

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

جامعة سعد دحلب البليدة
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Master

Mention Électronique

Spécialité Microélectronique, Microsystèmes et Conception de Circuits

présenté par

Djafour Zakaria

&

Rahmoune Wissam Nawel

Reconstruction d'image interne issue d'un OCT et Simulation sous Comsol

Proposé par : Mme .N.Bougherira et Mme.D. Naceur

Année Universitaire 2015-2016

Remerciements

En ce jour mémorable qui vient consacrer un cursus universitaire riche et fructueux, nous voudrions rendre hommage et exprimer toute notre gratitude à l'ensemble du corps enseignant de notre département d'électronique de l'université Saad DAHLAB de Blida pour tous les efforts fournis et le transfert de leur savoir faire qui nous ont permis de boucler la boucle pour l'obtention du diplôme de master II en électronique.

Dieu merci tout puissant de nous avoir donné courage, volonté et patience .

Nous tenons à adresser nos plus sincères remerciements en tout premier lieu à notre équipe pédagogique :

*** Mme BOUGHÉRIRA Nadia, notre encadreur qui par ses conseils et recommandations judicieux, sa rigueur et suivi méticuleux tout au long de l'année nous ont facilité la finalisation et de mener à terme le travail objet de notre présent mémoire et d'avoir installé une atmosphère chaleureuse et propice au travail.*

*** Mme NACEUR, qui a pu nous reconforter dans le choix pertinent de cette filière et encourager en nous permettant d'acquérir la méthodologie, d'affiner et consolider les acquis.*

*** Mme BOUGHÉRIRA Hamida et Mr BOUNEMRI, qui nous ont soutenus et nous ont permis d'élargir nos connaissances et de maîtriser les outils pour une meilleure exécution.*

Evidemment ce résultat n'aurait pu être réalisé et les objectifs assignés atteints sans la présence de nos chères mamans que nous chérissons le plus au monde pour tout ce qu'elles nous ont donné à travers leur amour, affection, éducation et sensibilité.

Ces mêmes sentiments d'adressent à nos très chers pères, qui assurent un soutien constant et indéfectible et nos chers frères et sœurs

Sans oublier nos proches, amis et collègues pour leur soutien, leur disponibilité et leurs mots :

Enfin je tiens à remercier respectivement tous ceux qui nous ont aidé, soutenue, et encouragée pour la réalisation de ce modeste travail : «Grand merci ».

ملخص:

يعرض عملنا دراسة ظاهرة التداخل في الضوء بهدف الفهم الجيد لمبدأ عمل "التصوير المقطعي التماسك البصري" تم تحقيق النمذجة لإشارة التصوير المقطعي التماسك البصري عن طريق برنامج مختبر المصفوفات Matlab من ملامح أواسط معقدة للتصوير. تتبعها إعادة بناء الهيكل وتم تصميم نمذجة لمقياس التداخل التصوير المقطعي من نوع ميكالسن عن طريق برنامج المحاكاة COMSOL

كلمات المفاتيح: لمقياس التداخل التصوير المقطعي. التداخل في الضوء. ميكالسن. النمذجة

Résumé :

Notre travail présente une étude sur le phénomène d'interférométrie dans le but d'une bonne compréhension du principe de fonctionnement d'un système de reconstruction d'image tomographique par cohérence optique (OCT). Une modélisation du signal OCT est réalisée sous Matlab à partir de profils de milieux complexes à imager. Il s'en suit une reconstruction de la structure.

Une conception d'un montage interférométrique OCT de type Michelson est également réalisée sous COMSOL.

Mots clés : OCT ; interférométrie ; reconstruction ; optique ; rétines.

Abstract:

Our work presents a study on the phenomenon of interferometry with the aim of a good understanding of the operating principle of a topographic image reconstruction system using optical coherence light source (OCT). OCT signal modeling is performed in Matlab from complex media profiles to ensue a reconstruction of full image of the structure.

A design OCT using Michelson interferometer is assembled in COMSOL.

Key words: interferometry; OCT; reconstruction; coherence light source

Table des matières

Introduction général :	1
Chapitre1: Etat de l'art	
Introduction :	3
A.1 Les interactions entre lumière et matière en optique:.....	3
A.1.1. Techniques d'imagerie sélectionnant les photons balistiques :	5
A.1.2 Techniques d'imagerie sélectionnant les photons multidiffusés	9
A.2 Technique applicable a la rétine :	9
B. Étude des propriétés optiques de la rétine :	11
B.1. Anatomie et physiologie de l'œil humain :	11
C-Application de la tomographie par cohérence optique :	17
C.1. Tomographie par cohérence optique en ophtalmologie :	17
C.2.Applications dans le domaine non médical :	18
Conclusion:	19
chapitre 2: La tomographie par cohérence optique	
Introduction	20
1. Interférence a faible cohérence optique	20
1.1 L'interférométrie	20
1.2 Cohérence temporelle.....	20
1.3 Cohérence spatiale :	21
1.5 Conditions d'interférence :	22
1.5.1 L'interférence constructive et destructive :	23
1.5.1. a Interférences constructives.....	23
1.5.1. b Interférences destructives.....	23
2. Principe de la tomographie par cohérence optique	25
2.1. Interférométrie en lumière monochromatique.....	27:
2.2 Interférométrie en lumière polychromatique.....	31
3. Résolutions spatiales théoriques d'un système de tomographie par cohérence optique :	37
4. Différentes configurations possibles de montages	39
Montage fibré.....	39
Dans le domaine temporel ou fréquentiel	40
Dans le domaine temporel ou fréquentiel	41
5. Reconstruction d'une coupe tomographique par décalage de phase.....	42
6. Difficultés rencontrées en tomographie par cohérence optique	45
Conclusion	47
chapitre 3: Simulation, résultats et interprétation	
Introduction	48
I-Simulation.....	48
1-Discretisation du signal OCT	48
2-Modélisation sous Matlab.....	50
2.1 Conception du système OCT	51
2.2 Principe de fonctionnement du programme.....	52
2.3 Paramètres d'expérience	52
a) Choix d'échantillon.....	52
a.1) signal échelon généré	53
a.2) Image	54
b.3) comsol.....	54
.b) Implémentation d'indice de réfraction.....	54
C) Choix de la source de lumière	55

