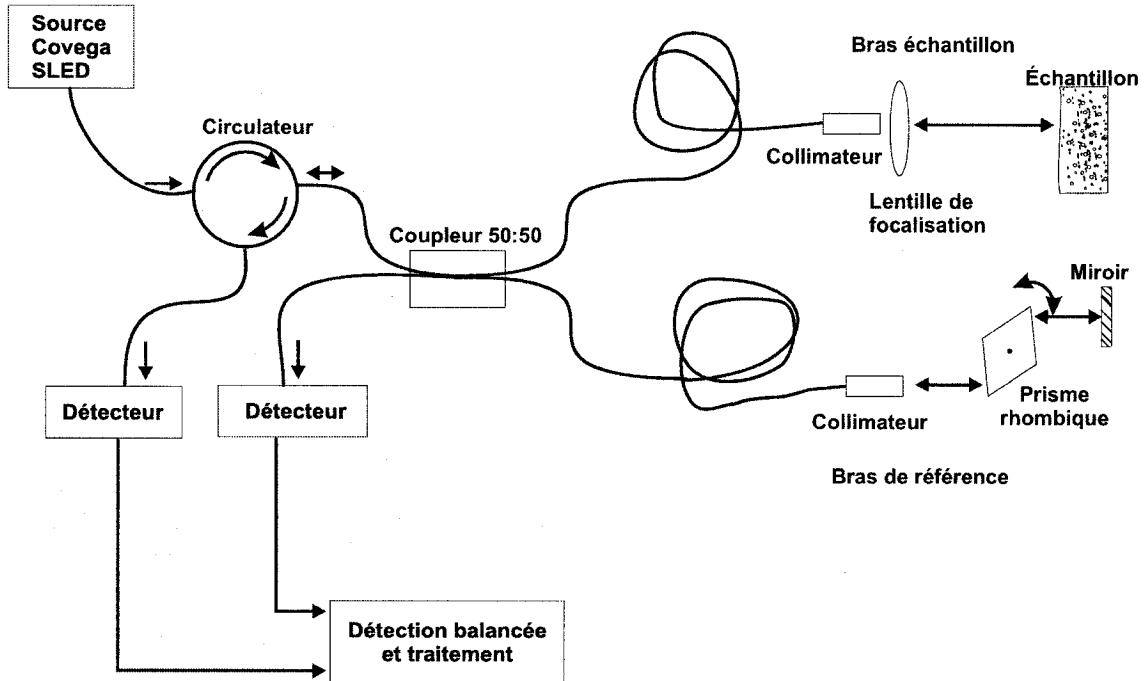


Figure 4.4 : Schéma de l'interféromètre.

Le balayage du chemin optique dans le bras de référence s'effectue à l'aide d'un prisme rhombique placé devant un miroir. Le prisme est fixé à un galvanomètre qui le fait osciller. Lors de l'oscillation, l'angle d'entrée dans le prisme change, ce qui fait varier le parcours de la lumière dans le prisme. Sur ce système, une variation de 4 mm de parcours optique est obtenue, et ce, à une fréquence de 148 Hz. Lors de l'acquisition, le signal d'interférence (signal brut ou modulé) est échantillonné à l'intervalle $\lambda_0/8$. Un traitement de ces données est effectué pour extraire l'enveloppe, et un rééchantillonnage est effectué de sorte que le pas axial dans les images est de 1 μm . La plage dynamique des valeurs du signal brut que donne l'appareil est de [-8000, 8000], et devient [0, 8000] dans les images après l'extraction numérique de l'enveloppe. L'affichage est ensuite fait en répartissant 256 niveaux de gris entre la valeur minimale du signal, en noir, et sa

valeur maximale, en blanc. Parfois, on choisit de tronquer l'échelle en répartissant les niveaux de gris entre 0 et une valeur arbitraire du signal, ex. [0, 3000], de façon à favoriser la clarté de détails à faible signal.

La source utilisée est une diode supraluminescente de marque Covega. Son spectre mesuré est présenté à l'annexe A.5.1. Sa longueur d'onde centrale est de $\lambda_0 = 1322$ nm avec une largeur de bande de $\Delta\lambda = 63,3$ nm. Sa puissance d'émission est de $P = 20$ mW. La résolution théorique du système, déterminée à l'aide de l'équation 1.2, est alors de $\Delta z = 12,2 \mu\text{m}$.

Afin de pouvoir percevoir l'effet de l'élargissement du diamètre du faisceau hors du foyer, une configuration à grande ouverture numérique a été choisie comme optique du bras échantillon. Dans les simulations et les expériences de fantômes, un collimateur dont le faisceau a un diamètre $D_{1/e^2} = 3,3$ mm (pour l'intensité) a été combiné à une lentille de focale $f = 14,5$ mm. Le diamètre de la tache focale, qui est aussi la résolution transverse, est alors de $2w_0 = 7,3 \mu\text{m}$ (w_0 est le « waist » du faisceau au foyer) et la profondeur de champ théorique du faisceau gaussien est de $2z_r = 64 \mu\text{m}$ (z_r est la longueur de Rayleigh du faisceau dans l'air).

Toutefois, comme la source n'est pas tout à fait gaussienne, qu'il y a une certaine dispersion dans les fibres et que des effets chromatiques de la lentille peuvent faire varier le spectre le long de l'axe optique, la résolution réelle du système doit être mesurée. Le détail de ces expériences est présenté à l'annexe A.5.2. On y constate que la résolution du système est plutôt de $\Delta z = 14,4 \mu\text{m}$. On perçoit aussi un effet d'aberration chromatique qui change la résolution du système d'environ $0,8 \mu\text{m}$ tout près du foyer. Cet effet est très petit et est négligé par la suite. Finalement, en raison de la réflexion et de la recollection de lumière par la lentille, la profondeur de champ effective du système est plutôt de $2z_r = 72,7 \mu\text{m}$.

Le pas transverse doit pour sa part permettre d'effectuer les opérations de transformées de Fourier. Comme on s'attend à une taille de « speckle » moyenne de l'ordre de grandeur du diamètre du faisceau ($2w_0$) et même plus petite, il est essentiel

d'échantillonner avec un pas suffisamment petit pour respecter le théorème de Nyquist. Comme le diamètre du faisceau utilisé est de 7,3 μm , pour lequel on s'attend à une taille de « speckle » moyenne d'environ 2,9 μm au foyer, le pas d'échantillonnage a été fixé à 0,5 μm .

Aussi, afin de percevoir l'effet de l'élargissement du faisceau dans les images, le foyer est ajusté en profondeur. Généralement, le foyer est ajusté à la surface, puis l'échantillon est soulevé de 100 μm . Dans les images, le foyer se donc trouve à $100\mu\text{m} \cdot n^2$ de la surface.

Finalement, lors de l'acquisition des images, les fantômes sont placés de façon à ce que leur surface supérieure soit perpendiculaire au faisceau sonde. Ceci permet de considérer que, dans une rangée de pixels dans l'image, les variations de l'intensité du signal ne sont influencées que par les déplacements de la sonde et le changement de diffuseurs contribuant au signal. De cette façon, la contribution en intensité de la sonde et de l'atténuation du fantôme sont les mêmes pour toute la rangée.

Toutes les images sont échantillonnées sur une largeur de deux millimètres. Des sections d'une largeur variant entre 500 μm et 2 mm sont ensuite utilisées pour les analyses. Ce choix de largeur est limité par l'uniformité des images. Les sections non analysées sont rejetées en raison de poussières en surface qui empêchent le faisceau de pénétrer avec la même intensité qu'ailleurs dans l'échantillon, où en raison de la présence dans l'image d'un point où le signal est beaucoup plus fort que la moyenne, qui peut être dû à la présence de poussière à l'intérieur du fantôme ou encore à un agrégat de diffuseurs. Une section d'une largeur 600 μm d'une image d'un fantôme de silicium et silice 2,34 μm avec une concentration de $4,7 \times 10^9$ part/mL (fantôme S3-2) est présentée à la Figure 4.5 comme exemple des images de fantômes. Pour bien faire apparaître les détails et le « speckle », l'échelle des niveaux de gris est ajustée à [0, 3000] pour l'affichage.

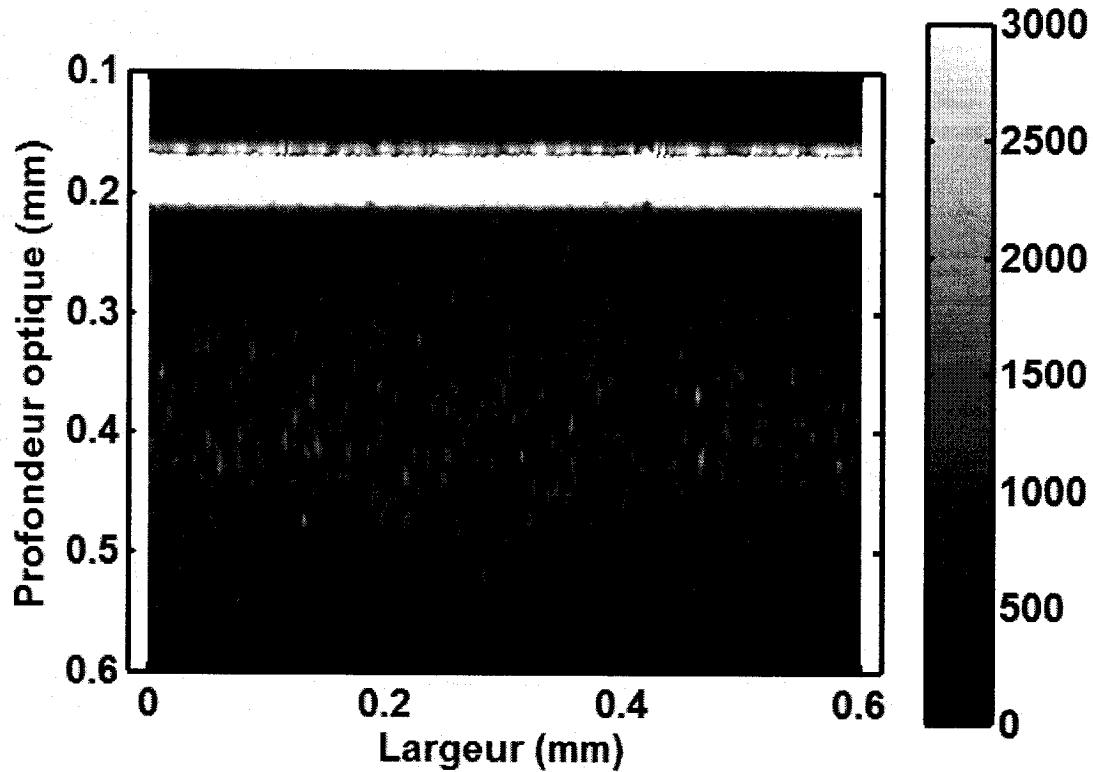


Figure 4.5 : Section d'une image OCT du fantôme S3-2.

4.5 Calcul des paramètres statistiques

Voici finalement la méthodologie exacte qui a été utilisée pour calculer les paramètres statistiques de premier ordre, soit la moyenne et le contraste, ainsi que la taille de « speckle », par autocorrélation et par transformée de Fourier, directement à partir des images qui ont été produites.

4.5.1 Statistiques de premier ordre

Les statistiques de premier ordre sont calculées de façon transverse, c'est-à-dire que les valeurs du signal utilisées pour les calculs sont celles provenant d'une même rangée de pixels dans l'image. En raison de l'ajustement de l'angle de l'échantillon qui est effectué lors de l'imagerie, voir section 4.4, la rangée de pixels représente une même

profondeur, à environ 5 μm près. Ceci permet d'obtenir des valeurs de moyenne et du contraste du signal en fonction de la profondeur. La situation est illustrée à la Figure 4.6.

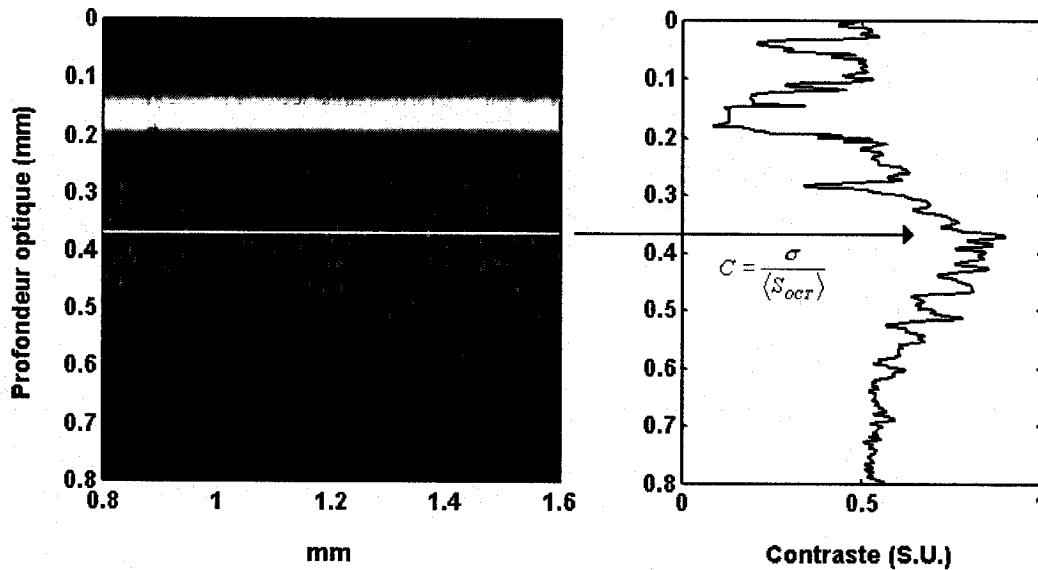


Figure 4.6 : Illustration du calcul des statistiques de premier ordre (ex. contraste).

4.5.2 Taille de « speckle »

Lors de l'évaluation de la taille de « speckle », une section de 100 à 150 μm en profondeur de part et d'autre du foyer est utilisée. Cette taille est choisie afin d'exclure la réflexion à la surface du fantôme et d'excéder la profondeur de champ afin de percevoir l'effet de l'élargissement du faisceau sur la taille de « speckle » en fonction de la profondeur.

Cette section est par la suite normalisée pour éliminer l'effet de l'atténuation et de la variation de l'amplitude incidente causée par la focalisation du faisceau gaussien. Pour ce faire, la moyenne de l'intensité du signal calculée comme en 4.5.1 est lissée à l'aide de la l'équation A.5.1, où A_0 , z_f , b et α sont les coefficients à ajuster. Chaque balayage en profondeur est ensuite divisé par la courbe lissée.

$$A(z) = \frac{A_0 \exp(-\alpha z)}{\sqrt{1 + \left(\frac{z - z_f}{b}\right)^2}} \quad (\text{eq. 4.36})$$

Par la suite, des sous-sections de 50 µm de profondeur sont utilisées pour les calculs de taille et sont déplacées en profondeur dans la section principale. Des fenêtres successives se chevauchent d'un ratio de 75 %, soit de 37,5 µm. La situation est illustrée à la Figure 4.7. La largeur des sous-sections est toujours choisie la plus grande possible dans l'image et est toujours supérieure ou égale à 500 µm. Elle est limitée par l'uniformité des images, qui parfois présentent des inhomogénéités dans les fantômes et qui sont coupées de la section utilisée pour les calculs.

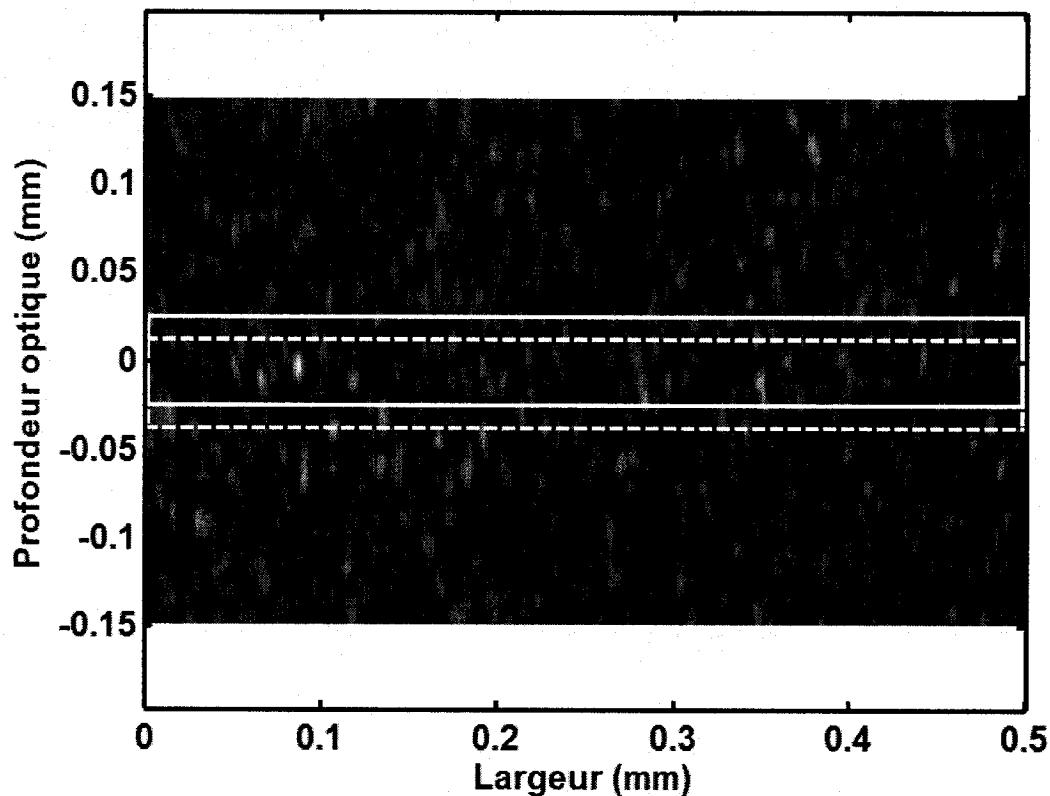


Figure 4.7 : Illustration du calcul en profondeur de la taille de « speckle ».

4.5.2.1 Taille de « speckle » par autocorrélation

À chaque sous section, l'autocorrélation est calculée pour chaque ligne ou chaque colonne du signal (S_{OCT_i}). De la même façon, le calcul d'autocorrélation est effectué sur chaque ligne, pour ensuite faire la moyenne de toutes les autocorrélations. On utilise en

fait une forme normalisée, à laquelle la moyenne du signal est annulée et où la valeur au décalage zéro est unitaire. La moyenne sur les N lignes ou colonnes de la fenêtre est ensuite calculée, ce qui fait ressortir une courbe de forme gaussienne dont les contributions viennent de la réponse impulsionale (RI) du système et de la densité de diffuseurs dans l'échantillon. Le critère de taille de « speckle » en largeur à mi-hauteur (T_{Sp}) est établi à partir de l'autocorrélation d'une gaussienne. Le critère de taille de « speckle » correspondant est trouvé de la façon résumée par l'équation 4.37.

$$\sum_{i=1}^N S_{OCT,i}(x) \otimes S_{OCT,i}(x) \xrightarrow{\text{Lissage}} \exp\left[-\frac{2 \log(2)x'^2}{T_{Sp}^2}\right] \quad (\text{eq. 4.37})$$

Le calcul numérique de l'autocorrélation ajoute une particularité. La section finie fait qu'en chaque point, le résultat dépend du nombre de points qui a été utilisé dans le calcul. Dans la renormalisation, chaque valeur est divisé par ce nombre de point.

4.5.2.2 Taille de « speckle » par transformée de Fourier

Le calcul de taille par transformée de Fourier est effectué lui aussi sur chaque ligne ou chaque colonne. L'opération de transformée de Fourier présente toutefois quelques particularités. Tout d'abord, on note que la composante de fréquence nulle de la transformée de Fourier discrète correspond à la somme de tous les pixels, ce qui donne souvent un pic très fort à l'origine. Pour en minimiser la contribution au lissage subséquent, cette composante est ajustée à la valeur voisine. La fonction est ensuite lissée à l'aide d'une fonction gaussienne à laquelle on ajoute un niveau de base (B) pour tenir compte d'un bruit de fond présent. L'opération de détermination de la taille de « speckle » par transformée de Fourier peut être résumée par l'expression suivante :

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\Im(S_{OCT,i}(x))| \xrightarrow{\text{Lissage}} A \exp\left[-\frac{\pi^2 T_{Sp}^2 k^2}{4 \log 2}\right] + B \quad (\text{eq. 4.38})$$

Chapitre 5 Résultats et discussion

Une fois les échantillons réalisés, les images simulées ou acquises et les outils de caractérisation identifiés, tout est en place pour l'analyse statistique des images et la discussion des résultats obtenus. En premier lieu, les résultats de simulations et des fantômes sont présentés ensemble. Ces résultats confirment la sensibilité de la taille de « speckle » à la densité de diffuseurs. La comparaison entre simulations et fantômes permet aussi de porter un regard sur les propriétés des fantômes. Ensuite, les analyses sont utilisées sur quelques images de tissus biologiques afin d'évaluer la possibilité d'applications. Dans les deux cas, on sépare les analyses statistiques de premier ordre, moyenne et contraste, qui ont été utilisés antérieurement, de celle du deuxième ordre qu'est la taille de « speckle ».

5.1 Simulations et fantômes

Beaucoup d'images ont été utilisées pour les analyses : trois séries de 7 à 8 fantômes et une série de 7 images simulées. Tout d'abord, le tableau 5.1 présente tous ces échantillons en identifiant leur nombre effectif de diffuseurs (NED) qui, on le rappelle, est le nombre de diffuseurs dans le volume de cohérence, dépendant de la densité de particules et de configuration optique utilisée lors de l'imagerie (voir section 2.1.2). Le détail des densités de diffuseurs correspondantes est donné à la section 3.5. Comme les paramètres observés sont nombreux : moyenne, contraste, taille axiale au foyer et en fonction de la profondeur, taille transverse, aussi au foyer et en profondeur, ceci représente beaucoup trop d'images et beaucoup trop de courbes par image pour tout présenter ici. Seuls des graphiques et des courbes de résultats typiques sont présentés pour illustrer les discussions.

Échantillon	NED
Simulations	
Sim-1	0,25
Sim-2	0,5
Sim-3	1,0
Sim-4	2,0
Sim-5	3,0
Sim-6	5,0
Sim-7	7,0
Série # 1 : silicone – silice 1,86 µm	
S1-1	9,5
S1-2	5,8
S1-3	3,9
S1-4	2,1
S1-5	1,6
S1-6	1,0
S1-7	0,2
Série # 2 : silicone – silice 1,86 µm	
S2-1	7,7
S2-2	5,9
S2-3	4,6
S2-4	3,3
S2-5	2,0
S2-6	1,3
S2-7	0,8
S2-8	0,2
Série # 3 : silicone – silice 2,34 µm	
S3-1	5,8
S3-2	3,9
S3-3	2,9
S3-4	1,9
S3-5	1,5
S3-6	1,0
S3-7	0,6

Tableau 5.1 : Nombre effectif de diffuseurs des échantillons.

5.1.1 Statistiques de premier ordre

Tout comme cela a été fait pour les blancs de silicone (voir section 3.3.1), la moyenne du signal d'une série d'images peut servir à une première évaluation de la densité de diffuseurs. Pour des fantômes avec des diffuseurs ayant tous la même taille, et si le système est utilisé dans la même configuration, le signal en diffusion doit être proportionnel à la concentration de particules dans les fantômes. La Figure 5.1 présente la valeur moyenne du signal sur les sections d'images retenues pour les analyses. Les courbes sont présentées pour les fantômes 1, 2, 4, et 6, de la série 1 (voir section 3.5).

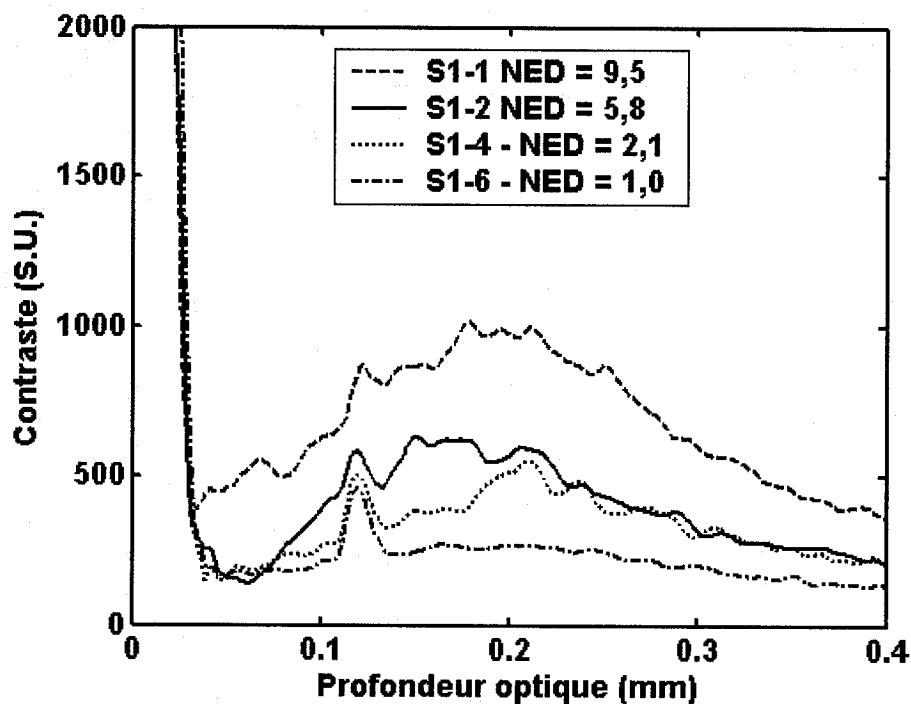


Figure 5.1 : Valeur moyenne du signal pour les fantômes.

Comme le montre la figure, il y a bien une évolution des valeurs du signal en profondeur à peu près proportionnelle au NED. Par contre, le signal est faible lorsque la concentration de diffuseurs est petite. Cela est évidemment dû au faible saut d'indice obtenu lors de la fabrication des fantômes, rendant la section efficace de diffusion très petite. C'est aussi en raison de ce faible signal qu'apparaît un pic autour de 0,11 mm. Il

s'agit d'un lobe secondaire de la réflexion à la surface de l'échantillon. Ce lobe est dû à l'autocorrélation du spectre de la source qui n'est pas tout à fait gaussien. Il apparaît aussi dans l'évaluation du contraste.

Le contraste est déjà établi comme étant un critère statistique qui varie avec la densité de diffuseurs dans les échantillons (voir section 2.1.2). Comme on cherche éventuellement à comparer la sensibilité de l'information obtenue par rapport à celle obtenue pour la taille de « speckle », le profil du contraste en profondeur pour deux simulations ayant des NED de 1,0 et 7,0 et les fantômes S1-2 et S1-6 est présenté à la Figure 5.2. De plus, la comparaison avec les résultats de simulations est un autre indicateur des propriétés des fantômes et des leurs images. Les calculs des valeurs du contraste sur les sections d'images sont effectués de la manière décrite à la section 4.5.1.

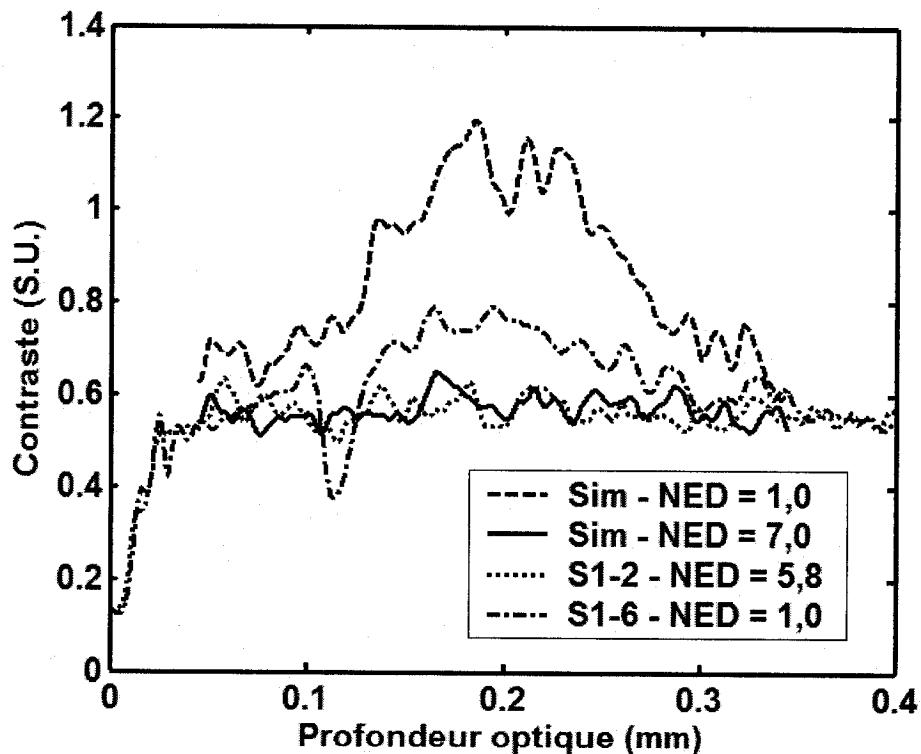


Figure 5.2 : Évolution du contraste en fonction de la profondeur.

Le contraste évolue en fonction de la profondeur en raison de l'élargissement du faisceau hors du foyer. Le faisceau étant plus large, le volume sondé est plus grand, et pour une même densité de particules, le NED réel est plus grand. Un NED grand donne

un contraste plus faible. On continuera d'identifier les échantillons par leur NED par la suite, car c'est le critère selon lequel les statistiques du « speckle » varient. On note toutefois que la valeur nominale utilisée est toujours celle au foyer.

La valeur du contraste au foyer dans les différentes images permet de tracer l'évolution du contraste en fonction du NED pour chaque série d'échantillons. Comme c'est au foyer que le faisceau est le plus étroit, donc que le volume sondé est le plus petit, la valeur au foyer est le maximum du calcul du contraste en profondeur. Pour les simulations et chaque série de fantômes fabriqués, les valeurs maximales du contraste, représentant le contraste au foyer, sont présentées à la Figure 5.3.

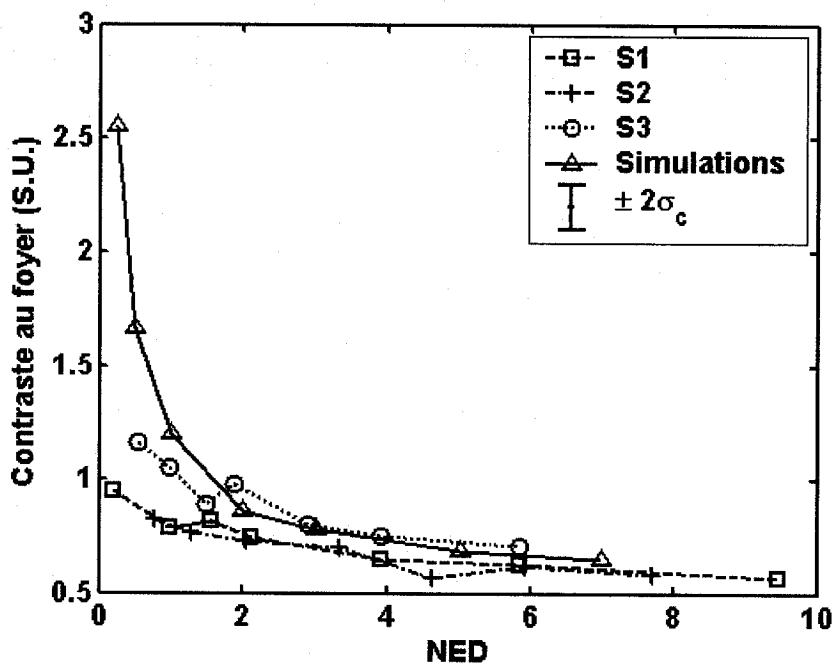


Figure 5.3 : Contraste au foyer pour les simulations et les trois séries de fantômes.

La précision sur la mesure du contraste dépend du nombre de pixels indépendants utilisés pour le calcul. Le nombre de pixels indépendant est approximativement déterminé par la longueur transversale de la section utilisée pour le calcul, divisée par la résolution transverse. Dans le cas présent, la taille minimale des sections utilisées était de 0,5 mm, avec une résolution transverse de 7,3 μm . L'écart-type sur le calcul du contraste en fonction du nombre de valeurs indépendantes (N) peut être évalué à partir

des moments d'une distribution Rayleigh. La référence [51] montre comment effectuer ce calcul et permet d'obtenir l'équation 5.1. L'écart type maximal sur les valeurs de contraste calculées à partir de la taille des sections et de la résolution transverse est donc approximativement de 0,05.

$$\sigma_c = \frac{0,3694}{\sqrt{N}} \quad (\text{eq. 5.1})$$

La courbe d'images simulées montre bien les résultat prédis par Hillman et al., c'est-à-dire une valeur limite d'environ 0,52 lorsque l'échantillon présente un grand nombre de diffuseurs, et une augmentation du contraste lorsque le NED devient inférieur à environ 5 diffuseurs dans le volume de cohérence. Les résultats de fantômes montrent bien une tendance similaire, c'est-à-dire l'augmentation du contraste avec la diminution de la quantité de diffuseurs et une limite de 0,52 pour de fortes concentrations. Toutefois, les valeurs n'augmentent pas autant que le font les valeurs des simulations. L'hypothèse la plus plausible pour expliquer ces valeurs trop faibles est que le bruit du système a tendance à réduire les valeurs. Deux raisons motivent cette hypothèse. Premièrement, on sait par le choix de combinaison diffuseurs – matrice que le saut d'indice dans les fantômes est faible. Ceci donne une faible section efficace de diffusion et explique le faible signal obtenu lors de l'imagerie, particulièrement pour les échantillons à basse concentration. Ce faible signal ne domine pas le bruit autant que le ferait un signal provenant de diffuseurs forts. Deuxièmement, lors de mesures de contraste, le calcul effectué sur des sections de l'image où il ne devrait pas y avoir de signal, par exemple avant la surface de l'échantillon ou très profondément dans celui-ci, donne des valeurs de 0,52. Sans chercher ici à expliquer pourquoi le bruit donne une telle valeur, cela permet de simuler du bruit dans une image à l'aide d'une grande densité de diffuseurs ayant une faible amplitude (voir section 2.1.2). Pour vérifier si l'ajout du bruit peut causer la réduction du contraste et ainsi appuyer cette hypothèse, on utilise le programme de simulation décrit en 4.3. Toutefois, dans ce cas, un facteur d'amplitude est ajouté à chaque diffuseur. On crée un tissu simulé ayant un NED de 1 où chaque diffuseur a une amplitude forte : A_1 . On y ajoute un bruit simulé par un NED

de 10, où les diffuseurs ont une faible amplitude : A_2 . Le contraste est ensuite calculé comme à l'habitude. Ces simulations permettent de constater qu'une composante du signal total qui aurait un contraste de 0,52 peut effectivement faire diminuer la valeur du contraste telle qu'attendue pour le NED de 1. Ceci est illustré à la Figure 5.4.

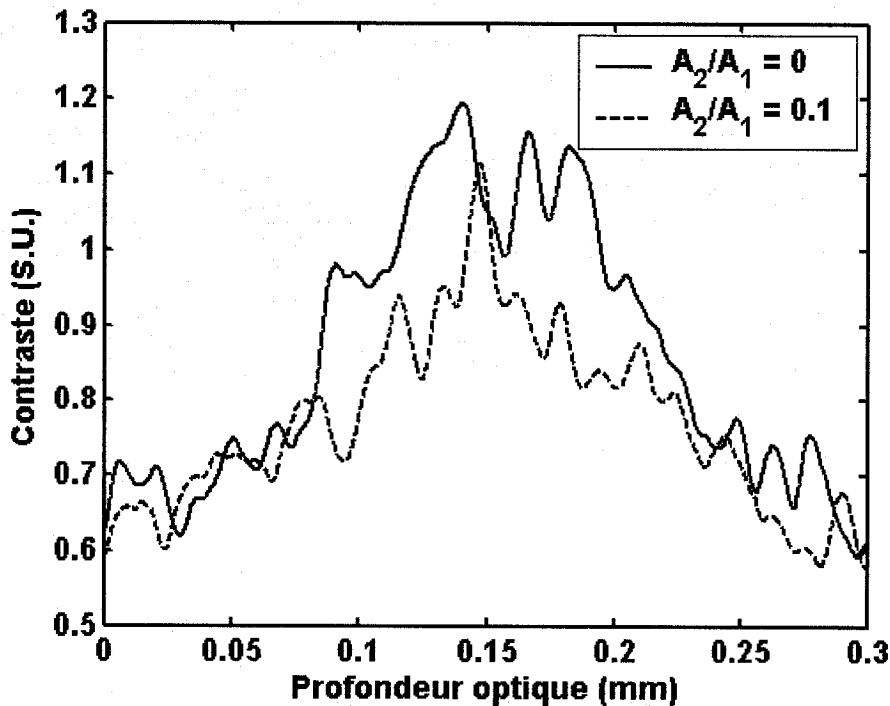


Figure 5.4 : Réduction du contraste en raison du bruit.

Le respect de la tendance de l'augmentation du contraste avec la diminution du NED permet de conclure que des fantômes ayant une bonne uniformité et un bon contrôle sur la densité de diffuseurs ont pu être obtenus. Toutefois, le fait que les valeurs ne soient pas aussi élevées que prévu, ce qui semble pouvoir être attribué au bruit, souligne le principal défaut des fantômes, soit la faiblesse du signal causée par un petit saut d'indice de réfraction entre matrice et diffuseurs.

5.1.2 Mesure de taille de speckle

Au chapitre 4, le développement du signal et l'étude de sa fonction d'autocorrélation ont permis de démontrer que celle-ci pouvait être utilisée pour mesurer

la taille du « speckle ». On a aussi établi une équivalence avec la transformée de Fourier du signal, qui permet, elle aussi, de mesurer la taille du « speckle ».