2.4.Phase de détection.....	56
2.5.Phase reconstruction	57
3. Modélisation sous COMSOL.....	57
3.1. Construction du modèle.....	58
3.1.1 Définition globale.....	59
3.1.2 Géométrie et Physiques utilisées.....	61
3.1.3 Choix d'échantillon.....	62
II-Résultats et Interprétation.....	64
1/ résultats Matlab.....	64
a)signal généré	64
a) Image	68
2. Résultats COMSOL.....	70
2.1. Image d'interférence.....	70
2.2. Trajectoire du rayon.....	70
2.3. Signal OCT.....	71
III.Presentation de l'interface graphique	73
Conclusion	74
Conclusion général.....	75

INTRODUCTION GENERALE

Depuis une vingtaine d'années, l'utilisation de la lumière pour l'observation des milieux Biologiques est en pleine effervescence.

La relative innocuité de la lumière ainsi que ses interactions spécifiques avec la matière (réflexion, diffusion, absorption, émission, polarisation...) en font en effet un outil de choix pour visualiser, avec une bonne résolution et un faible impact, les structures des milieux biologiques. Une multitude de techniques a ainsi vu le jour, parmi lesquelles de nombreuses techniques de microscopie :

Microscopie de fluorescence.

Microscopie non linéaire.

Microscopie de très haute résolution : (*Optical Reconstruction Microscopy*)...

Dans l'univers de l'imagerie optique, la tomographie par cohérence optique est un monde à part entière. Cette technique d'imagerie basée sur l'interférométrie en lumière faiblement Cohérente, développée au début des années 90, ne cesse en effet de se développer, de se diversifier et de se spécialiser, trouvant sans cesse de nouvelles applications.

C'est dans le cadre de cette technique d'imagerie toujours en plein essor que s'insère notre projet, qui consiste à faire une reconstruction d'une coupe tomographique interne à partir d'un ensemble de profils émanant d'un interféromètre de Michelson.

Dans le premier chapitre nous allons détailler les interactions entre la lumière et les milieux optiques, et certaines propriétés physiques de la rétine pour valider le choix de la tomographie

par cohérence optique. A la fin du chapitre, nous allons présenter les applications de système d'OCT dans la médecine et dans les autres domaines.

Pour bien décrire les systèmes de tomographie par cohérence optique, nous allons entamer le second chapitre par un rappel du principe de l'interférométrie et de la notion de source à faible cohérence temporelle ainsi que l'intérêt de ces sources dans les instruments OCT. Nous allons développer ensuite le principe de l'OCT, les modes de fonctionnement de ces instruments et leurs performances.

Le dernière chapitre est dédié à la simulation et l'interprétation des résultats obtenus, Nous allons commencer par une discrétisation du signal OCT pour relier les équations du chapitre précédent à ceux que nous allons utiliser dans les phases de simulation.

Des résultats de simulation sont présentés et interprétés.

Introduction :

La recherche en imagerie biologique s'est tournée vers des méthodes. Les tissus biologiques présentent en effet des différences de propriétés optiques qui permettent d'obtenir un contraste optique. Les méthodes optiques permettent ainsi de réaliser des images non invasives, sans contact et avec une très bonne résolution spatiale. Dans ce chapitre la partie A détaille les interactions entre la lumière et les milieux optiques et partie B traite certaines propriétés physiques de la rétine pour valider le choix de la tomographie par cohérence optique.

A.1 Les interactions entre lumière et matière en optique:

Les interactions entre lumière et milieu diffusant, comme les tissus biologiques, sont un processus complexe qui dépend de la structure et de la composition du milieu. Lorsqu'ils sont éclairés, les tissus, peuvent absorber, réfléchir, diffuser ou transmettre la lumière (Figure 1.1).

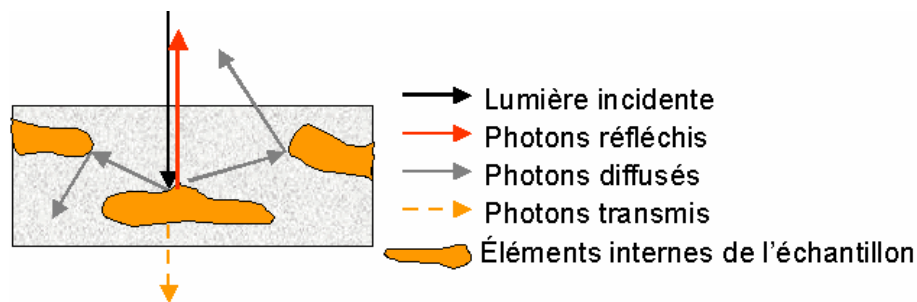


Figure 1.1. Les interactions entre matière et lumière prennent des formes multiples. Les photons peuvent être absorbés, transmis, réfléchis ou diffusés.

À la sortie d'un milieu diffusant éclairé par un faisceau incident, on distingue trois catégories de photons (Figure 1.2) :

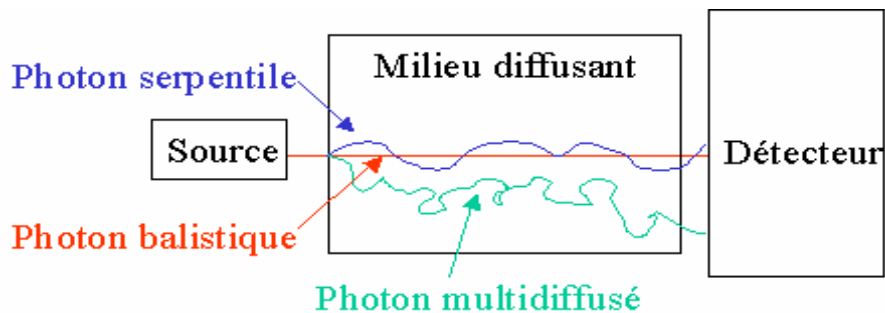


Figure 1.2. Distinction de trois types de photons suivant le nombre de diffusions subies lors de la traversée du milieu.

- Les photons balistiques ne subissent aucune diffusion ou absorption à la traversée du milieu. Ils obéissent au principe de Fermat : ils se propagent donc en ligne droite lorsque le milieu est homogène. Ils sont porteurs de l'information sur la structure et permettent de faire de l'imagerie classique car ils répondent aux lois de l'optique géométrique (Figure 1.3). Ce sont les premiers photons à sortir du milieu car ils parcourent le plus court chemin. Ils sont très peu nombreux.

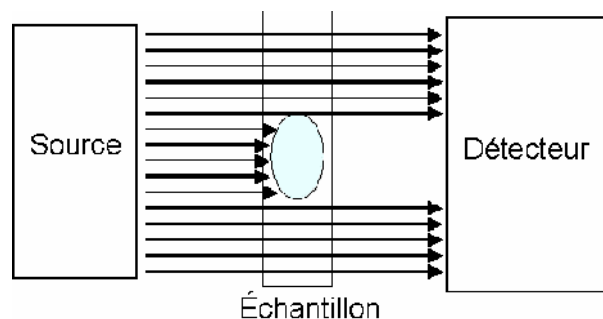


Figure 1.3. Les photons balistiques, ni déviés ni arrêtés par le milieu, permettent de former une image classique des structures de l'échantillon.

- Les photons serpentes, plus nombreux, subissent peu de diffusions et suivent un trajet à peu près droit dans le milieu. Ils sont donc peu décalés par rapport aux photons balistiques.

- Les photons multidiffusés, constituant la majorité des photons sortant du milieu, rencontrent de nombreux centres de diffusion et suivent des trajectoires aléatoires et non

en ligne droite dans le milieu. Cela empêche de réaliser de l'imagerie au sens classique car on ne distingue plus les structures traversées par les photons. Ils sortent du milieu à un endroit et à un temps aléatoires (Figure 4).

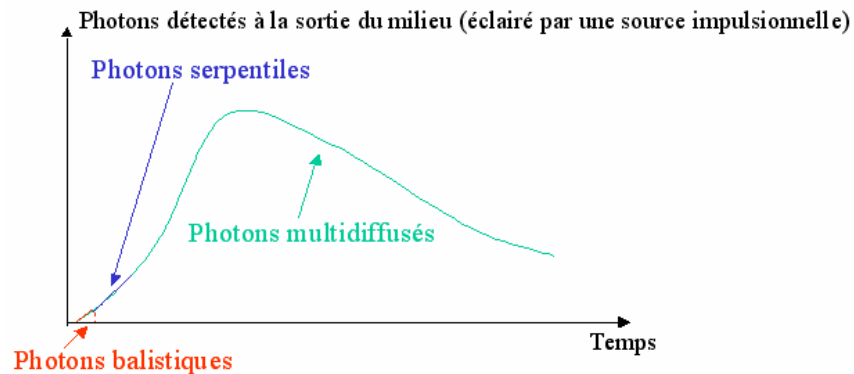


Figure 1.4. Les trois types de photons, définis en fonction du nombre de diffusions subies, diffèrent par le temps passé dans le milieu.

Deux types d'imagerie optique des milieux diffusants existent suivant les photons utilisés.