5.1.2.1 Comparaison entre autocorrélation et transformée de Fourier

Dans les deux cas, la mesure de taille du « speckle » est obtenue en calculant la transformée de Fourier ou l'autocorrélation d'un grand nombre de lignes de balayages (axiaux ou transverses) et en lissant la moyenne avec une fonction gaussienne (voir section 4.5.2). Avant de regarder la variation de taille obtenue d'un fantôme à l'autre, il importe de jeter un coup d'œil à l'étape précédente, soit le lissage, et de comparer l'impact de celui-ci dans le cas de la transformée de Fourier, et dans celui de l'autocorrélation. Les Figure 5.5 et Figure 5.6 présentent chacune des opérations effectuées au foyer et dans la direction transverse pour une image simulée avec un NED de 3, ainsi que leurs lissages. La procédure de calcul est celle décrite à la section la section 4.5.2.

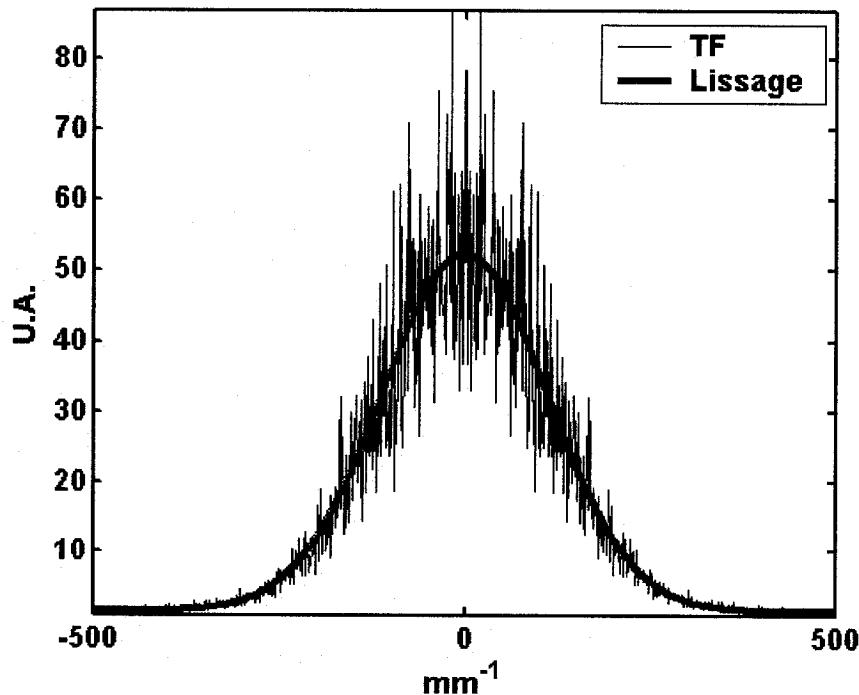


Figure 5.5 : Transformée de Fourier et lissage – taille obtenue : 3.3 μm .

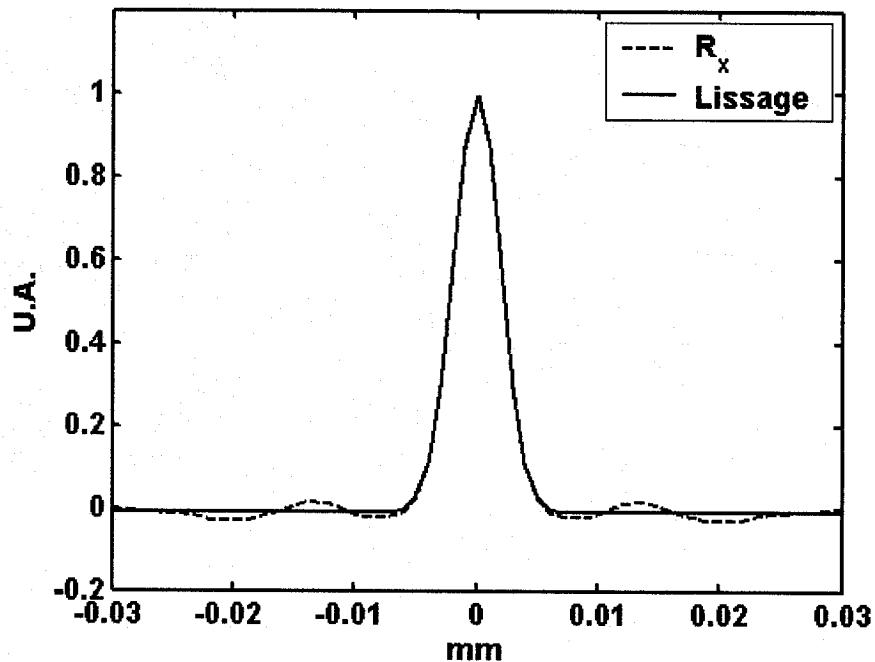


Figure 5.6 : Autocorrélation et lissage – taille obtenue : 3.2 μm .

De toute évidence, il existe certaines différences entre le lissage de la transformée de Fourier et celui de l'autocorrélation. Tout d'abord, dans le cas de l'autocorrélation, le lissage n'est effectué que sur le pic central, qui représente une différence de marche pour laquelle tous les grains de « speckle » sont corrélés. Ce lissage n'utilise que quelques points de l'autocorrélation complète pour former la gaussienne, mais il respecte tout de même très bien la forme. Dans le cas de la transformée de Fourier, le lissage est beaucoup plus éloigné des données. Les points de grande différence de marche qui ont été négligés dans l'autocorrélation causent de fortes variations dans le domaine des fréquences. Lors du moyennage, ces variations tendent à disparaître, mais lorsque que le nombre de lignes indépendantes moyennées n'est pas assez grand, les variations restent assez importantes. Le lissage peut être vu comme effectuant un moyennage supplémentaire, mais il n'est pas garanti que cela fait ressortir tout à fait la bonne largeur. Malgré ces différences, les résultats obtenus dans les deux cas sont souvent très près l'un de l'autre, comme le montre la Figure 5.7. Celle-ci compare l'utilisation de la transformée de Fourier et de l'autocorrélation en montrant l'évolution

en profondeur de la taille de « speckle » transverse pour l'échantillon simulé avec un NED = 3 dont les lissages précédents ont été tirés. Comme on peut le voir, le résultat par transformée de Fourier semble évoluer plus doucement, ce qui est une tendance générale observée. Sur la base de ces observations, la transformée de Fourier est utilisée par la suite dans le calcul des tailles transverses. Les valeurs obtenues ainsi que leur évolution en profondeur sont discutées à la section 5.1.3.

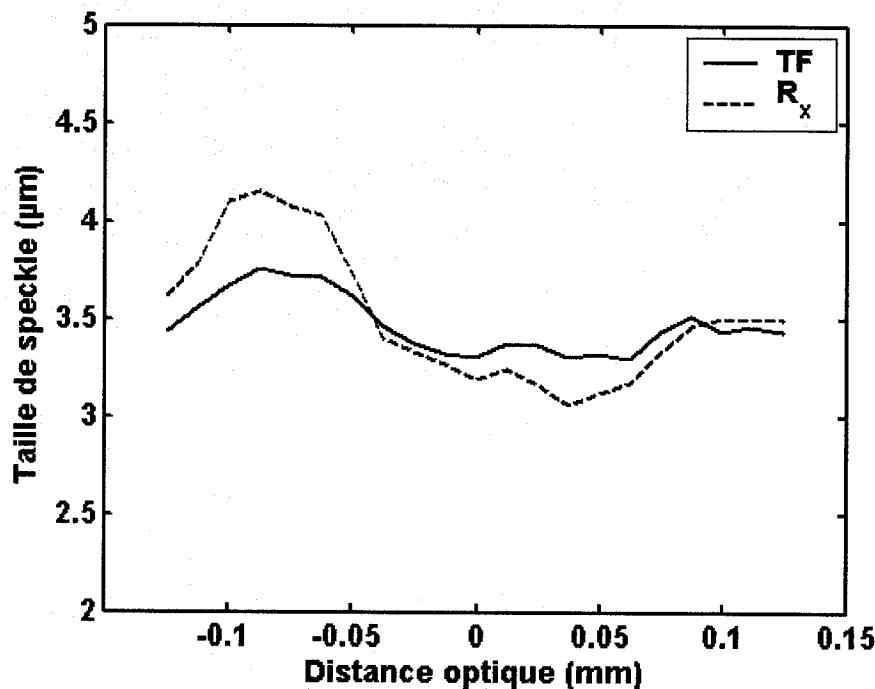


Figure 5.7 : Comparaison des tailles obtenues par transformée de Fourier et autocorrélation.

Dans le cas axial, la correspondance devrait être la même, mais un autre phénomène se présente. L'approche choisie est de mesurer une taille de « speckle » et d'observer la variation en profondeur. Pour cela, on utilise une optique à grande ouverture numérique pour que réponse impulsionale (RI) s'élargisse le plus possible et maximise ainsi la possibilité de variation de taille de « speckle ». Ensuite, la mesure se fait en appliquant la transformation (Fourier ou autocorrélation) dans la direction voulue sur une section d'image se déplaçant en profondeur (section 4.5.2). Dans la direction transverse, cette section a toujours une grande taille (500 μm minimum), car cet axe ne

présente théoriquement pas de variation de taille de « speckle ». Lors de la transformée de Fourier numérique, une grande section permet d'obtenir une bonne résolution dans le domaine des fréquences et de bien faire ressortir la forme gaussienne. Toutefois, la direction axiale est la direction de variation et une taille de section de $50 \mu\text{m}$ est choisie. Alors, en effectuant une transformée de Fourier numérique, la résolution dans le domaine des fréquences est de 20 mm^{-1} . En coupant la composante constante qui ne représente que la somme de la section, on ne retrouve pas la forme de la gaussienne, qui se voit tronquée, donnant un lissage plus large qu'il ne devrait l'être et donc une taille de « speckle » sous-estimée. Apparaît aussi une sorte d'étalement dû aux coupures aux limites de la section mais cela a une influence minime sur la largeur trouvée. Ceci est illustré à la Figure 5.8. L'autocorrélation, elle, ne présente pas ce problème de résolution, et est donc utilisée pour obtenir les résultats axiaux. Par contre, l'autocorrélation d'une section courte rend tout de même la précision moins bonne, puisque moins de grains de « speckle » sont utilisés dans le moyennage et que la forme gaussienne ressort plus difficilement.

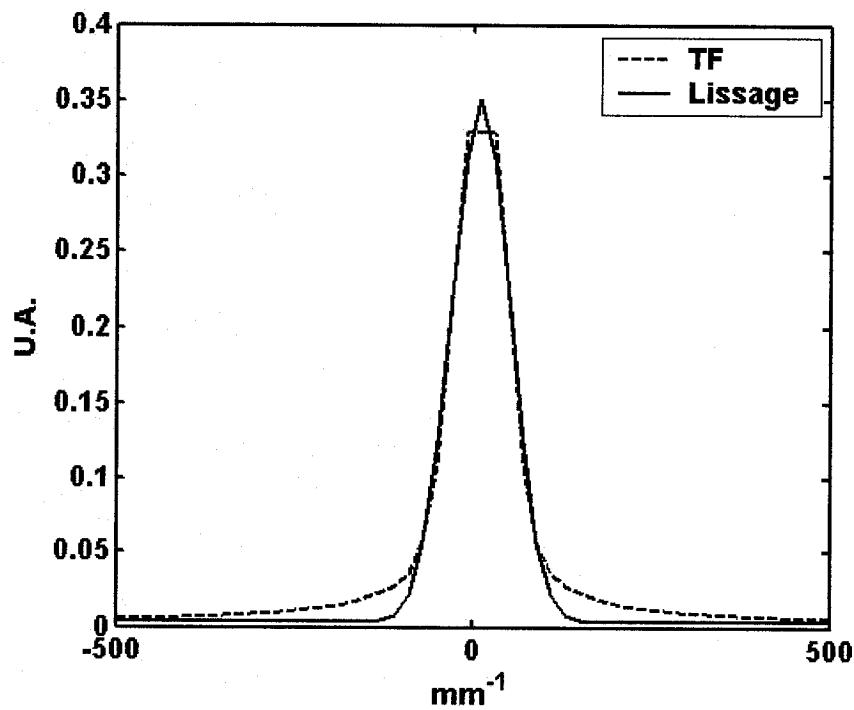


Figure 5.8 : Effet de la courte section sur la transformée de Fourier axiale.

5.1.2.2 Incertitude

L'étape du lissage de la transformée de Fourier ou de l'autocorrélation du signal qui vient d'être décrite constitue la principale source d'incertitude sur la mesure de taille de « speckle ». La précision sur la largeur de la gaussienne lissée dépend beaucoup de la façon dont ressort la forme de la gaussienne lorsque l'opération est appliquée au signal. Cette façon dont ressort la gaussienne est majoritairement influencé par la taille de la section qui est utilisée pour obtenir la mesure, ce qui implique les deux facteurs suivants : la longueur des lignes de signal sur lesquelles l'opération est effectuée, et le nombre de lignes indépendantes moyennées par la suite. Une évaluation quantitative de l'incertitude que cela implique peut-être réalisée par l'usage des simulations 1D comme à la section 4.2.4. On utilise donc des lignes de signal ayant les formes axiale et transverse suivantes :

$$S_{OCT}(z) = \left| \sum_{i=1}^N \exp\left(-i \frac{4\pi}{\lambda_0} (z - z_i)\right) \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (z - z_i)^2}{\Delta^2}\right) \right| \quad (\text{eq. 5.2})$$

$$S_{OCT}(y) = \left| \sum_{i=1}^N \exp(-i\theta_i) \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (y - y_i)^2}{\Delta^2}\right) \right| \quad (\text{eq. 5.3})$$

Encore une fois, on peut utiliser différentes valeurs de N pour simuler différentes densités de diffuseurs ou différents tissus. L'intervalle sur laquelle on définit la variable z ou y permet de définir la longueur de ligne, et plusieurs distributions de diffuseurs permettent de moyenner sur un certain nombre de lignes de signal.

Lors de la mesure expérimentale de la taille de « speckle », on utilise des sections ayant une profondeur de 50 μm, par une largeur minimale de 500 μm (voir section 4.5.2). Dans le cas axial, on simule donc une section d'images par 100 lignes d'un signal défini sur 50 μm. Ce choix est justifié par le fait que la taille de « speckle » dans la direction transverse est d'environ 5 μm, donnant 100 lignes axiales approximativement indépendantes. Dans le cas transverse, la section est simulée par 5 lignes d'un signal défini sur 500 μm, puisque la taille de « speckle » est de l'ordre de 10 μm.

En répétant ces simulations un certain nombre de fois, l'écart type des résultats de taille de « speckle » obtenus permet d'évaluer l'incertitude qui est apportée par l'opération du lissage des transformations du signal.

Chaque mesure, effectuée à plusieurs densités différentes équivalant à des NED allant de 0,1 à 8, a été répétée 50 fois, en changeant la position des diffuseurs. La mesure par autocorrélation de la taille axiale, sur des sections de 100 lignes de 50 µm, a donné un écart type maximal de 0,8 µm, soit une erreur relative de 8 %. Dans la direction transverse, le plus grand écart type sur la taille de « speckle », mesurée par transformée de Fourier effectuée sur des sections de 5 lignes de 500 µm, a donné un écart type maximal de 0,1 µm, soit une erreur relative d'environ 3 %.

Ce sont donc ces valeurs que l'on considère par la suite comme les incertitudes sur les mesures axiale et transverses de tailles de « speckle ». D'autres sources d'erreurs peuvent aussi intervenir. Par exemple, une incertitude est présente dans la mesure de la concentration et du NED de chaque fantôme expérimental. Toutefois, les résultats de la section 5.1.3 démontrent que la taille de « speckle » varie relativement lentement en fonction de la concentration, de sorte que cette incertitude est considérée comme négligeable.

5.1.3 Résultats de taille de speckle

Au chapitre 4, on a prédit une taille de « speckle » qui dépend de l'optique utilisée, celle-ci variant en profondeur dans l'échantillon, et dépendant aussi de la densité de diffuseurs. Les expériences visent donc à vérifier ces hypothèses.

5.1.3.1 Taille axiale

Tout au long de l'axe optique, la réponse impulsionale a la même largeur axiale, Δz , la résolution du système due à la source. Au foyer, où le NED nominal et le NED réel correspondent, on attend donc une évolution allant de Δz , qui est la largeur pour un seul diffuseur, à 0,68 Δz , qui est la limite inférieure obtenue après l'extraction de l'enveloppe du signal provenant d'un grand nombre de diffuseurs. On cherche aussi à

voir si l'augmentation débute vers un NED de 5, comme le contraste le fait. La Figure 5.9 présente cette mesure de taille axiale autour du foyer, effectuée par autocorrélation, pour les images simulées et les fantômes de chacune des séries.

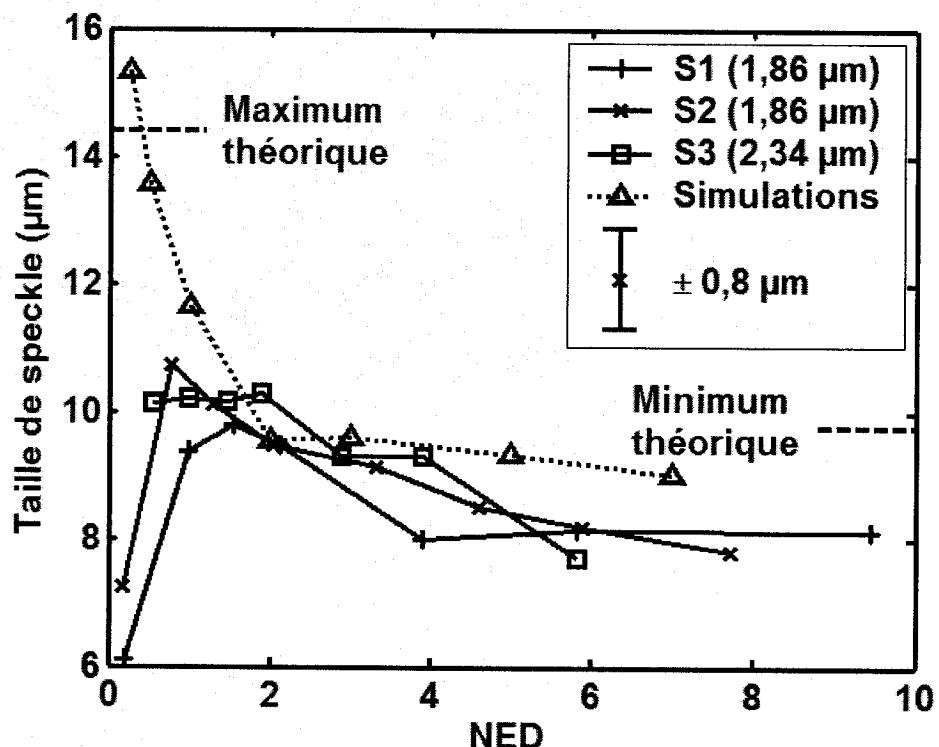


Figure 5.9 : Taille de « speckle » axiale au foyer – par autocorrélation.

Les résultats obtenus sont loin des attentes. Un point positif, il semble bien y avoir une diminution asymptotique de la taille de « speckle » avec l'augmentation des densités que l'on observe clairement pour les simulations, mais aussi comme une légère tendance pour les fantômes avec des NED de 2 à 10. Par contre, les limites supérieure et inférieure sont dépassées dans le cas des simulations, et les courbes de mesures sur les fantômes sont très « accidentées ». Ces dernières montrent en plus des tailles très petites pour des densités faibles. Une première explication de ces résultats est la longueur axiale de la section utilisée pour les calculs. Une courte section signifie peu de grains de « speckle » participant au calcul, et la forme gaussienne attendue ressort parfois beaucoup moins distinctement. L'autre raison est possiblement la faiblesse du signal par

rapport au bruit. À la section 5.1.1, une simulation a permis d'appuyer l'hypothèse que le bruit soit la cause de la différence entre les valeurs du contraste pour les fantômes et les simulations. Il a aussi certainement un effet sur la taille moyenne du « speckle ». Cependant, pour soutenir cette théorie à l'aide d'une simulation, il faudrait une meilleure connaissance de la cause du bruit. En 5.1.1, le bruit a été simulé à l'aide de diffuseurs, parce qu'il était possible d'en reproduire les propriétés de premier ordre de cette façon. Par contre, les caractéristiques de deuxième ordre ne sont pas connues, mais il est possible de mesurer qu'elles ne sont pas les mêmes que celle d'un signal produit par une grande quantité de diffuseurs.

Malgré ces résultats mitigés, l'évolution en profondeur demeure intéressante à observer. La taille axiale de « speckle » en fonction de la distance optique dans l'échantillon est présentée à la Figure 5.10, pour deux simulations (NED = 1 et 5) et deux fantômes aux densités analogues (S1 – 2 de NED = 5,8 et S1 – 6 de NED = 1). La position du foyer sert de référence.

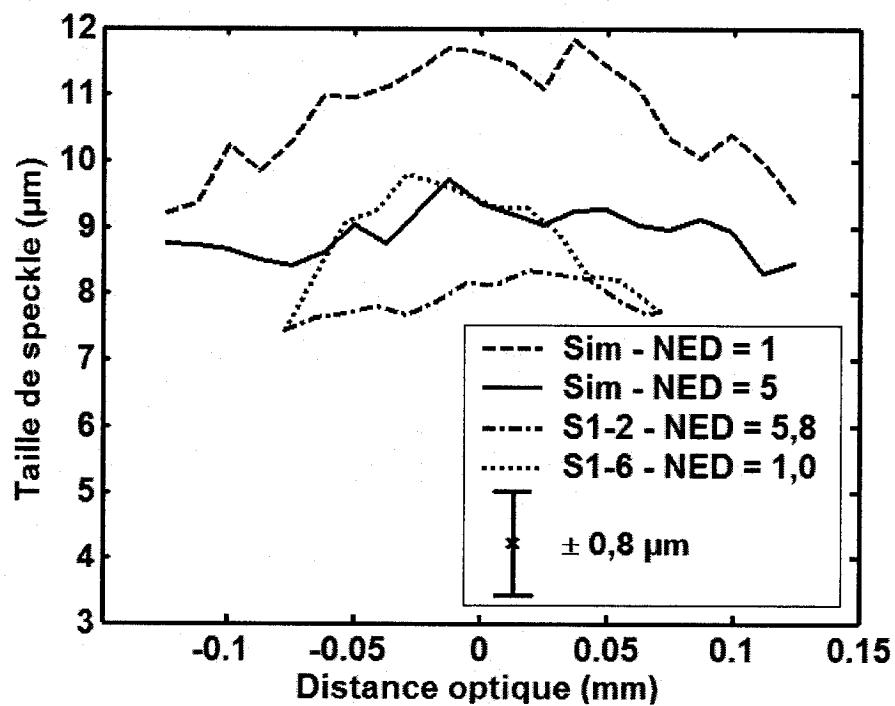


Figure 5.10 : Taille de « speckle » axiale vs profondeur – par autocorrelation.

Comme on s'y attend, la taille de « speckle » est plus grande lorsque les densités sont plus faibles. Ceci est observé tant pour les simulations que pour les fantômes. On remarque aussi qu'à densités élevées, la taille de « speckle » est quasi constante tout au long de l'axe optique; c'est l'effet de la limite inférieure asymptotique. Par contre, pour de faibles densités, la taille de « speckle » est maximale au foyer, et diminue à mesure que l'on s'en éloigne. Ceci est dû au fait que la taille axiale du « speckle » est reliée à la résolution axiale du système qui est constante au long de l'axe dans un milieu non dispersif, mais que le volume de cohérence, lui, augmente en raison de l'élargissement du faisceau. Plus de diffuseurs sont présents dans le volume, donc le NED réel est plus grand, et ceci réduit la taille du « speckle ». Sur la Figure 5.10, on note encore des courbes accidentées, en raison de la longueur de la section utilisée pour le calcul, et une grande différence entre simulations et fantômes, attribuable à l'importance du bruit relativement au signal de diffusion.

5.1.3.2 Taille transverse

L'optique utilisée pour l'imagerie a été choisie afin de faire varier au maximum la largeur du faisceau sonde, dans le but de maximiser la possibilité d'observer des variations de taille en profondeur. C'est aussi ce qui a imposé un choix de section de courte dimension axiale. Dans la direction transverse, par contre, la section utilisée pour les calculs est aussi longue que possible, compte tenu de l'uniformité des images découlant de l'homogénéité des échantillons. Comme le montre la Figure 5.11, qui présente l'évolution de la taille de « speckle » au foyer pour les simulations et tous les fantômes, ce choix mène à des résultats beaucoup plus intéressants.

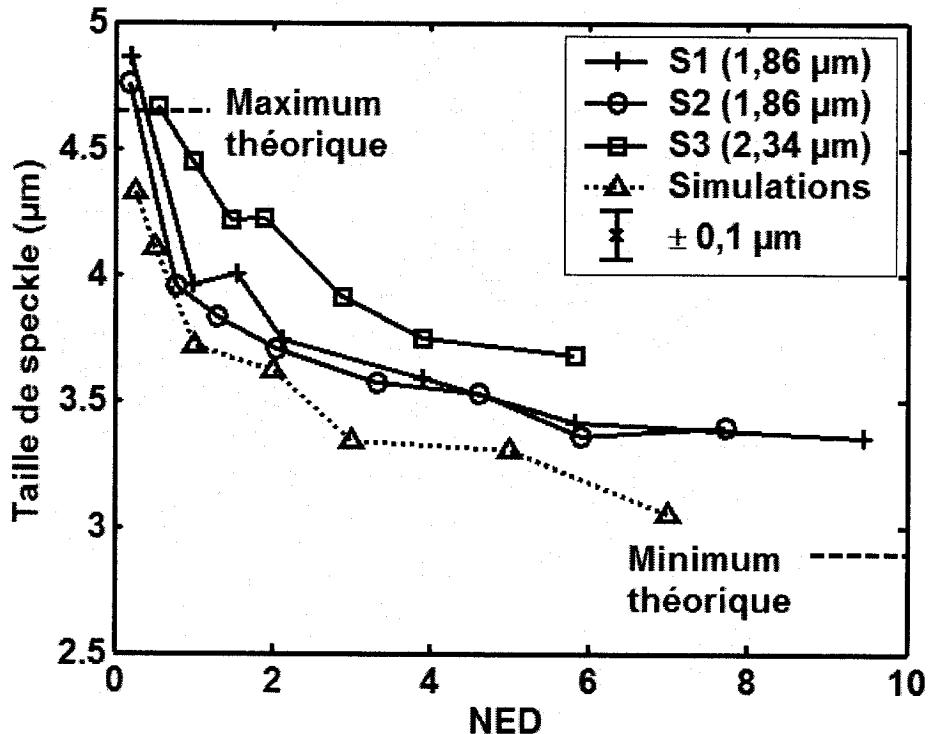


Figure 5.11 : Taille de « speckle » transverse au foyer – par transformée de Fourier.

Dans le cas de l'évaluation transverse, l'augmentation de taille avec la diminution de la densité est claire. La taille maximale correspond assez bien avec la largeur de la réponse impulsionnelle qui est la valeur prévue, et on semble aussi atteindre une valeur minimale asymptotique Cependant, la valeur minimale atteinte est un peu plus élevée que le minimum théorique déterminé au chapitre 4.

La tendance dans l'évolution, sa forme, est relativement la même d'une série d'échantillons à l'autre. Il est aussi très intéressant de constater comment les résultats des séries de fantômes S1 et S2, dont la taille des diffuseurs est identique, sont répétables. Ceci témoigne bien du contrôle sur la microstructure qui a été atteint dans la fabrication des fantômes.

Il reste toutefois un écart entre les simulations et entre les fantômes avec diffuseurs de $1,86\text{ }\mu\text{m}$ et les fantômes avec ceux de $2,34\text{ }\mu\text{m}$. Étrangement, il s'agit d'une augmentation qui correspond avec la taille des diffuseurs. Cette observation

constitue une piste d'exploration intéressante qui pourrait permettre d'améliorer l'information obtenue. Toutefois, il est possible que ces écarts ne proviennent que du faible signal ou d'une imprécision dans la mesure. Beaucoup de travail serait à faire, notamment des simulations modélisant la taille des diffuseurs et l'amélioration du saut d'indice dans les fantômes, pour permettre de défendre cette hypothèse.

L'étude de la taille de « speckle » en profondeur apporte aussi d'autres éléments intéressants. Pour les mêmes échantillons qu'à la Figure 5.10, la Figure 5.12 montre la taille de « speckle » transverse évaluée à différentes distances du foyer, et une variation bien différente de celle observée pour la taille axiale (Figure 5.10). Les hypothèses sur les causes des écarts entre simulations et fantômes ont été maintes fois énoncées jusqu'à présent, et demeurent dans ce cas-ci. Encore une fois, ce sont les tendances dans l'évolution qui sont suffisamment similaires et qui ont le plus d'intérêt.

Pour les échantillons à faible densité, un minimum de taille de « speckle », qui correspond à un minimum de la largeur du faisceau et de la RI, est atteint au foyer. À mesure que l'on s'en éloigne, la RI s'élargit, ayant pour effet d'agrandir la taille de « speckle » jusqu'à ce que le nombre de diffuseurs dans le volume de cohérence, qui augmente aussi, commence à ralentir cet élargissement. Ceci est bien observé sur la courbe Sim – NED = 1. À grande densité, toutefois, on atteint la valeur minimum non seulement au foyer, mais sur tout l'axe optique. Voilà qui est inattendu.

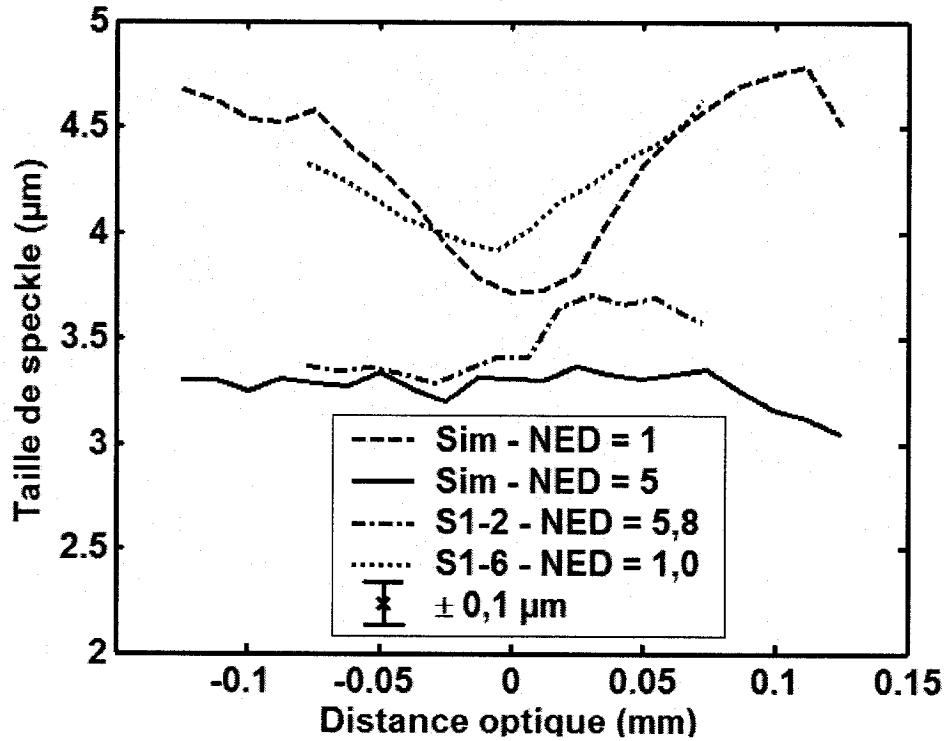


Figure 5.12 : Taille de « speckle » transverse vs profondeur – par transformée de Fourier.

Au chapitre 4, on a évalué que la largeur de la réponse impulsionale dépendait de la position axiale de l'impulsion, et ceci est en accord avec les résultats de faible densité. Toutefois, on a interprété que la réponse du signal en présence d'une grande quantité de diffuseurs se traduisait par une réduction de la taille de « speckle » d'un facteur fixe appliqué à la largeur de la RI à la position donnée. On attendait donc des courbes en V, peut importe la densité de diffuseurs. De toute évidence, ce n'est pas ce que montre la courbe Sim – NED = 5. Au foyer, la réduction par le facteur de 0,68 est approximativement correcte (voir Figure 5.10), mais hors du foyer, la réduction est de toute évidence plus grande et mène à la même taille qu'au foyer. Une meilleure interprétation n'a pas encore été développée, mais, pour y arriver, il faudrait explorer plus en détail l'impact de différents facteurs de phases sur l'extraction de l'enveloppe et du calcul d'autocorrélation. Lors du développement du modèle (sections 4.1 et 4.2), on a surtout étudié la forme de la partie réelle de la réponse impulsionale car on a combiné

plusieurs facteurs de phases dans un terme de « phase accumulée ». Puis, on a utilisé un résultat développé par Wagner et al. [45] pour calculer la largeur de l'autocorrélation de l'enveloppe d'un signal provenant d'une grande quantité de diffuseurs à partir de la RI. Il est donc possible que les facteurs de phase aient une influence qui soit passée inaperçue.

5.2 Échantillons biologiques

Quelques mesures ont été effectuées sur des tissus biologiques. La Figure 5.13 est une image OCT d'une aorte de porc (*ex-vivo*). Cette image a aussi été acquise avec un faisceau sonde à forte ouverture numérique, afin d'avoir un petit volume de cohérence ($\sim 600 \mu\text{m}^3$ au foyer) et possiblement des variations des statistiques de speckle en profondeur. Le signal fort est causé par le saut d'indice entre l'air et la paroi intérieure de l'aorte. On y observe bien un signal rempli de « speckle » ressemblant beaucoup aux images simulées et aux images de fantômes.

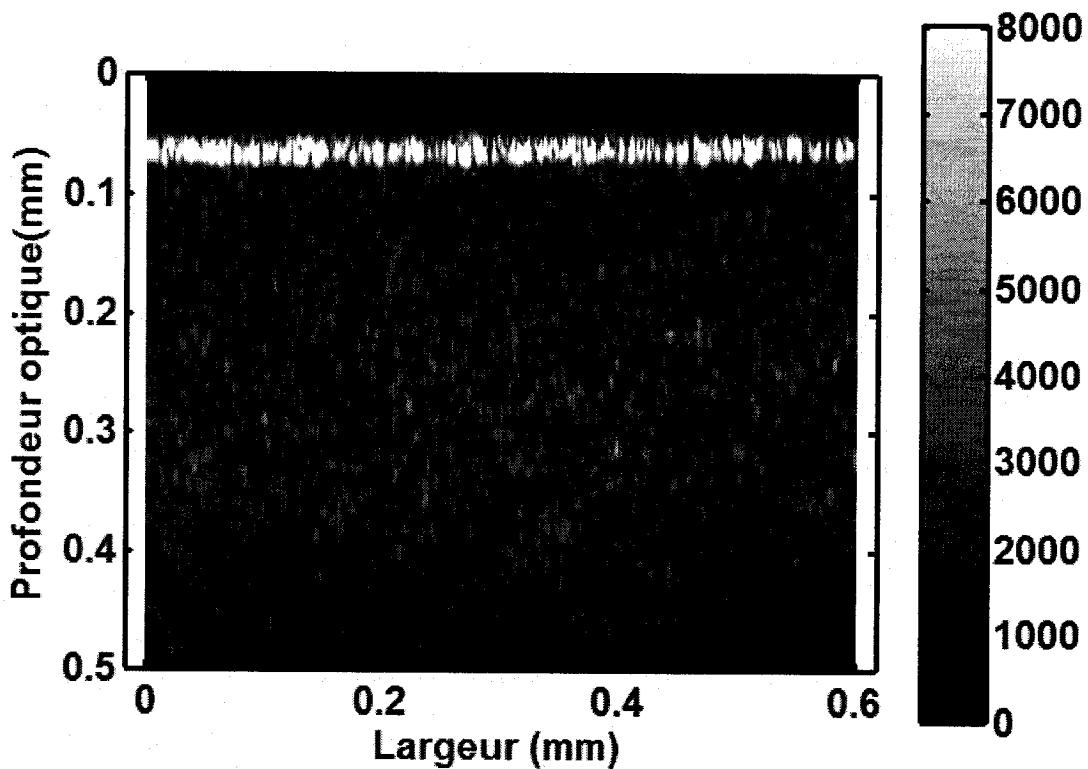


Figure 5.13 : Section d'une coupe transversale d'aorte de porc.

À l'aide des analyses statistiques, on essaie par la suite de détecter une signature particulière dans le contraste (Figure 5.14) ou dans la taille de « speckle » transverse (Figure 5.15) ainsi que dans leurs variations en fonction de la profondeur.

À part les variations causées par la réflexion de la surface, environ à la profondeur de 0,06 mm, le contraste reste toujours autour de 0,52 et n'en dévie pas suffisamment pour conclure à un NED inférieur à 5. De même, la taille transverse du « speckle » est près de la valeur minimale attendue au foyer et conserve cette valeur en profondeur, comme c'était le cas pour les simulations et les fantômes ayant de fortes densités.

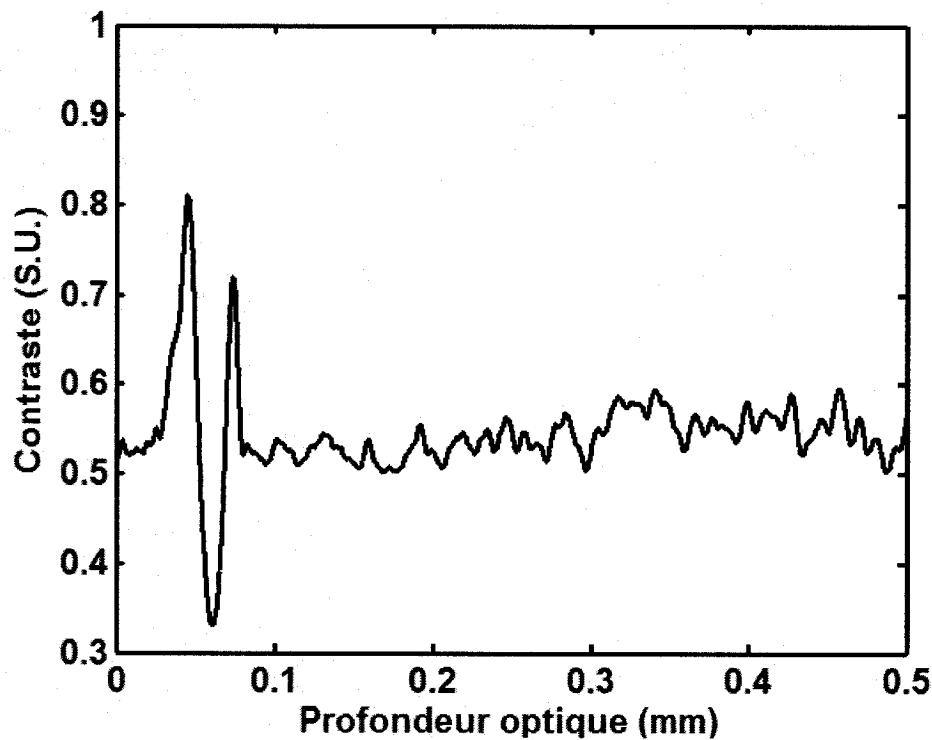


Figure 5.14 : Contraste en profondeur de la coupe d'aorte.