A.11. Techniques d'imagerie sélectionnant les photons balistiques :

Pour réaliser une image classique de l'objet, il faut sélectionner les photons balistiques et éliminer totalement les photons multidiffusés. Cependant, les photons balistiques sont très peu nombreux et leur nombre diminue au fur et à mesure de l'épaisseur traversée suivant une loi exponentielle. Ainsi le nombre de photons balistiques $N(x)$ après une épaisseur de milieu traversé x dépend de la nature de l'échantillon et vaut $N(x) = N_0 \exp(-\mu_{total} x)$ où N_0 est le nombre de photons incidents sur la surface de l'échantillon et μ_{total} est le coefficient d'extinction, qui exprime l'atténuation globale des photons balistiques due à la diffusion et à l'absorption. Dans les milieux assez diffusants comme les tissus biologiques, le nombre de photons balistiques diminue rapidement. Ainsi l'imagerie en transmission est limitée à des échantillons peu épais, qui présentent de plus une structure simple. En effet les structures ne doivent pas se cacher mutuellement. Pour les milieux complexes, il faut enregistrer plusieurs projections après avoir tourné l'échantillon afin de reconstruire la structure.

L'imagerie des milieux diffusants épais se fait donc de préférence en réflexion. Une image du milieu est obtenue en détectant uniquement les photons balistiques qui sont réfléchis (ou rétrodiffusés) une fois par un élément interne. Ceux-ci se déplacent en ligne droite et ne subissent pas d'absorption ou de diffusion sur leur parcours.

L'objectif est d'obtenir des images en coupe du milieu en détectant les photons rétro réfléchis par une couche précise dans l'échantillon. En réalisant une pile d'images à différentes profondeurs, on peut reconstruire la structure interne de l'échantillon (Figure 1.5).

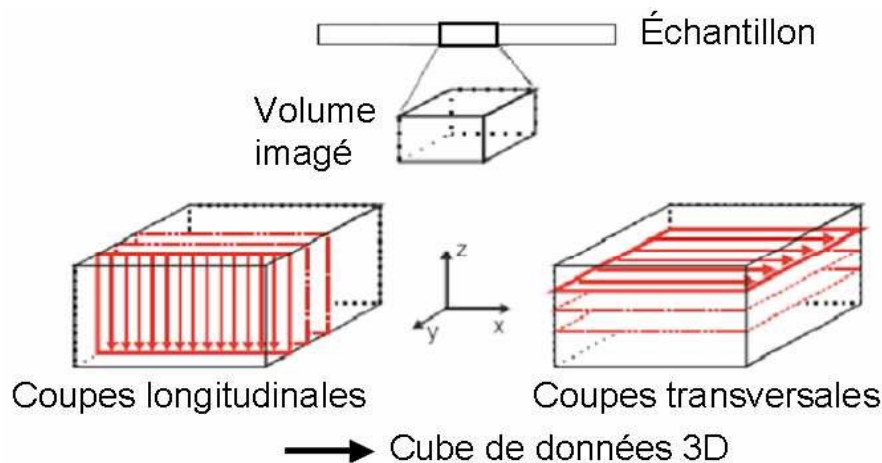


Figure 1.5. Acquérir une pile de coupes transversales ou dans l'épaisseur permet d'obtenir les informations structurales de l'échantillon en trois dimensions.

La sélection des photons balistiques rétro réfléchis peut se faire soit temporellement, soit spatialement. En effet, ces photons sont les premiers à sortir du milieu (Figure 4) et ils se propagent en suivant le principe de Fermat, en ligne droite dans un milieu homogène. La résolution, donnée par l'optique, est de l'ordre du micron. Afin de renforcer la détection des photons d'intérêt, certaines techniques enregistrent plus ou moins de photons serpentiles, ce qui permet de gagner en amplitude de signal mais entraîne une perte en résolution.

La sélection spatiale est réalisée par la microscopie confocale. Elle utilise deux trous conjugués afin de ne laisser passer que les photons provenant du plan focal dont on souhaite faire l'image. La lumière diffusée, provenant du reste de l'échantillon, est ainsi arrêtée par le diaphragme. Cette technique est très répandue en biologie et donne de bons résultats sur les tissus [1], en particulier avec la fluorescence résolution submicrométrique des éléments marqués avec des fluorochromes [2].

La sélection temporelle peut se faire de deux manières :

- En utilisant une source impulsionnelle très brève (laser femtoseconde) et une porte temporelle, les photons balistiques sont sélectionnés car ce sont les premiers à sortir du milieu (Figure 1.6). Plus la porte est étroite, meilleure est la résolution spatiale en profondeur mais plus le signal est faible (plus fine est la coupe optique). Cependant cette technique est rapidement limitée en profondeur dans les milieux diffusants et à structure complexe. Les photons diffusés par les couches supérieures de l'échantillon se mêlent aux photons balistiques d'intérêt réfléchis en profondeur. Cette technique est surtout utilisée pour imager une zone à travers un milieu diffusant et non pour réaliser une cartographie 3D du milieu [3].

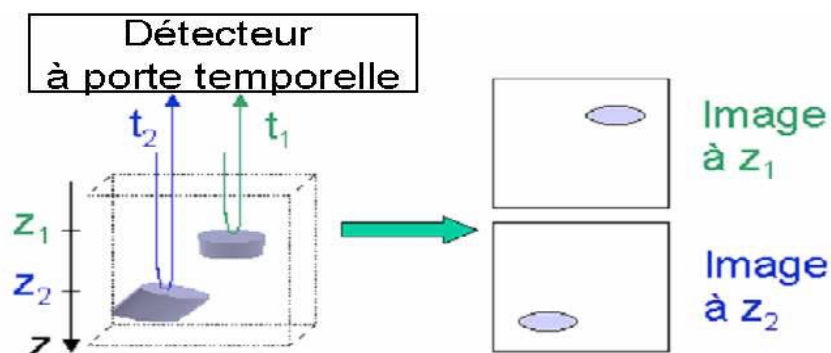


Figure 1.6. Principe de l'acquisition de coupes optiques à deux profondeurs différentes par sélection temporelle des photons balistiques.