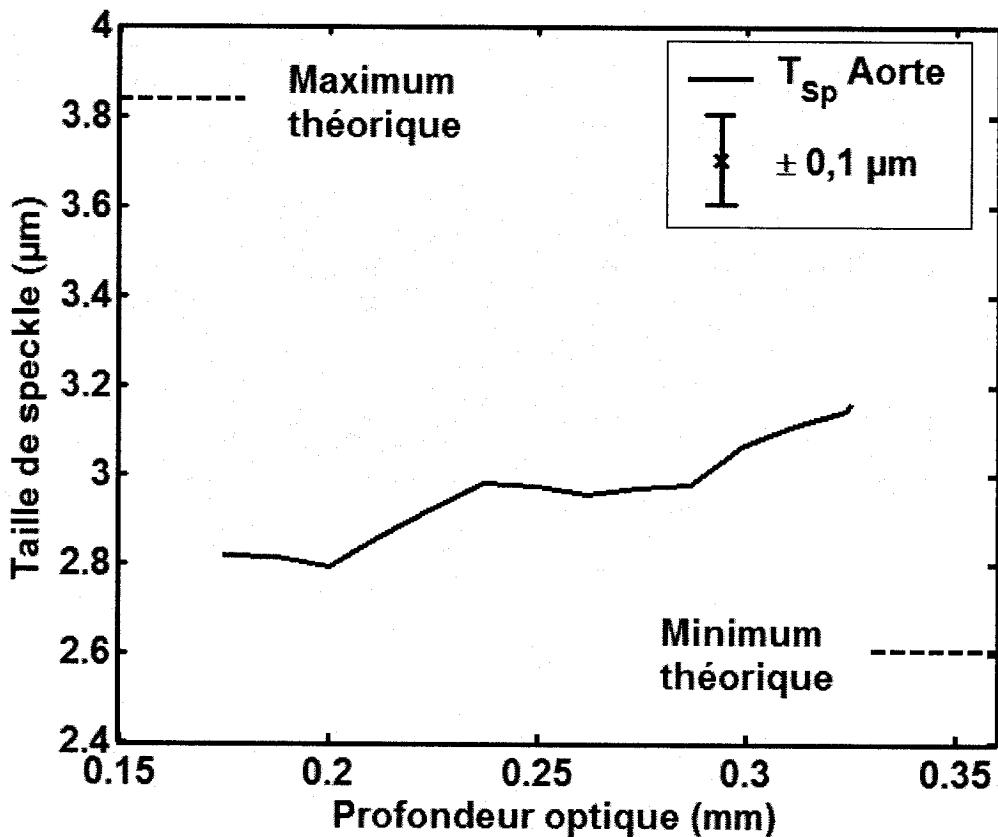


Figure 5.15 : Taille de « speckle » transverse en profondeur.

Ce type de tissus a donc une trop forte densité de diffuseurs pour être identifié avec les analyses statistiques lorsqu'il est imposé avec un système de résolution conventionnelle. Il est de ceux où la distribution de l'amplitude du signal enveloppe est Rayleigh et où l'information sur la microstructure est perdue. Dans la poursuite de cette étude, il serait important de mesurer une plus grande variété de tissus afin de vérifier s'il est possible que certains types de tissus aient des densités de diffuseurs leur permettant d'être identifiés. De plus, comme le suggéraient Hillman et al. [16], il est probable que la résolution des systèmes s'améliore suffisamment dans le futur pour que le volume de cohérence soit réduit et que de plus en plus de tissus tombent dans la gamme des NED inférieurs à 5.

5.3 Discussion

La mesure de taille de « speckle » dans les images OCT a été effectuée dans le but d'identifier un autre paramètre statistique que le contraste pour différencier les microstructures. On cherche aussi à voir si ce paramètre permet d'obtenir une information différente, et avec une sensibilité accrue. Le travail effectué permet bel et bien de démontrer que la taille de « speckle » est un paramètre qui varie avec la densité de diffuseurs qui se trouvent dans l'échantillon. Elle dépend fortement aussi de la RI du système. On a soulevé la possibilité que la taille du « speckle » dépende aussi de la taille des diffuseurs dans une moindre mesure, mais ce n'est qu'une hypothèse pour l'instant. Au foyer, on a donc observé une variation maximale de 30 % de la taille de « speckle » pour des gammes de NED de 0 à 5. L'analyse de taille de « speckle » se différencie du contraste par le fait que la valeur obtenue ne dépend pas uniquement du NED, mais aussi directement de paramètres du système. Toutefois, l'évolution constatée n'est pas bien différente de celle obtenue par le calcul du contraste, qui est beaucoup plus simple à effectuer.

L'évolution de la taille transverse avec la profondeur est très intéressante, car la valeur obtenue ne dépend pas que de l'augmentation du nombre de diffuseurs, mais aussi de l'élargissement comme tel du faisceau, tout en atteignant une valeur constante pour de grande densité de diffuseurs. Ce phénomène qu'on n'a pas encore expliqué clairement pourrait permettre d'identifier une zone critique de densités intéressantes menant à une évaluation plus précise.

Ensuite, la taille de « speckle » est un indice des fréquences spatiales dans l'image. Elle demeure une information pratique pour l'application d'outils d'analyse d'image. En élastographie, par exemple, on tente de mesurer les déplacements des patrons de « speckle » dans des images. Ces calculs peuvent être faits par intercorrélation de sections d'image. La taille des sections utilisées est déterminée en fonction de la taille de « speckle ». D'autres outils de filtrage visant à réduire le « speckle » pourraient bénéficier de la connaissance de sa taille, car certains paramètres de ces filtres en dépendent. De tels filtres ont déjà été utilisé en OCT [52].

Chapitre 6 Conclusion

Le développement d'une méthodologie de fabrication d'échantillons offrant un contrôle efficace du nombre et de la taille des particules a permis de poursuivre vers l'analyse de la taille de « speckle » en fonction de la densité de diffuseurs en OCT. Les fantômes fabriqués par mélange de microsphères de silice dans une matrice de silicone constituent une combinaison unique de solidité, de stabilité, de déformabilité et de contrôle sur la microstructure. Leur principal désavantage reste la faiblesse du saut d'indice qui pourrait éventuellement être amélioré par une modification chimique de la matrice. Un article relatant la technique est en cours de préparation.

À l'aide de ces fantômes et de simulations, la taille de « speckle » dans les images OCT a été mesurée avec succès. On a démontré que cette taille de « speckle » dépendait beaucoup de l'optique du système, mais aussi de la densité de diffuseurs dans l'échantillon. Cette variation est interprétée comme une réduction de la taille de « speckle » à partir de la taille de la réponse impulsionale du système à très faible densité jusqu'à un facteur maximal de réduction lorsque l'on retrouve beaucoup de diffuseurs dans le volume de cohérence. De telles variations ont été observées pour la taille axiale et la taille transverse au foyer. La variation qui est observée débute autour de 5 diffuseurs effectifs dans le volume sondé, un résultat très similaire à la variation du contraste, qui est un calcul plus simple à effectuer. Il est donc difficile pour le moment d'utiliser une combinaison de paramètres pour développer une étude statistique permettant la différenciation de tissus. Toutefois, l'amélioration des résultats et une modélisation plus détaillée pourraient éventuellement permettre de pousser plus loin l'interprétation.

Les travaux ont été présentés lors des conférences Photonics North 2006 et Speckle06 [53]. Un résumé a été soumis à l'European Conference on Biomedical Optics 2007 et un article est en rédaction et devrait être soumis prochainement.

En plus des résultats obtenus, les travaux effectués et les connaissances acquises tout au cours du projet ont permis une meilleure compréhension du phénomène du

« speckle » et ont permis de développer une expertise dans la réalisation de fantômes de tissus biologiques. Ils permettent de trouver des moyens de réduire le « speckle » lorsqu'il apparaît de façon nuisible dans les images, constituent un point de départ important pour l'étude du « speckle » lors de la déformation d'échantillon, et pourront intervenir dans toute application impliquant « speckle » ou fantômes.

Références

- [1] D. D. Sampson and T. R. Hillman, in *Lasers And Current Optical Techniques In Biology* (E. C. S. i. Photosciences, ed.), Cambridge, 2004, p. 481-571.
- [2] B. E. Bouma and G. J. Tearney, eds., *Handbook of Optical Coherence Tomography*, Marcel Dekker, New York, 2002.
- [3] M. R. Hee, in *Handbook of Optical Coherence Tomography* (B. E. Bouma and G. J. Tearney, eds.), Marcel Dekker, Inc, New York, 2002, p. 741.
- [4] J. G. Fujimoto, in *Handbook of Optical Coherence Tomography* (B. E. Bouma and G. J. Tearney, eds.), Marcel Dekker, Inc, New York, 2002, p. 741.
- [5] M. E. Brezinski, *Optical coherence tomography for identifying unstable coronary plaque*, Int. J. Cariol, Vol. 107, no. 2, 2006, pp. 154.
- [6] V. Tuchin, *Tissue Optics : Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis*, SPIE PRESS, Bellingham, 2000.
- [7] M. H. Niemz, *Laser-Tissue Interaction – Fundamentals and applications*, Springer, Berlin, 2004.
- [8] J. M. Schmitt, A. Knuttel, and R. F. Bonner, *Measurement of optical properties of biological tissues by low-coherence reflectometry*, APPLIED OPTICS, Vol. 32, no. 30, 1993, pp. 6032.
- [9] L. Carrion, M. Lestrade, Z. Xu, et al., *Comparison of optical coherence tomography profiles for three different wavelengths in the near infrared*, in *Photonic Applications in Biosensing and Imaging*, Proceedings of SPIE, Vol. 5969, 2005.
- [10] B. Karamata, K. Hassler, M. Laubscher, et al., *Speckle statistics in optical coherence tomography*, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 22, no. 4, 2005, pp. 593.
- [11] J. M. Schmitt and A. Knuttel, *Model of optical coherence tomography of heterogeneous tissue*, Journal of the Optical Society of America a Optics Image Science and Vision, Vol. 14, no. 6, 1997, pp. 1231.
- [12] J. M. Schmitt, S. H. Xiang, and K. M. Yung, *Speckle in optical coherence tomography*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 4, no. 1, 1999, pp. 95.
- [13] M. Pircher, E. Götzinger, R. Leitgeb, et al., *Speckle reduction in optical coherence tomography by frequency compounding*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 8, no. 3, 2003, pp. 565.
- [14] M. Bashkansky and J. Reintjes, *Statistics and reduction of speckle in optical coherence tomography*, Optics Letters, Vol. 25, no. 8, 2000, pp. 545.
- [15] J. W. Goodman, (Wiley, ed.), Cambridge University Press, New York, 1985, p. 550.
- [16] T. R. Hillman, S. G. Adie, V. Seemann, et al., *Correlation of static speckle with sample properties in optical coherence tomography*, Optics Letters, Vol. 31, no. 2, 2006, pp. 190.
- [17] T. S. Tkaczyk, K. W. Gossage, and J. K. Barton, *Speckle image properties in optical coherence tomography*, Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering, Vol. 4619, no. 2002, pp. 59.
- [18] K. W. Gossage, T. S. Tkaczyk, J. J. Rodriguez, et al., *Texture analysis of optical coherence tomography images: feasibility for tissue classification*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 8, no. 3, 2003, pp. 570.

- [19] K. W. Gossage, C. M. Smith, E. M. Kanter, et al., *Texture analysis of speckle in optical coherence tomography images of tissue phantoms*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 51, no. 6, 2006, pp. 1563.
- [20] K. W. Gossage, C. M. Smith, E. M. Kanter, et al., *Texture analysis of speckle in optical coherence tomography images of tissue phantoms*, in Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering, Vol. 5312, 2004.
- [21] B. W. Pogue and M. S. Patterson, *Review of tissue simulating phantoms for optical spectroscopy, imaging and dosimetry*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 11, no. 4, 2006, pp. 041102.
- [22] S. T. Flock, S. L. Jacques, B. C. Wilson, et al., *Optical Properties of Intralipid: A phantom medium for light propagation studies*, Lasers in Surgery and Medicine, Vol. 12, no. 1992, pp. 510.
- [23] D. D. Royston, R. S. Poston, and S. A. Prahl, *Optical Properties of Scattering and absorbing Material Used in the Development of Optical Phantoms at 1064 nm*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 1, no. 1, 1996, pp. 110.
- [24] H. G. V. Staveren, C. J. M. Moes, J. V. Marle, et al., *Light scattering in Intralipid-10% in the wavelength range of 400-1100 nanometers*, Applied Optics, Vol. 30, no. 1991, pp. 4507.
- [25] D. J. Smithies, T. Lindmo, C. Zhongping, et al., *Signal attenuation and localization in optical coherence tomography studied by Monte Carlo simulation*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 43, no. 10, 1998, pp. 3025.
- [26] A. M. Rollins, S. Yazdanfar, J. K. Barton, et al., *Real-time in vivo color Doppler optical coherence tomography*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 7, no. 1, 2002, pp. 123.
- [27] G. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley & Sons, New York, 1983.
- [28] M. Firbank, M. Oda, and D. T. Delpy, *An improved design for a stable and reproducible phantom material for use in near-infrared spectroscopy and imaging*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 40, no. 5, 1995, pp. 955.
- [29] U. Sukowski, F. Schubert, D. Grosenick, et al., *Preparation of solid phantoms with defined scattering and absorption properties for optical tomography*, Physics in Medicine and Biology, Vol. 41, no. 9, 1996, pp. 1823.
- [30] M. Michalovic, G. Brust, D. Parrish, et al., 2005.
- [31] M. Lualdi, A. Colombo, B. Farina, et al., *A Phantom With Tissue-Like Optical Properties in the Visible and Near Infrared for Use in Photomedicine*, Lasers in Surgery and Medicine, Vol. 28, no. 2001, pp. 237.
- [32] G. C. Beck, N. Akgun, A. Ruck, et al., *Design and characterisation of a tissue phantom system for optical diagnostics*, Lasers in Medical Science, Vol. 13, no. 3, 1998, pp. 160.
- [33] R. Bays, G. Wagnières, D. Robert, et al., *Three-dimensional optical phantom and its application in photodynamic therapy*, Lasers in Surgery and Medicine, Vol. 21, no. 3, 1997, pp. 227.
- [34] S. Jiang, B. W. Pogue, T. O. McBride, et al., *Near-infrared breast tomography calibration with optoelastic tissue simulating phantoms*, Journal of electronic imaging, Vol. 12, no. 4, 2003, pp. 613.
- [35] V. Tuchin, in *Tissue Optics : Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis*, Vol. TT38 (D. C. O'shea, ed.), SPIE PRESS, Bellingham, 2000, p. 98-108.
- [36] Serodyn, 1999.
- [37] B. Laboratories, Fishers, 1997, p. 2.

- [38] D. A. Chang-Yen, R. K. Eich, and B. K. Gale, *A Monolithic PDMS Waveguide System Fabricated Using Soft-Lithography Techniques*, JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, Vol. 23, no. 6, 2005, pp. 2088.
- [39] P. Laven, Genève, 2006.
- [40] R. K. Wang, *Modelling optical properties of soft tissue by fractal distribution of scatterers*, Journal of Modern Optics, Vol. 47, no. 1, 2000, pp. 103.
- [41] D. Passos, J. C. Hebden, P. N. Pinto, et al., *Tissue phantom for optical diagnostics based on a suspension of microspheres with a fractal size distribution*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 10, no. 6, 2005, pp. 064036.
- [42] S. Kohjiya, K. Maeda, S. Yamashita, et al., *Chemical modification of silicone elastomers for optics*, JOURNAL OF MATERIALS SCIENCE, Vol. 25, no. 1990, pp. 3368.
- [43] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Palo Alto, 1986.
- [44] T. L. Alexander, J. E. Harvey, and A. R. Weeks, *Average speckle size as a function of intensity threshold level: comparison of experimental measurements with theory*, Applied Optics, Vol. 33, no. 35, 1994, pp. 8240.
- [45] R. F. Wagner, S. W. Smith, J. M. Sandrik, et al., *Statistics of Speckle in Ultrasound B-Scans*, IEEE TRANSACTIONS ON SONICS AND ULTRASONICS, Vol. 30, no. 3, 1983, pp. 156.
- [46] L. Leushacke and M. Kirchner, *Three-dimensional correlation coefficient of speckle intensity for rectangular and circular apertures*, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 7, no. 5, 1990, pp. 827.
- [47] Y. Pierderrière, J. L. Meur, J. Cariou, et al., *Particle aggregation monitoring by speckle size measurement: application to blood platelets aggregation*, Optics Express, Vol. 12, no. 19, 2004, pp. 4596.
- [48] E. W. Weisstein, Vol. 2007, MathWorld, 2007.
- [49] D. Middleton, *An Introduction to Statistical Communication Theory*, McGraw-Hill, New York, 1960.
- [50] T. S. Ralston, D. L. Marks, P. S. Carney, et al., *Inverse scattering for optical coherence tomography*, J Opt Soc Am A Opt Image Sci Vis, Vol. 23, no. 5, 2006, pp. 1027.
- [51] A. Stuart and J. K. Ord, in Kendall's Advanced Theory of Statistics, Vol. 1 (O. U. Press, ed.), New York, 1987, p. 604.
- [52] B. Hofer, Pova, X017e, et al., *Signal post processing in frequency domain OCT and OCM using a filter bank approach*, in Three-Dimensional and Multidimensional Microscopy: Image Acquisition and Processing XIV, SPIE, Vol. 6443, 2007.
- [53] G. Lamouche, C.-E. Bisaillon, M. Dufour, et al., *Optical coherence tomography for industrial and biomedical applications*, in Speckle06: Speckles, From Grains to Flowers, SPIE, Vol. 6341, 2006.
- [54] Machinist-Materials.
- [55] A. Piruska, I. Nikcevic, S. H. Lee, et al., *The autofluorescence of plastic materials and chips measured under laser irradiation*, Lab Chip, Vol. 5, no. 2005, pp. 1348.
- [56] C. Harrison, C. M. Stafford, W. Zhang, et al., *Sinusoidal phase grating created by a tunably buckled surface*, Applied Physics Letters, Vol. 85, no. 18, 2004, pp. 4016.
- [57] T. Nakai, Y. Ueno, K. Kaneko, et al., *A siloxane polymer lightwave circuit on ceramic substrate applicable to ultrafast optoelectronic multi-chip-modules*, Optical and Quantum Electronics, Vol. 33, no. 2001, pp. 1113.