- En utilisant une source de faible cohérence temporelle, les photons balistiques sont sélectionnés par interférométrie en fonction de leur temps de parcours dans le milieu. Les photons rétro réfléchis et diffusés par une même couche interne diffèrent en effet par leur différence de marche, qui est représentative de la longueur parcourue et du temps passé dans le milieu (Figure 1.7). Ainsi un photon rétro réfléché par un élément va passer moins de temps dans le milieu qu'un élément diffusé. La tomographie par cohérence optique est basée sur ce principe pour sélectionner les photons balistiques et éliminer les photons diffusés. Elle donne d'excellents résultats sur les tissus biologiques (Figure 1.8), permettant une résolution micrométrique et une profondeur de pénétration pouvant atteindre le millimètre [4].

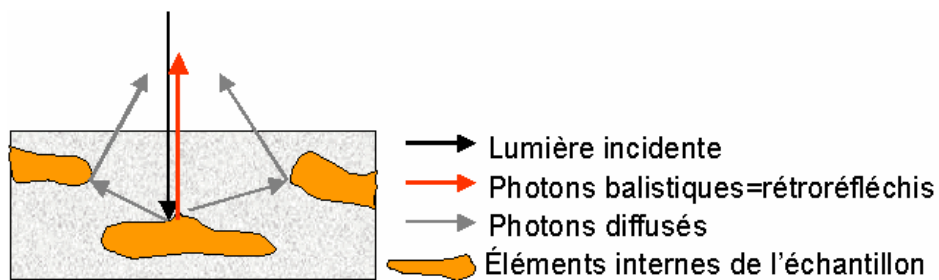


Figure 1.7. Les photons balistiques (réfléchi une fois) et les photons diffusés par un même élément diffèrent par la longueur parcourue dans le milieu avant de ressortir.

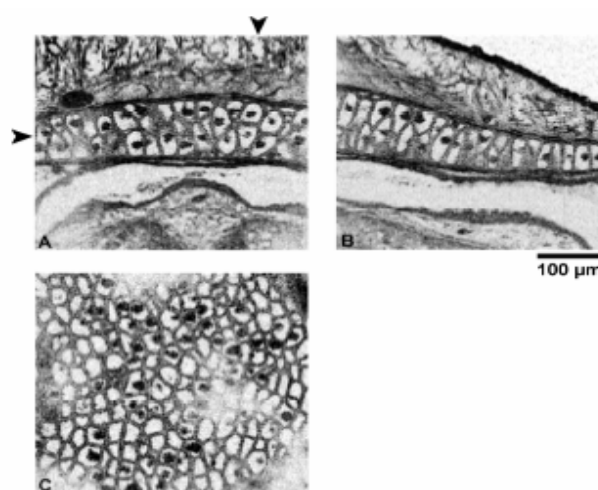


Figure 1.8. Coupes obtenues par tomographie par cohérence optique sur un têtard de grenouille. Les images A, B et C correspondent respectivement aux orientations XZ, YZ et XY. Les flèches sur l'image A indiquent les positions des coupes XY et YZ [5].

A.1.2 Techniques d'imagerie sélectionnant les photons multidiffusés

Si la profondeur de pénétration doit être importante (comme pour l'imagerie du cerveau ou du sein), les photons balistiques deviennent trop peu nombreux, on utilise alors les photons multidiffusés. Ceux-ci ne permettent pas de réaliser directement une image mais peuvent aider à reconstruire l'objet. En effet, les photons multidiffusés dans le milieu suivent des trajectoires complexes prévues par l'équation de diffusion, que l'on cherche alors à inverser pour reconstruire la structure de l'échantillon. La résolution spatiale est seulement de l'ordre du centimètre. Afin d'améliorer celle-ci, on peut marquer les photons par une onde acoustique [6]. La résolution est alors de l'ordre du millimètre.

Les techniques avec photons multidiffusés sont complexes car il faut maîtriser le parcours des photons dans le milieu afin de déterminer des modèles de diffusion et résoudre le problème inverse. Cela devient très difficile dans les milieux de structure complexe où la diffusion est mal maîtrisée. Ainsi ces techniques sont surtout utilisées pour obtenir l'image d'une surface à travers un milieu diffusant homogène (et non pour imager le milieu diffusant lui-même) ou pour localiser des zones précises présentant des propriétés différentes du milieu environnant, comme des tumeurs.