Annexes

Annexe 1 Silicone

Le silicone utilisé pour les fantômes est présenté au chapitre 3. Le silicone est une appellation commune pour désigner les composés polyorganosiloxaniques. Le produit Sylgard 184 est un élastomère faisant partie de cette famille. Le composé principal du Sylgard 184 est le poly(diméthyl-siloxane) (PDMS). Il a été mentionné au chapitre 3 que la viscosité du silicone était élevée, qu'il n'était pas soluble dans l'eau, que son indice de réfraction était mal connu et que celui-ci variait avec la température de réticulation. Cette annexe a pour but de fournir plus de détail sur ces informations concernant le silicone.

Tout d'abord, le Tableau A.1.1 donne, à titre indicatif, les valeurs de la viscosité de différents PDMS avant la réticulation par comparaison avec celles de l'eau et de l'hexane. Il donne aussi la dureté des silicones utilisés par les groupes qui ont utilisé ce matériau comme matrice pour des fantômes. Une référence est donnée pour préciser ce que représentent les unités de dureté qui, ici, ne servent qu'à une comparaison.

Produit	Viscosité à 20 °C (mPa·s)	Dureté [54]
Sylgard 184	3900	50
Eau	1,003	---
Hexane	0,31	---
Elastosil 604	800	25
RTV 141	4000	50

Tableau A.1.1: Viscosité et dureté du silicone.

L'indice de réfraction est aussi un paramètre important de la matrice d'un fantôme optique. Le Tableau A.1.2 présente des valeurs de l'indice trouvées dans la littérature à différentes longueurs d'onde.

Identification du produit	Longueur d'onde (nm)	Indice de réfraction	Référence
Sylgard 184	403	1,428	Piruska et al. [55]
Sylgard 184	488	1,418	Piruska et al. [55]
Sylgard 184	532	1,415	Piruska et al. [55]
Sylgard 184	633	1,410	Piruska et al. [55]
Sylgard 184	633	1,404	Harrison et al. [56]
Elastosil 604	---	1,404	Lualdi et al. [31]
Rhodorsil RTV 141	---	Environ 1,4	Bays et al. [33]

Tableau A.1.2 : Différentes valeurs de l'indice de réfraction du silicone trouvée dans la littérature.

Le Tableau A.1.3 présente des valeurs obtenues par Chang-Yen et montre la variation de l'indice selon le traitement en température du silicone.

Température de réticulation (°C)	Temps de réticulation	Indice de réfraction	
		410	610
25	48 heures	1,451	1,416
50	60 min	1,465	1,417
100	30 min	1,465	1,422
100	60 min	1,466	1,421
150	30 min	1,469	1,432
150	60 min	1,472	1,432

Tableau A.1.3 : Indices de réfraction vs temps de réticulation obtenus par Chang-Yen et al. pour Sylgard 184 [38].

On trouve aussi, dans un article de Nakai et al. [57], un spectre d'absorption pour le PDMS. Ce spectre, tiré directement de l'article, est présenté à la Figure A.1.1. Même s'il ne s'agit que d'unité relative, on voit que l'absorption est faible pour les longueurs d'onde de $1,31 \pm 0,05 \mu\text{m}$.

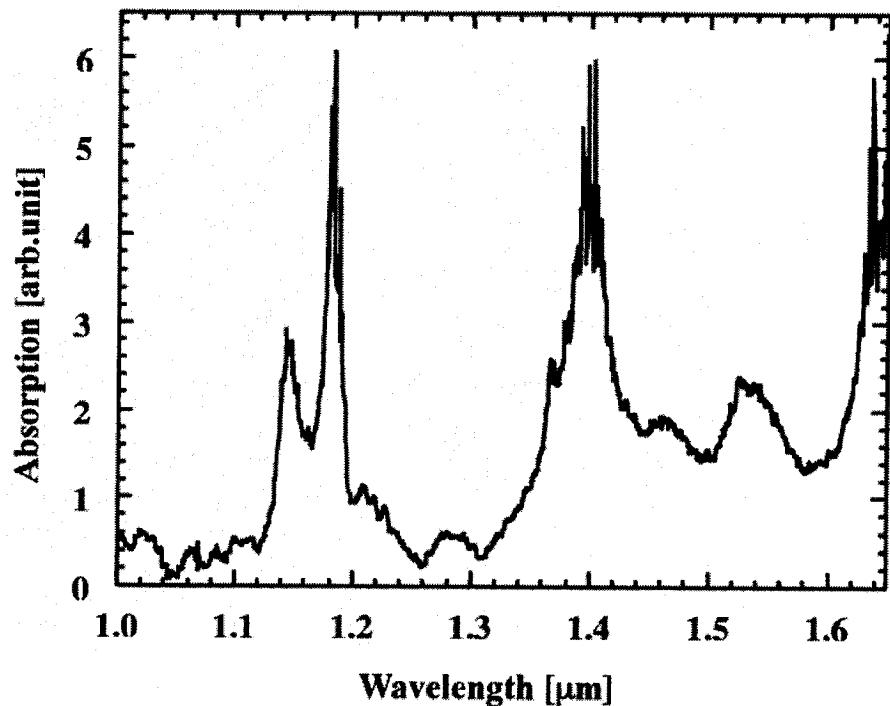


Figure A.1.1 : Spectre d'absorption du PDMS.

Annexe 2 Expériences sur le silicone

A.2.1 Expérience de transparence

Le profil de la moyenne du signal OCT en fonction de la profondeur donne une valeur ou une indication des propriétés de rétrodiffusion du milieu. Dans le cas où un échantillon serait transparent, par exemple une lame de verre, le profil en profondeur présente le pic d'entrée de l'échantillon, qui représente le saut d'indice initial, puis aucun signal en profondeur. Selon les objectifs de réalisation des fantômes, le signal de rétrodiffusion doit provenir uniquement des microsphères de silice; par conséquent le profil d'intensité moyenne d'un blanc de silicone devrait aussi avoir cette forme. La méthodologie utilisée pour l'imagerie et les résultats de profils en intensité pour tous les blancs sont présentés ici, permettant d'illustrer la transparence.

A.2.1.1 Méthodologie

Les images ont été réalisées avec le système ILFC-RACK présenté à la section 4.3. Les paramètres optiques utilisés étaient les suivants :

- Source Covega SLED – 213 ($\lambda_0 = 1.318 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 66,4 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ mW}$)
- Collimateur 2,4 mm ($D = 2,0 \text{ mm}$)
- Lentille $f = 6,5 \text{ mm}$
- Taille du faisceau au foyer ($w_0 = 5,4 \mu\text{m}$)
- Profondeur de champ ($2z_R = 35 \mu\text{m}$)

La position de l'échantillon est ajustée de façon à focaliser en profondeur. L'échantillon est élevé de 100 μm par rapport à la position à laquelle le foyer est à la surface. De cette façon, le foyer apparaît à $100 \cdot 1,412^2 \cong 200 \mu\text{m}$ de la surface dans l'image. La réflexion en surface de l'échantillon est volontairement saturée pour optimiser le signal en profondeur. Le pas d'échantillonnage est de 1 μm axialement et de 0,5 μm transversalement. La Figure A.2.1 montre une image obtenue de cette façon. L'échelle de gris linéaire est tronquée à 2000 (la saturation est à 8000) dans l'affichage

afin de percevoir les détails. On y voit bien quelques poussières et les lobes secondaires de la réflexion d'entrée, mais on ne voit pas de signal en diffusion. Ensuite, à chacune des lignes transverses, la moyenne du signal est calculée pour obtenir le profil en profondeur. Ces profils sont présentés par petits groupes aux figures A.2.2 à A.2.5 pour chacun des blancs.

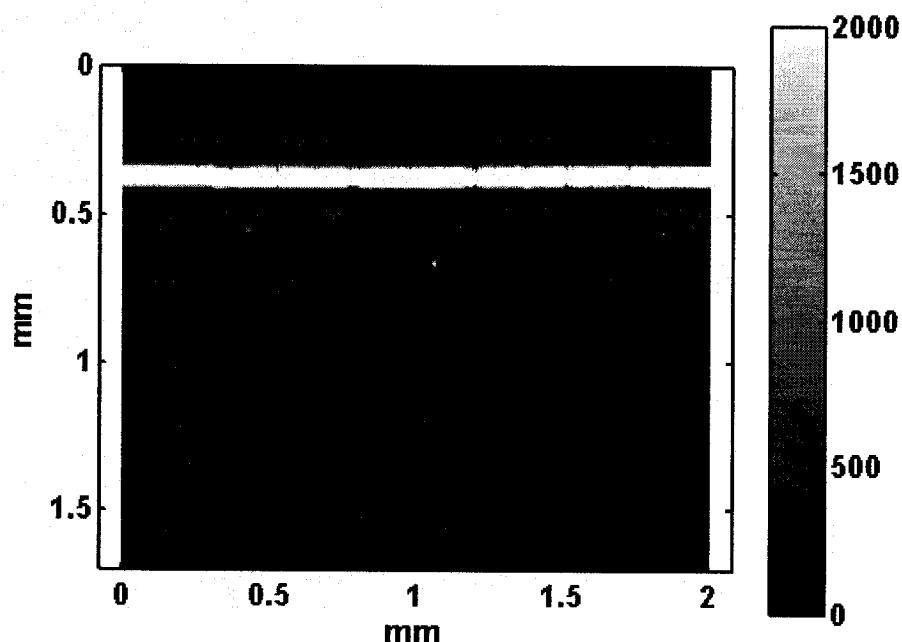


Figure A.2.1: Coupe en profondeur du blanc de silicium # 3.

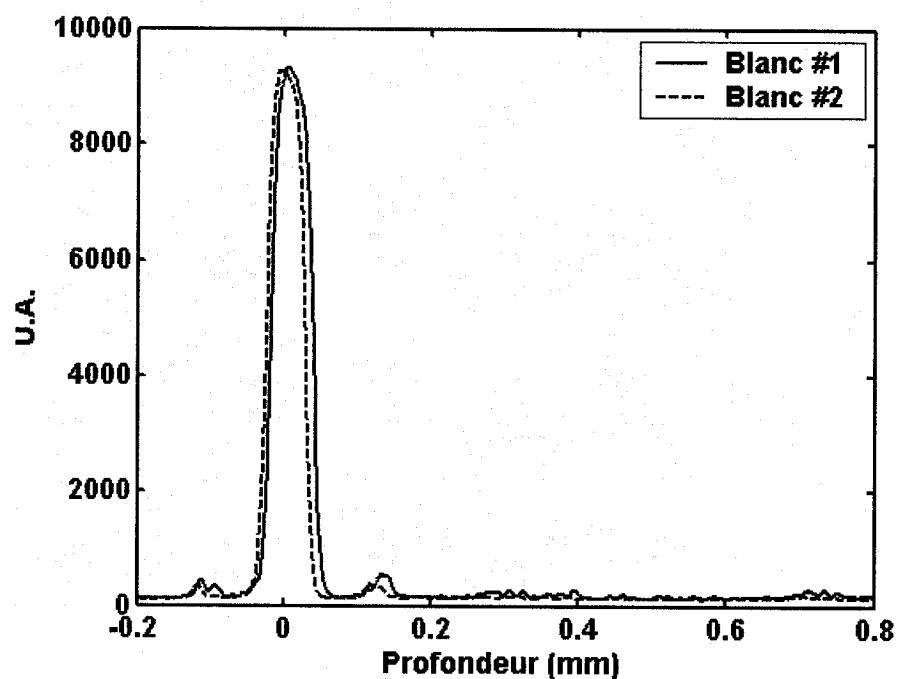


Figure A.2.2 : Profil du signal, blancs #1 et #2.

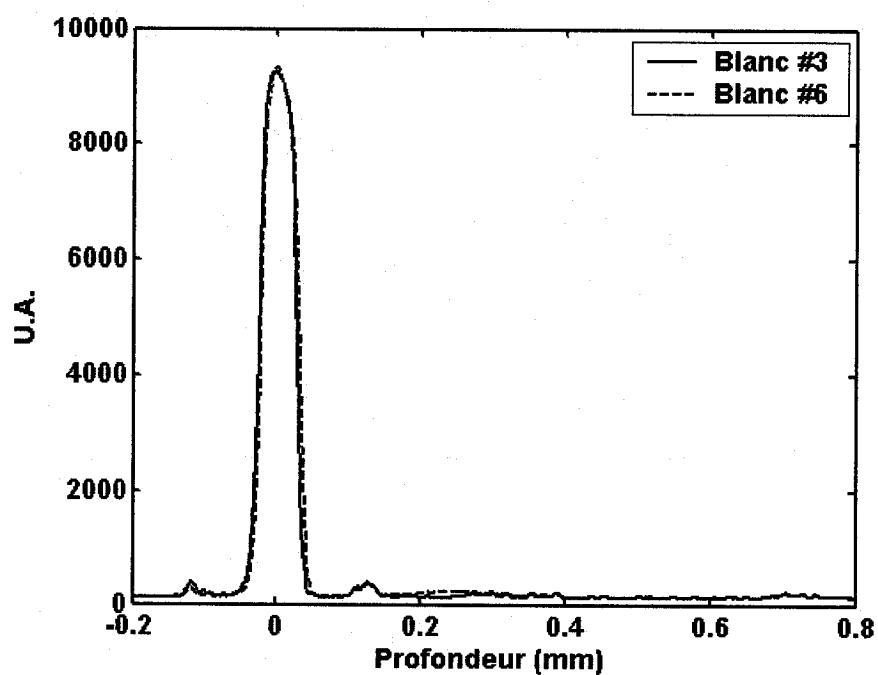


Figure A.2.3 : Profil du signal, blancs #3 et #6.

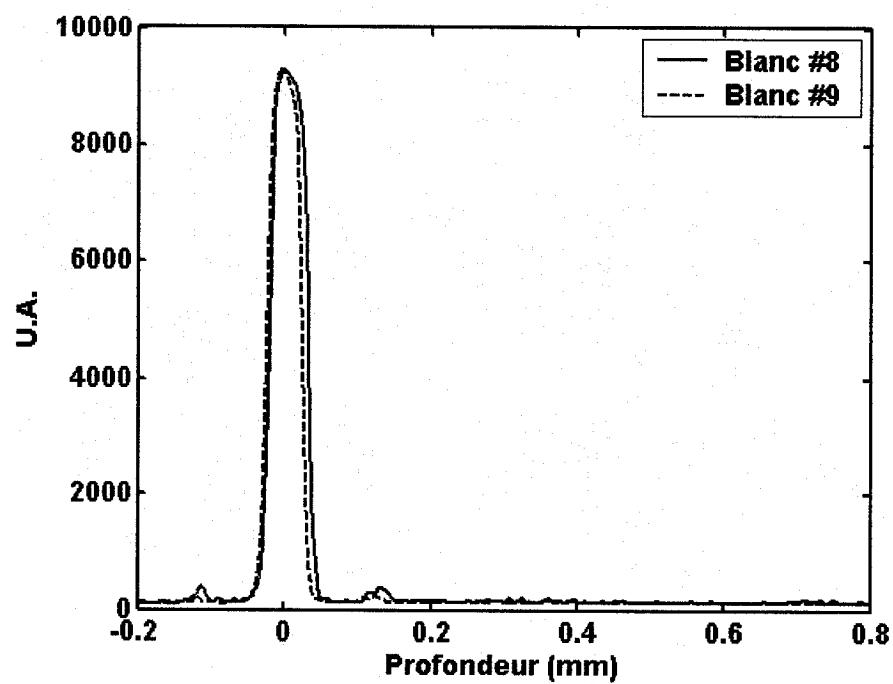


Figure A.2.4 : Profil du signal, blancs #8 et #9.

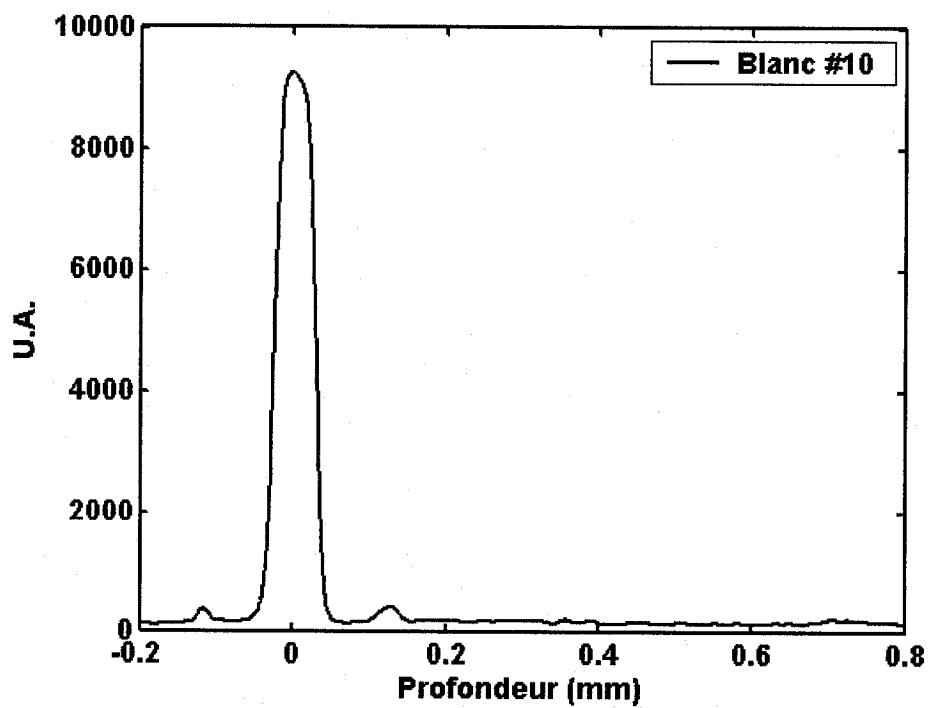


Figure A.2.5 : Profil du signal, blanc #10.

La faiblesse du signal après la réflexion de la surface pour les blancs permet de constater qualitativement la transparence du silicium aux longueurs d'onde autour de 1,3 μm . De plus, le traitement avec de l'hexane et le bain d'ultrasons ne semblent pas influencer significativement cette transparence. Le silicium semble donc être une matrice adéquate, et le signal de diffusion provenant des fantômes peut être supposé provenir uniquement des diffuseurs de silice insérés.

Annexe 3 Fantômes réalisés

La procédure de fabrication des fantômes silice – silicone qui a été développée est décrite ici en incluant le détail des instruments utilisés ainsi que la précision sur les différentes mesures. Par la suite, les différents échantillons réalisés sont décrits, en faisant ressortir quelques particularités dans la méthode de fabrication qui diffère parfois légèrement de la méthode décrite ici, qui ont souvent mené au développement de celle-ci.