A.2 Technique applicable a la rétine :

La tomographie par cohérence optique (notée OCT, acronyme de Optical Coherence Tomography), est potentiellement transférable à la rétine_ cette dernière paraît être la plus prometteuse. En effet, cette technique non destructive présente une résolution micrométrique et une profondeur d'imagerie importante grâce au marquage par interférométrie des photons balistiques. Elle donne ainsi de meilleurs résultats que la microscopie confocale en pénétrant plus loin dans les tissus biologiques (Figure 1.9 et Figure 1.10). Elle pourrait ainsi pallier la limite de profondeur de la microscopie confocale

appliquée aux tissus biologiques. De plus, la tomographie par cohérence optique peut être mise en œuvre avec des sources continues. Au contraire, la sélection temporelle demande des sources laser de pulsation très courte et cette technique risque de souffrir d'une faible profondeur d'imagerie au vu de la forte diffusion dans l'œil. Enfin, l'imagerie par photons multidiffusés ne présente pas la résolution micrométrique nécessaire et serait difficile à mettre en œuvre du fait de la structure complexe de la rétine et du manque de modèles précis de diffusion de la lumière.

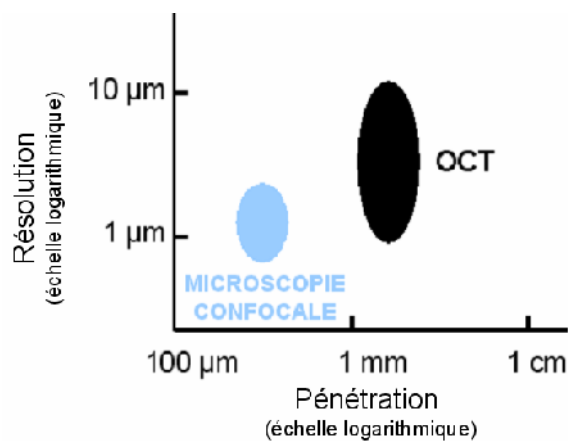


Figure 1. 9. Résolution et profondeur d'imagerie en biologie pour la microscopie confocale et la tomographie par cohérence optique.

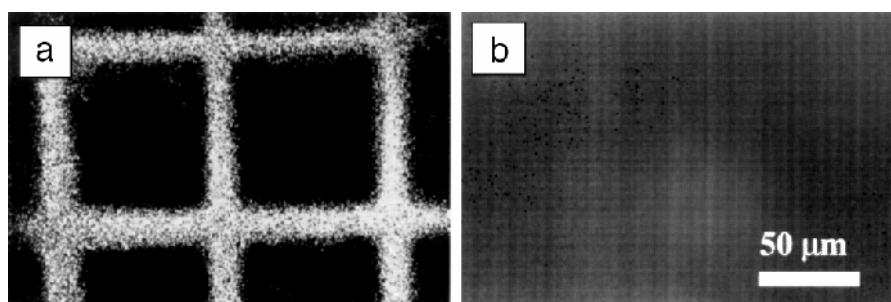


Figure 1.10. Comparaison dans un milieu diffusant de la tomographie par cohérence optique (a) et de la microscopie confocale (b). Une grille métallique est imagée à travers une suspension de sphères de polystyrène. Seule la tomographie par cohérence optique permet de détecter la grille

B. Étude des propriétés optiques de la rétine :

Dans cette partie on va discuter des propriétés physique de l'œil humain, basant sur les éléments qui nous aident a modéliser un échantillon le plus proche possible a une œil réel.

B.1. Anatomie et physiologie de l'œil humain :

L'œil est une sphère d'environ 25 mm de diamètre. C'est un organe mobile contenu dans une cavité appelée globe oculaire, qui lui empêche tout Mouvement de translation (avant-arrière), mais qui lui permet la rotation grâce à des muscles permettant d'orienter le regard dans une infinité de directions. C'est ce qu'on appelle le champ visuel, qui peut atteindre 200°. La puissance de l'œil est égale à 59 dioptries.

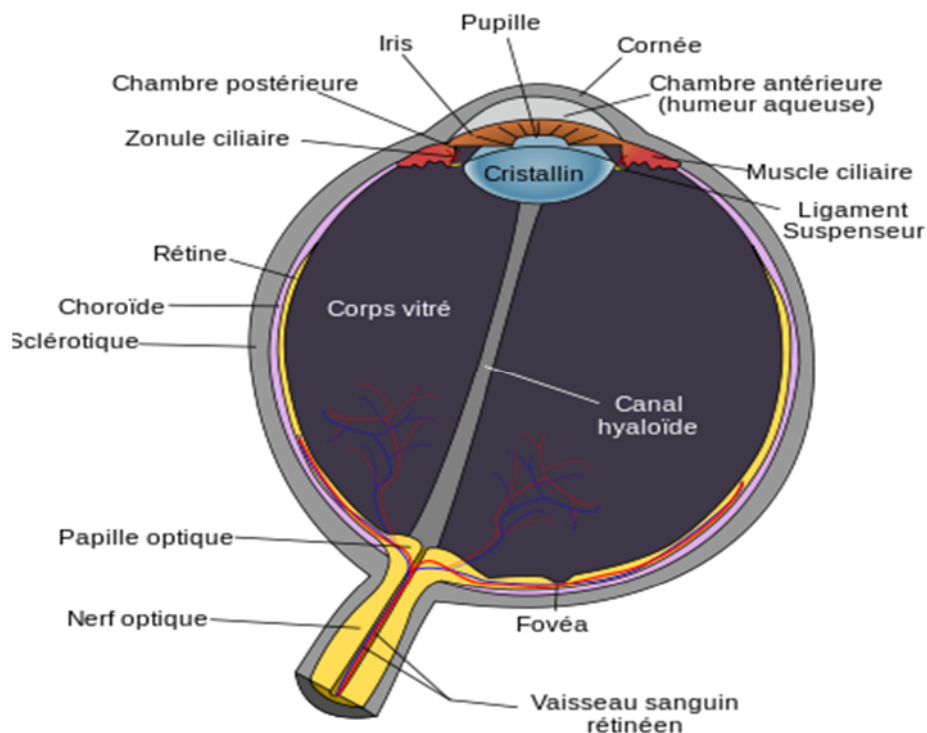


Figure 1.11 : L'œil humain

L'œil est constitué d'un globe oculaire environ 2,5 cm de diamètre et pèse environ 8 grammes, comportant :

- La cornée : C'est le prolongement plus bombé de la sclérotique. La frontière sclérotique-cornée s'appelle le limbe. La cornée très sensible et transparente. Son rayon de courbure avant est de 7,8 mm. Le rayon de courbure de la face arrière est de 6,8 mm, elle a une épaisseur variable, plus mince au centre 0,45 mm.
- Le cristallin : C'est une lentille transparente biconvexe. Il est vascularisé. Sa courbure peut varier, d'où variation de sa puissance. C'est l'accommodation. Le cristallin se bombe, il augmente sa puissance. Son indice $n = 1,42$, sa puissance est de 16 dioptries.
- L'humeur Aqueuse : Elle est produite par les procès ciliaires. Elle passe de la chambre postérieure vers la chambre antérieure. Son rôle est surtout nourricier (endothélium cornéen et iris), réparateur, régulateur de la pression intraoculaire, ainsi que du maintien de la forme de l'œil. La pression normale de l'œil pour des sujets de moins de 40 ans est de 13-19 mm. Chez les sujets de plus de 40 ans, elle est de 16-23 mm.
- la rétine :

La rétine est l'organe sensible de la vision. D'origine diencephalique, c'est une mince membrane pluristratifiée d'environ 0,5 mm d'épaisseur couvrant environ 75 % de la face interne du globe oculaire et intercalée entre l'humeur vitrée et l'épithélium pigmentaire sous-choroïdal. Sa partie sensible à la lumière se compose de photorécepteurs, qui captent les signaux lumineux (photons) et les transforment en signaux électrochimiques. Elle se compose aussi de neurones qui à leur tour intègrent ces signaux chimiques

(neurotransmetteurs) en signaux électriques à l'origine de potentiels d'action mais aussi de cellules gliales.

Zones particulières de la rétine :

- La macula : région centrale de la rétine, située proche de l'axe optique.
- La fovéa : région centrale de la macula où se concentrent les cônes. Cette région forme une petite dépression au centre de la rétine, où l'acuité visuelle est à son maximum. Les champs récepteurs des cônes se trouvent au centre du champ visuel.
- La papille : région d'émergence du nerf optique et dépourvue de photorécepteurs.

Morphologie de la rétine :

La physiologie de la rétine montre une grande diversité dans le règne animal qui s'explique par les différentes fonctions que cet organe doit accomplir.

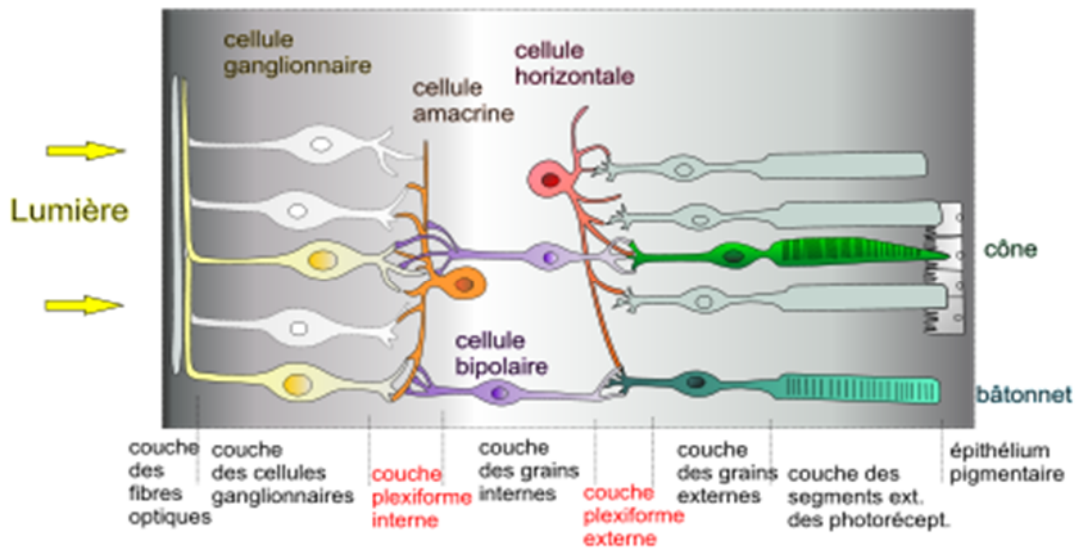


Figure 1.12 : Structure de la rétine

la rétine

1. *la couche monostratifiée des cellules photoréceptrices* glutaminergiques (les cônes au sein de la fovéa, ou les bâtonnets plus en périphérie), apposée sur l'épithélium pigmentaire sous la choroïde,
2. *la couche plexiforme externe* formée des cellules horizontales de type H1 et H2,
3. *la couche nucléaire interne* (ou couche des grains internes) formée des cellules bipolaires GABAergiques et glycinergiques, de plusieurs types :
 - les cellules bipolaires périphériques, spécifiques des bâtonnets, et
 - les cellules bipolaires centrales, spécifiques des cônes, lesquelles comptent au moins les sous-classes suivantes : géantes, diffuses, *midget* et S-cône,
4. *la couche plexiforme interne* formée des cellules amacrines,
5. *la couche des cellules ganglionnaires* (plus d'une vingtaine de types) dont les axones (~1,25 million) se connectent de façon excentrée au niveau de la papille optique (comprenant moins de couches et dépourvue de cellules photosensibles) pour donner le nerf optique.