- Une masse de microsphères est mesurée dans un bécher avec une balance de marque Mettler Toledo, modèle PB303 DeltaRange. La balance donne une valeur de masse au milligramme avec une précision de 10 mg.
- Le volume de résine de silicone (Sylgard 184, partie A) est mesuré à l'aide d'une seringue de plastique de 3,0 mL, avec une précision de 0,1 mL, puis ajouté dans le bécher avec les microsphères.
- Un volume d'hexane approximativement égal à celui de la résine est ajouté, et le mélange est agité manuellement afin de bien dissoudre le silicone dans l'hexane. Le volume d'hexane n'a pas à être très précis, puisque celui-ci est par la suite évaporé en totalité. Une proportion 1 : 1 s'est révélée suffisante pour réduire la viscosité du silicone.
- Le bécher est inséré dans un bain d'ultrasons de marque Branson, modèle 1510R-MT. Le bain produit des ultrasons à une fréquence de 42 kHz, et sa puissance de sortie est de 70W. Le mélange est soumis aux ultrasons pendant une période minimale d'une heure. Lorsque des agrégats de microsphères sont apparents, cette période peut-être augmentée à volonté, parfois jusqu'à trois heures. Les ultrasons fournissent de l'énergie au mélange et ont tendance à le chauffer. Il est important de ne pas mélanger le réactif avant le traitement aux ultrasons, car la réaction de réticulation s'en trouve accélérée.

- L'hexane est ensuite évaporé dans une cloche à vide pompée par une pompe Edwards, modèle RV3, pendant au moins 4 heures, souvent toute une nuit.
- Un volume de réactif égal à 10 % du volume de résine utilisé est ajouté au mélange qui est ensuite agité manuellement. L'uniformité du mélange résine-réactif est essentielle à la réticulation du polymère.
- Le mélange est ensuite coulé dans un moule cylindrique d'environ 3,2 cm de diamètre au fond amovible.
- Le fantôme est recouvert d'un protecteur pour minimiser le dépôt de poussières et est laissé 48 heures à température de la pièce avant d'être démoulé.

La concentration en nombre de diffuseurs par mL (C_d) est obtenue à l'aide de l'équation suivante,

$$C_p = \frac{6}{\pi D_p^3} \frac{\frac{m_p}{\rho_p}}{\left(\frac{m_p}{\rho_p} + V_m \right)} \quad (\text{eq. A.3.1})$$

où $\rho_p = 1,96 \text{ g/cm}^3$ est la densité de la silice, et D_p est le diamètre des microsphères.

Annexe 4 Développement théorique

Avant de s'attaquer au développement du champ produit par chacune des contributions individuelles d'un échantillon, il est utile de rappeler la forme mathématique du champ électrique d'un faisceau gaussien en trois dimensions :

$$G(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\tilde{q}_0}{w_0 \tilde{q}(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-j\beta_s(\omega)z - j\frac{\beta_s(\omega)(x^2 + y^2)}{2\tilde{q}(z)}\right] \quad (\text{eq. A.4.1})$$

$$G(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-j\beta_s(\omega)z - j\frac{\beta_s(\omega)(x^2 + y^2)}{2R(z)} + j\psi(z)\right] \quad (\text{eq. A.4.2})$$

Les termes suivants peuvent être développés :

$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} - j\frac{2}{\beta(\omega)w^2(z)} \quad (\text{eq. A.4.3})$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (\text{eq. A.4.4})$$

$$R(z) = z + \frac{z_R}{z} \quad (\text{eq. A.4.5})$$

$$\psi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (\text{eq. A.4.6})$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{\beta(\omega)w_0^2}{2} \quad (\text{eq. A.4.7})$$

$w(z)$ est le « waist » du faisceau, soit son rayon dans un plan où z est constant, w_0 est le « waist » minimal du faisceau, $R(z)$ est le rayon de courbure du faisceau et $\psi(z)$ est la phase de Gouy. Ces expressions sont valables pour n'importe quel milieu d'indice n ,

tant que l'on utilise $\lambda = \lambda_0/n$. On note qu'il y a symétrie autour de l'axe z et que l'expression du faisceau gaussien peut être séparée en une forme $G_x(x, z) \bullet G_y(y, z)$.

L'autre outil essentiel au développement est l'expression du champ électrique à la sortie d'un système optique exprimé par sa matrice ABCD, $U_2(x_2, y_2, z_2, \omega)$, en fonction du champ à l'entrée, $U_1(x_1, y_1, z_1, \omega)$. Son expression pour un système à deux dimensions peut être trouvée dans Lasers, par Siegman [43], à l'équation 20.13; on la généralise ici en trois dimensions et pour une onde quasi monochromatique. On appelle cette expression le propagateur, qui est lui aussi séparable en x et en y.

$$U_2(x_2, y_2, z_2, \omega) = \frac{j}{\lambda_0 B} \exp[-j\beta(\omega)(z_2 - z_1)] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1, z_1, \omega) \exp\left[-\frac{j\beta(\omega)}{2B}(Ax_1^2 - 2x_1x_2 + Dx_2^2)\right] \exp\left[-\frac{j\beta(\omega)}{2B}(Ay_1^2 - 2y_1y_2 + Dy_2^2)\right] dx_1 dy_1$$

(eq. A.4.8)

Afin de développer le champ produit par une contribution individuelle de l'échantillon, on choisit comme point de départ le faisceau entre la fibre et le collimateur. Ce faisceau est en fait le mode de la fibre qui s'est propagé jusqu'à la lentille de collimation et dont le diamètre à cet endroit est fourni par le fabricant du collimateur. On le note $D_{1/e}$, car les spécifications du fabricant indiquent un diamètre de faisceau en $1/e^2$ pour l'intensité, donc en $1/e$ pour le champ. Ce faisceau a donc un waist constant en z, de rayon approximativement infini, et dont la phase ne dépend pas de x et y. Il sera ainsi plus facile, par la suite, d'y projeter le faisceau de retour. Donc, juste avant la lentille de focalisation, on peut choisir $z_1 = 0$ qui devient la référence pour la phase, et le champ s'exprime à l'aide de l'équation A.4.9. Le terme $A(\omega)$ dépend du spectre de la source.

$$U_1(x_1, y_1, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{D_{1/e}/2} \exp\left[-\frac{x_1^2 + y_1^2}{(D_{1/e}/2)^2}\right]$$

(eq. A.4.9)

Le premier système considéré consiste à propager le champ $U_1(x_1, y_1, 0)$ au travers de la lentille mince de focale f du collimateur, puis sur une longueur optique arbitraire z_2 , tel qu'illustré à la Figure A.4.1.

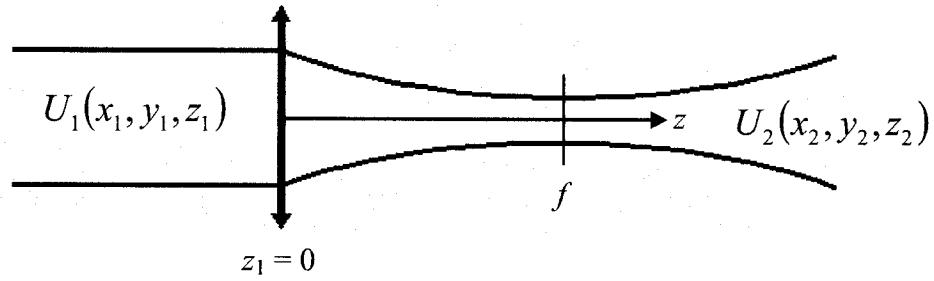


Figure A.4.1 : Propagation du faisceau incident.

La matrice ABCD de ce système est exprimée par l'expression A.4.10 [43].

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1-z_2/f & z_2 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{eq. A.4.10})$$

En substituant A.4.9 et A.4.10 dans l'expression A.4.8, on obtient une première intégrale à résoudre, soit :

$$U_2(x_2, y_2, z_2) = \frac{j}{\lambda_0 z_2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{D_{1/e}/2} \exp[-j\beta(\omega)(z_2)] \quad (\text{eq. A.4.11})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{x_1^2}{(D_{1/e}/2)^2} - \frac{j\beta(\omega)}{2z_2} \left(\frac{f-z_2}{f} x_1^2 - 2x_1 x_2 + x_2^2\right)\right] dx_1$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{y_1^2}{(D_{1/e}/2)^2} - \frac{j\beta(\omega)}{2z_2} \left(\frac{f-z_2}{f} y_1^2 - 2y_1 y_2 + y_2^2\right)\right] dy_1$$

Il s'agit de la même intégrale en x et en y , que l'on commence par exprimer sous la forme connue de l'équation A.4.12.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-ax^2 - 2bx] dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \exp\left[\frac{b^2}{a}\right] \quad (\text{eq. A.4.12})$$

Ceci qui donne :

$$\begin{aligned} U_2(x_2, y_2, z_2) &= \frac{j}{\lambda_0 z_2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{D_{1/e}/2} \exp[-j\beta(\omega)(z_2)] \\ &\exp\left[-\frac{j\beta(\omega)x_2^2}{2z_2}\right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{2z_2f + j\beta(\omega)(D_{1/e}/2)^2(f-z_2)}{2f(D_{1/e}/2)^2 z_2} x_1^2\right) + \frac{j\beta(\omega)}{z_2} x_2 x_1\right] dx_1 \\ &\exp\left[-\frac{j\beta(\omega)y_2^2}{2z_2}\right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{2z_2f + j\beta(\omega)(D_{1/e}/2)^2(f-z_2)}{2f(D_{1/e}/2)^2 z_2} y_1^2\right) + \frac{j\beta(\omega)}{z_2} y_2 y_1\right] dy_1 \end{aligned} \quad (\text{eq. A.4.13})$$

On effectue l'intégrale :

$$\begin{aligned} U_2(x_2, y_2, z_2) &= \frac{j}{\lambda_0 z_2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{D_{1/e}/2} \exp[-j\beta(\omega)(z_2)] \\ &\frac{2f(D_{1/e}/2)^2 z_2}{2z_2 f + j\beta(\omega)(D_{1/e}/2)^2(f-z_2)} \pi \exp\left[-\frac{j\beta(\omega)(x_2^2 + y_2^2)}{2z_2}\right] \\ &\exp\left[\frac{-2f(D_{1/e}/2)^2 z_2}{(2z_2 f + j\beta(\omega)(D_{1/e}/2)^2(f-z_2))} \frac{\beta^2(\omega)(x_2^2 + y_2^2)}{4z_2^2}\right] \end{aligned} \quad (\text{eq. A.4.14})$$

Le facteur devant le terme en $-(x_2^2 + y_2^2)$, qu'on nomme k , doit être développé pour obtenir une forme $a + jb$. On a donc :

$$\begin{aligned}
k &= \left[\frac{j\beta(\omega)}{2z_2} + \frac{2f(D_{1/e}/2)^2 z_2}{(2z_2 f + j\beta(\omega)(D_{1/e}/2)^2(f - z_2))} \frac{\beta^2(\omega)}{4z_2^2} \right] \\
&= \left[\frac{(D_{1/e}/2)^2 f^2 \beta^2(\omega)}{4f^2 z_2^2 + (D_{1/e}/2)^4 (f - z_2)^2 \beta^2(\omega)} + j \left(\frac{\beta(\omega)}{2z_2} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{(D_{1/e}/2)^4 f \beta^3(\omega)}{2(4f^2 z_2^2 + (D_{1/e}/2)^4 (f - z_2)^2 \beta^2(\omega))} - \frac{(D_{1/e}/2)^4 f^2 \beta^3(\omega)}{2z_2 (4f^2 z_2^2 + (D_{1/e}/2)^4 (f - z_2)^2 \beta^2(\omega))} \right) \right]
\end{aligned}$$

(eq. A. 4.15)

Sa partie réelle est le waist du faisceau. En se référant aux équations A.4.2 et A.4.4, on doit l'exprimer sous la forme :

$$\frac{1}{\operatorname{Re}\{k\}} = w^2(z - f) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z - f}{z_R} \right)^2 \right)$$

(eq. A.4.16)

Un long développement de manipulations algébriques, qui n'est pas présenté ici, permet d'obtenir l'expression suivante :

$$\frac{1}{\operatorname{Re}\{k\}} = \frac{4f^2}{(D_{1/e}/2)^2 \beta^2(\omega)} \left\{ \frac{1}{1 + \frac{4f^2}{\beta^2(\omega)(D_{1/e}/2)^4}} + \frac{\left(1 + \frac{\beta^2(\omega)(D_{1/e}/2)^4}{4f^2} \right) \left[z - \frac{f}{\left(1 + \frac{4f^2}{\beta^2(\omega)(D_{1/e}/2)^4} \right)} \right]^2}{f^2} \right\}$$

(eq. A.4.17)

Avec une longueur d'onde de l'ordre du micron (10^{-6}) ainsi qu'avec une focale et un diamètre de l'ordre du millimètre (10^{-3}), on peut observer que le terme $\frac{\beta^2(\omega)(D_{1/e}/2)^4}{4f^2}$ est d'un ordre de grandeur de 10^6 , soit beaucoup plus grand que 1. Ceci permet de simplifier grandement l'expression A.4.17 et d'obtenir :

$$\frac{1}{\text{Re}\{k\}} = \frac{4f^2}{(D_{1/e}/2)^2 \beta^2(\omega)} \left\{ 1 + \frac{\beta^2(\omega)(D_{1/e}/2)^4}{4f^4} (z - f)^2 \right\} \quad (\text{eq. A.4.18})$$

En identifiant les termes à ceux de l'équation A.4.16, on a la même expression que Siegman avait développée dans le vide [43], mais avec λ , la longueur d'onde dans le milieu, plutôt qu'avec λ_0 , soit :

$$w_0 \approx \frac{2f}{(D_{1/e}/2)\beta(\omega)} = \frac{f\lambda}{(D_{1/e}/2)\pi} \quad (\text{eq. A.4.19})$$

On retrouve aussi une équivalence pour la longueur de Rayleigh :

$$z_R \approx \frac{2f^2}{(D_{1/e}/2)^2 \beta(\omega)} \quad (\text{eq. A.4.20})$$

On a pu démontrer à l'aide de la partie réelle dans l'exponentielle les expressions pour z_R et w_0 . Sachant donc qu'il s'agit aussi d'un faisceau gaussien, on réutilise plutôt l'équation A.4.1, en connaissant ces nouveaux paramètres essentiels en fonction du faisceau de départ. Ceci permet d'éviter de faire le développement de la partie imaginaire, qui est très lourd.

Ainsi, le champ $U_2(x_2, y_2, z_2)$ est exprimé par :

$$U_2(x_2, y_2, z_2, \omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{w(f - z_2)} \exp\left[-\frac{x_2^2 + y_2^2}{w^2(f - z_2)}\right] \exp\left[-j\beta(\omega)z_2 - j\frac{\beta(\omega)(x_2^2 + y_2^2)}{2R(f - z_2)} + j\psi(z_2)\right] \quad (\text{eq. A.4.21})$$

C'est maintenant qu'intervient un élément du tissu dont on cherche à calculer la contribution $A_i(x_i, y_i, z_i, \omega)$ et $\Phi_i(x_i, y_i, z_i, \omega)$. Dans sa forme la plus simple, cet élément peut être représenté par une distribution de Dirac à la position arbitraire (x_i, y_i, z_i) dans le champ $U_2(x_2, y_2, z_2)$. Le champ incident sur ce diffuseur ponctuel peut être calculé en intégrant.

$$\begin{aligned}
 U_{inc}(x_i, y_i, z_i, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x_2 - x_i, y_2 - y_i, z_2 - z_i) U_2(x_2, y_2, z_2, \omega) dx_2 dy_2 dz_2 \\
 &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{w(f - z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{w^2(f - z_i)}\right] \exp\left[-j\beta(\omega)z_i - j\frac{\beta(\omega)(x_i^2 + y_i^2)}{2R(f - z_i)} + j\psi(z_i)\right]
 \end{aligned} \quad (\text{eq. A.4.22})$$

Pour simplifier légèrement les expressions, on considère le terme de phase comme étant la propagation sur z_i , et une phase accumulée :

$$\Phi_{inc} = \frac{\beta(\omega)(x_i^2 + y_i^2)}{2R(f - z_i)} - \psi(z_i) \quad (\text{eq. A.4.23})$$

Par la suite, on considère que c'est ce même champ incident, avec sa phase et son amplitude, qui se propage du point de départ jusqu'à la lentille de focalisation. Ceci revient à propager une onde sphérique, mais en considérant l'approximation paraxiale. Pour cela, on considère le champ dans un troisième plan, à la coordonnée z_i du diffuseur, $U_3(x_3, y_3, z_i, \omega)$. Celui-ci s'exprime alors :

$$\begin{aligned}
 U_3(x_3, y_3, z_i, \omega) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{w(f - z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{w^2(f - z_i)}\right] \exp[-j\beta(\omega)z_i - j\Phi_{inc}] \delta(x_3 - x_i, y_3 - y_i)
 \end{aligned} \quad (\text{eq. A.4.24})$$

Le champ dans le plan tout juste suivant la lentille est appelé $U_4(x_4, y_4, 0, \omega)$, puisque $z = 0$ est la position de la lentille dans le référentiel utilisé. La Figure A.4.2 illustre cette situation.

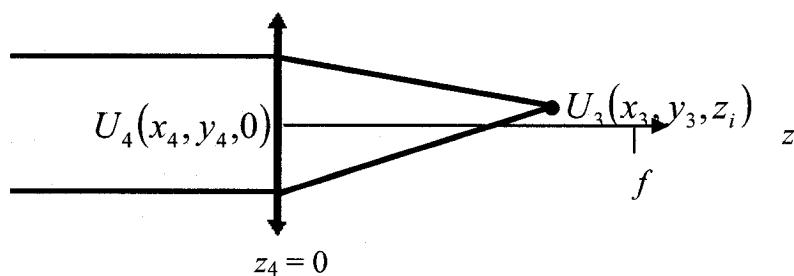


Figure A.4.2 : Rétropropagation d'une onde sphérique par un diffuseur.

On réutilise le formalisme ABCD avec le système constitué de la propagation dans l'air sur la distance z_i , puis de la propagation au travers la lentille. Le système est donc le suivant :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -z_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -z_i \\ 1/f & -z_i/f + 1 \end{bmatrix} \quad (\text{eq. A.4.25})$$

Comme la propagation dans le système de coordonnées se fait dans la direction inverse, on utilise $-\beta(\omega)$ dans le propagateur. Le champ, après le passage dans la lentille, s'exprime par :

$$\begin{aligned} U_4(x_4, y_4, 0) &= \frac{-j\beta(\omega)}{2\pi z_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{w(f-z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{w^2(f-z_i)}\right] \exp[-j\beta(\omega)z_i - j\Phi_{inc}] \\ &\quad \exp[j\beta(\omega)(0-z_i)] \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x_3 - x_i) \exp\left[\frac{j\beta(\omega)}{2z_i} \left(x_3^2 - 2x_3x_4 + \frac{f-z_i}{f}x_4^2 \right) \right] dx_3 \\ &\quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y_3 - y_i) \exp\left[\frac{j\beta(\omega)}{2z_i} \left(y_3^2 - 2y_3y_4 + \frac{f-z_i}{f}y_4^2 \right) \right] dy_3 \\ &= \frac{-j\beta(\omega)}{2\pi z_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A(\omega)}{w(f-z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{w^2(f-z_i)}\right] \exp[-j2\beta(\omega)z_i - j\Phi_{inc}] \\ &\quad \exp\left[\frac{j\beta(\omega)}{2z_i} \left(x_i^2 - 2x_ix_4 + \frac{f-z_i}{f}x_4^2 \right) \right] \exp\left[\frac{j\beta(\omega)}{2z_i} \left(y_i^2 - 2y_iy_4 + \frac{f-z_i}{f}y_4^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{eq. A.4.26})$$

Ce champ, pour retourner dans la fibre, doit être projeté sur le mode de celle-ci. Le plan actuel, le 4, correspond au plan initial, le 1; le champ du mode a déjà été exprimé par l'équation A.4.9. Le champ qui retourne dans la fibre est donc exprimé par :

$$\begin{aligned}
U_{out}(x_i, y_i, z_i) = & \frac{-j\beta(\omega)}{2\pi z_i} \frac{2}{\pi} \frac{A(\omega)}{(D_{1/e}/2)w(f - z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{w^2(f - z_i)}\right] \exp[-j2\beta(\omega)z_i - j\Phi_{inc}] \\
& \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{x_4^2}{(D_{1/e}/2)^2}\right] \exp\left[\frac{j\beta(\omega)}{2z_i} \left(x_i^2 - 2x_i x_4 + \frac{f - z_i}{f} x_4^2\right)\right] dx_4 \\
& \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{y_4^2}{(D_{1/e}/2)^2}\right] \exp\left[\frac{j\beta(\omega)}{2z_i} \left(y_i^2 - 2y_i y_4 + \frac{f - z_i}{f} y_4^2\right)\right] dy_4 \quad (\text{eq. A.4.27})
\end{aligned}$$

En manipulant les termes, on retrouve la forme de l'équation A.4.12.

$$\begin{aligned}
U_{out}(x_i, y_i, z_i) = & \frac{-j\beta(\omega)}{2\pi z_i} \frac{2}{\pi} \frac{A(\omega)}{(D_{1/e}/2)w(f - z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{w^2(f - z_i)}\right] \exp[-j2\beta(\omega)z_i - j\Phi_{inc}] \\
& \exp\left[\frac{j\beta(\omega)x_i^2}{2z_i}\right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{2z_i f - j\beta(\omega)(f - z_i)(D_{1/e}/2)^2}{2z_i f (D_{1/e}/2)^2} x_4^2 - \frac{j2\beta(\omega)x_i}{2z_i} x_4\right] dx_4 \\
& \exp\left[\frac{j\beta(\omega)y_i^2}{2z_i}\right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{2z_i f - j\beta(\omega)(f - z_i)(D_{1/e}/2)^2}{2z_i f (D_{1/e}/2)^2} y_4^2 - \frac{j2\beta(\omega)x_i}{2z_i} y_4\right] dy_4 \quad (\text{eq. A.4.28})
\end{aligned}$$

Cette intégrale est la même qu'en A.4.13, à l'exception que les termes a et b de la forme de l'équation A.4.12 sont les conjugués des précédents. On continue tout de même le développement, afin d'observer son influence possible. Donc,

$$\begin{aligned}
U_{out}(x_i, y_i, 0) = & \frac{-j\beta(\omega)}{2\pi z_i} \frac{2}{\pi} \frac{A(\omega)}{(D_{1/e}/2)w(f - z_i)} \exp\left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{w^2(f - z_i)}\right] \exp[-j2\beta(\omega)z_i - j\Phi_{inc}] \\
& \frac{\pi 2 z_i f (D_{1/e}/2)^2}{2 z_i f - j\beta(\omega)(f - z_i)(D_{1/e}/2)^2} \exp\left[\frac{j\beta(\omega)(x_i^2 + y_i^2)}{2z_i}\right] \\
& \exp\left[\frac{-2z_i f (D_{1/e}/2)^2}{2 z_i f - j\beta(\omega)(f - z_i)(D_{1/e}/2)^2} \frac{\beta^2(\omega)(x_i^2 + y_i^2)}{4z_i^2}\right] \quad (\text{eq. A.4.29})
\end{aligned}$$

Et on retrouve :

$$\begin{aligned}
k^* &= \left[\frac{-j\beta(\omega)}{2z_2} + \frac{2f(D_{1/e}/2)^2 z_2}{(2z_2 f - j\beta(\omega)(D_{1/e}/2)^2(f - z_2))} \frac{\beta^2(\omega)}{4z_2^2} \right] \\
&= \left[\frac{(D_{1/e}/2)^2 f^2 \beta^2(\omega)}{4f^2 z_2^2 + (D_{1/e}/2)^4 (f - z_2)^2 \beta^2(\omega)} + j \left(\frac{\beta(\omega)}{2z_2} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{(D_{1/e}/2)^4 f \beta^3(\omega)}{2(4f^2 z_2^2 + (D_{1/e}/2)^4 (f - z_2)^2 \beta^2(\omega))} - \frac{(D_{1/e}/2)^4 f^2 \beta^3(\omega)}{2z_2 (4f^2 z_2^2 + (D_{1/e}/2)^4 (f - z_2)^2 \beta^2(\omega))} \right) \right]
\end{aligned} \tag{eq. A.4.30}$$

dont la partie réelle donne l'expression que l'on a identifiée à $w(f - z_i)$. Encore une fois, on observe la partie réelle. La partie imaginaire n'est pas développée en détail, mais on sait qu'il s'agit d'un terme de phase. Pour simplifier la suite des développements, ce terme de phase est considéré comme une phase accumulée lors de la propagation, Φ_{acc} .

De plus, on introduit le facteur $L(f - z_i)$, qui représente l'amplitude renvoyée par le diffuseur et qui dépend de la position du diffuseur z_i sur l'axe du faisceau incident.

Le champ, dû à un diffuseur discret, peut donc être exprimé de la façon suivante :

$$U_{out}(x_i, y_i, 0) = L(f - z_i) A(\omega) \exp \left[-\frac{2(x_i^2 + y_i^2)}{w^2(f - z_i)} \right] \exp[-j2\beta(\omega)z_i - j\Phi_{acc}] \tag{eq. A.4.31}$$

Dans la direction transverse, il s'agit d'une gaussienne avec une largeur $1/\sqrt{2}$ fois celle du waist du faisceau incident à la position du diffuseur. La réponse du système à une diffuseur ponctuel représenté par une impulsion est ce que l'on appelle la réponse impulsionale (RI).

Annexe 5 Caractérisation optique du système OCT

A.5.1 Source

Voici le spectre de la source Covega qui a été utilisé dans le système OCT (Figure A.5.1). Le spectre a été mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique de marque HP-Agilent. La courbe est lissée à l'aide d'une fonction gaussienne afin de déterminer la longueur d'onde centrale (λ_0) ainsi que la largeur à mi-hauteur ($\Delta\lambda$) du spectre. Ceci permet aussi de constater comment le spectre s'approche expérimentalement de la forme gaussienne qui est prévue dans le développement du modèle.

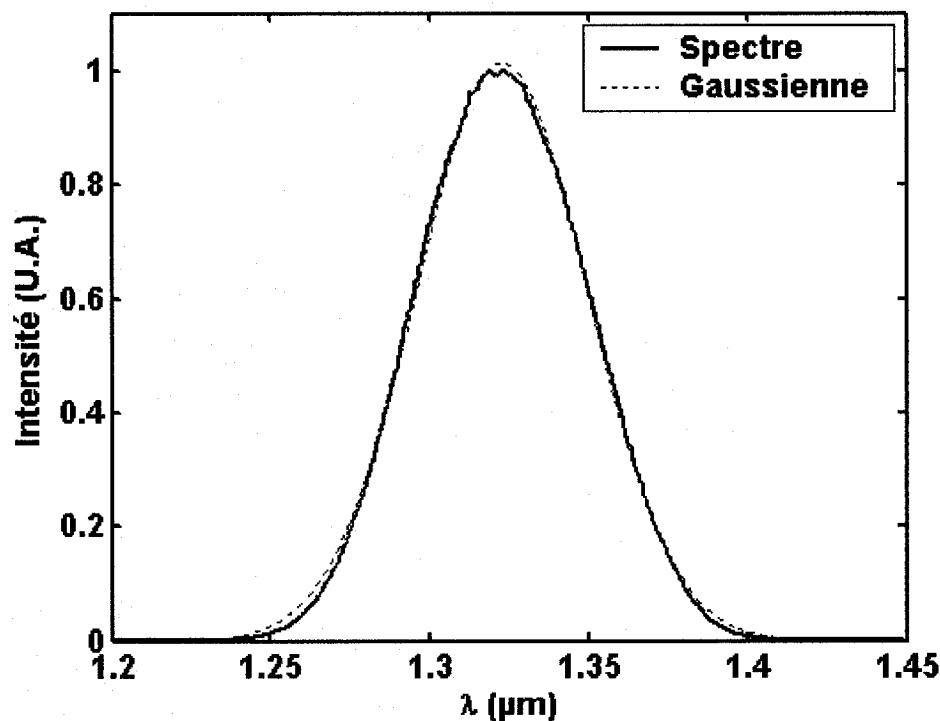


Figure A.5.1 : Spectre de la source Covega. Le lissage avec une gaussienne donne $\lambda_0 = 1,322 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 63,3 \text{ nm}$.

A.5.2 Résolution axiale

Une façon d'exprimer le signal axial pour un seul réflecteur en OCT peut être trouvée dans Handbook of Optical Coherence Tomography [3]. On y exprime alors le champ dans le bras de référence et dans le bras échantillon en fonction de la fréquence.

$$\begin{aligned} E_r(\omega) &= A_r(\omega) \exp\{-j(2\beta_r(\omega)l_r - \omega t)\} \\ E_s(\omega) &= A_s(\omega) \exp\{-j(2\beta_s(\omega)l_s - \omega t)\} \end{aligned} \quad (\text{eq. A.5.1})$$

où ω est la fréquence angulaire, $A_s(\omega)$ et $A_r(\omega)$ sont les amplitudes réelles des champs en fonction de la fréquence, $\beta_s(\omega)$ et $\beta_r(\omega)$ sont les constantes de propagation, et l_r et l_s sont les longueurs optiques de chacun des bras de l'interféromètre. Le signal d'interférence est alors exprimé par :

$$\begin{aligned} I &\propto \text{real}\left\{E_r(\omega)E_s(\omega)^*\right\} \\ &= \text{real}\left\{\int_{-\infty}^{\infty} A_r(\omega)A_s(\omega)^* \exp(-j[2\beta_s(\omega)l_s - 2\beta_r(\omega)l_r]) \frac{d\omega - \omega_0}{2\pi}\right\} \end{aligned} \quad (\text{eq. A.5.2})$$

En considérant chacun des bras dans le même milieu non dispersif, on peut faire une expansion de Taylor de la constante de propagation autour de ω_0 .

$$\beta_s(\omega) = \beta_r(\omega) = \beta(\omega_0) + \beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0) \quad (\text{eq. A.5.3})$$

Si on considère une surface réflectrice dans le bras échantillon en z_n et que la longueur optique du bras de référence devient la variable z en raison du balayage effectué, le signal d'interférence peut s'exprimer par :

$$\begin{aligned} I(z) &= \text{real}\left\{\exp(-2j\beta(\omega_0)(z - z_n))\right. \\ &\quad \left.\int_{-\infty}^{\infty} A_r(\omega)A_s(\omega)^* \exp(-j[2\beta'(\omega_0)(z - z_n)(\omega - \omega_0)]) \frac{d\omega - \omega_0}{2\pi}\right\} \end{aligned} \quad (\text{eq. A.5.4})$$

Il s'agit d'une expression du théorème de Wiener-Khintchin qui représente l'inter-corrélation du spectre du champ électrique dans chacun des bras. Quand une seule surface est présente, c'est-à-dire un seul z_n , la forme du pic représente la réponse du système dont on peut déduire la résolution. Généralement, on utilise la largeur à mi-hauteur du pic. Expérimentalement, cette opération est réalisée en plaçant un miroir ou une vitre dans le bras échantillon.

Si l'on pose comme hypothèse que des aberrations chromatiques sont présentes en raison d'une certaine dispersion par la lentille, alors le spectre dans le bras échantillon dépend de z ($A_s(\omega, z)$). La résolution, elle, dépend alors de la position de la vitre dans l'axe optique.

Aussi, l'amplitude totale de lumière détectée dans le bras échantillon dépend de la position de la vitre par rapport au foyer. En première approximation, on s'attend à ce que cette amplitude soit proportionnelle à l'amplitude du faisceau à la position de la vitre dans le faisceau gaussien.

$$A(z) = \frac{A_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{z - z_f}{b}\right)^2}} \quad (\text{eq. A.5.5})$$

où z_f est la position du foyer, b est la largeur de la lorentzienne et A_0 est l'amplitude au foyer. La profondeur de champ est alors $2b$.

Des images d'une vitre se déplaçant dans l'axe optique ont été réalisées afin de déterminer la résolution et la profondeur de champ expérimentales ainsi que de vérifier la présence d'aberrations chromatiques du système dans la configuration utilisée pour réaliser les images de fantômes. Voici cette configuration :

- Source Covega ($\lambda_0 = 1,318 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 66,4 \text{ nm}$, $P_{\text{tot}} = 20 \text{ mW}$)
- Collimateur 4 mm ($D = 3,3 \text{ mm}$)
- Lentille $f = 14,5 \text{ mm}$
- Taille de spot au foyer $D = 7,3 \mu\text{m}$
- Profondeur de champ $2b = 64 \mu\text{m}$

La lame de verre a été déplacée de 200 μm avant et après le foyer, par pas de 10 μm . À chaque position de la vitre, une image de 25 balayages en profondeur est réalisée. Les pics de la réflexion de la vitre de chaque balayage sont lissés à l'aide d'une fonction gaussienne pour extraire un critère de largeur à mi-hauteur sur la résolution et une valeur moyenne de l'amplitude de la réflexion. Les résultats de mesures de la résolution du système en fonction de la position par rapport au foyer sont présentés à la Figure A.5.2. On peut y évaluer la résolution moyenne à $\Delta z = 14,4 \mu\text{m}$. On perçoit aussi une légère variation de la résolution en raison d'aberrations chromatiques dues à la lentille. L'effet, qui fait varier la résolution de $\pm 0,8 \mu\text{m}$ environ, est par conséquent négligeable. La légère oscillation qui est perçue d'une profondeur à l'autre est attribuée à un effet en aller-retour lors du balayage. Les pics qu'on y observe sont causés par une torsion dans la fibre du bras échantillon qui varie entre l'aller et le retour lors de la translation.

À partir de l'amplitude des réflexions obtenues, on détermine la réponse en amplitude du système au long de l'axe optique. En lissant la courbe à l'aide de la fonction de l'équation A.4.5, on obtient une profondeur de champ effective de $2b = 72,7 \mu\text{m}$. Cette profondeur de champ est légèrement plus grande que celle du faisceau gaussien utilisé comme sonde. L'élargissement vient en fait de la recollection de la lumière par la lentille et de la reprojection de cette lumière sur le mode de la fibre. Le résultat est présenté à la Figure A.5.3.

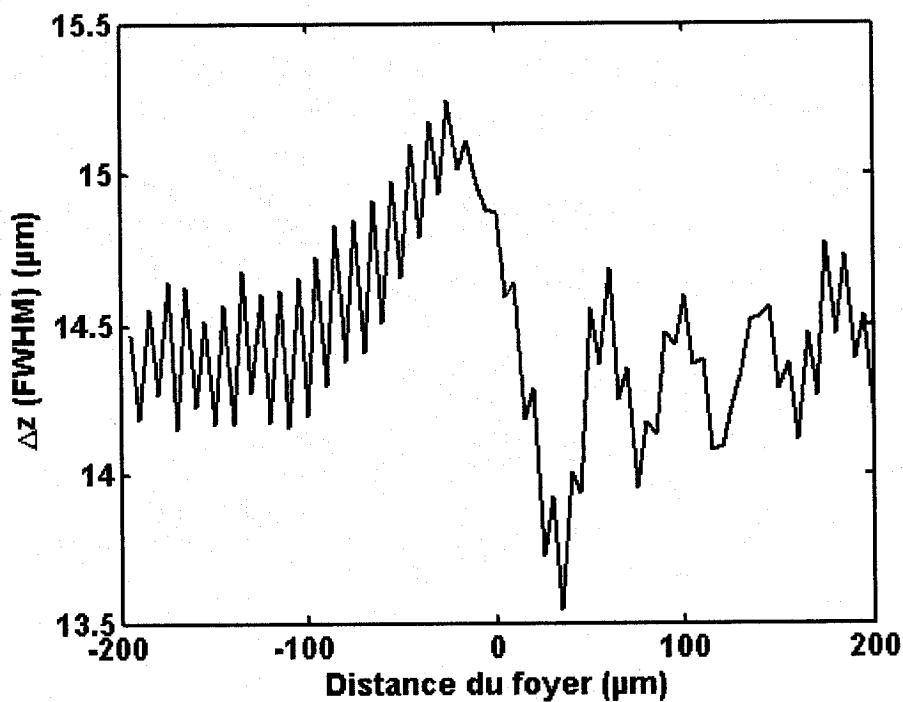


Figure A.5.2 : Résolution en fonction de la position dans l'axe optique.

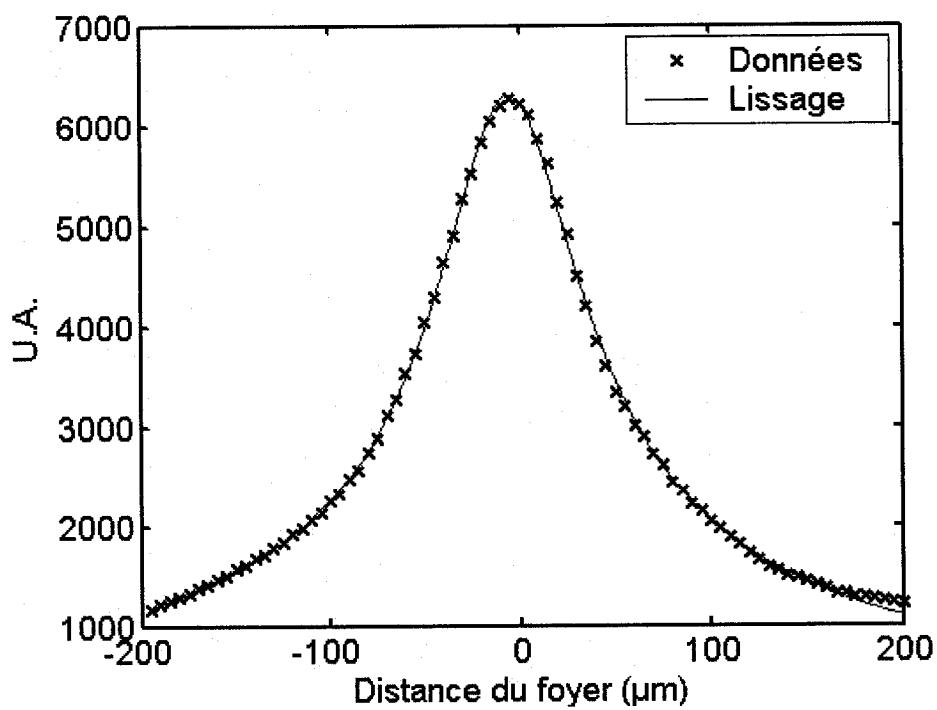


Figure A.5.3 : Réponse de la sonde en profondeur dans l'air.