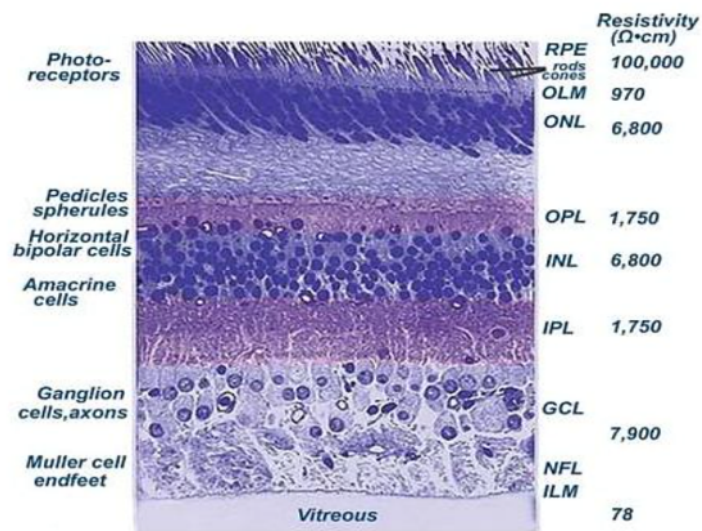


Figure 1. 13 : la structure en couche de la rétine humaine et les cellules rétiniennes neuronales avec leur résistivité.

Nous avons présenté quelques cellules rétiniennes, les bâtonnets et les cônes à cause de leur relation directe avec notre étude et paramètres d'expérience.

a) Bâtonnets :

Les bâtonnets (ou « cellule en bâtonnet ») sont des cellules réceptrices, photosensibles de la rétine qui transforment le flux électromagnétique de la lumière dans le spectre visible en signal bioélectrique. Les bâtonnets sont également les récepteurs qui sont associés à la détection des mouvements par le cortex visuel. Chaque rétine compte en moyenne 92^2 à 100^3 millions de bâtonnets, avec des valeurs rencontrées pouvant aller de 47^4 à 107^5 millions par rétine. Ils en constituent près de 95 % des cellules photoréceptrices. Leur densité est maximale en périphérie de la rétine et décroît en direction de la fovéa où elle est nulle.

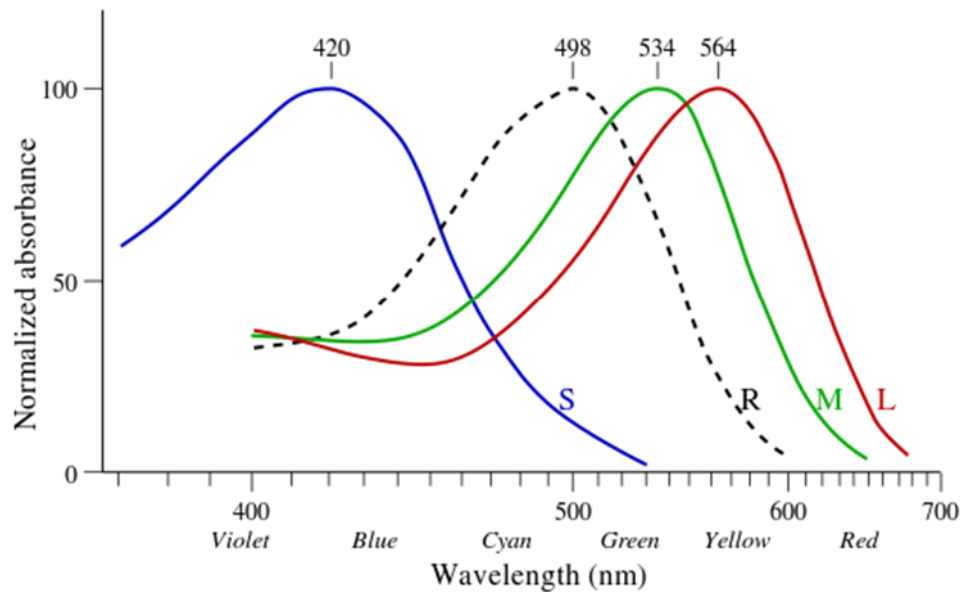


Figure 1.14: Courbes d'absorbance des cônes et des bâtonnets pour l'Homme.

b. Les cônes :

Les **cônes** sont des photorécepteurs situés au fond de l'œil, transformant le signal électromagnétique de la lumière en signal nerveux permettant la vision diurne. Les cônes sont entre 3^1 et 4^2 millions par œil chez l'Homme. Ils ne représentent que 5 % du total des photorécepteurs et sont principalement concentrés sur la fovéa, au centre de la rétine.

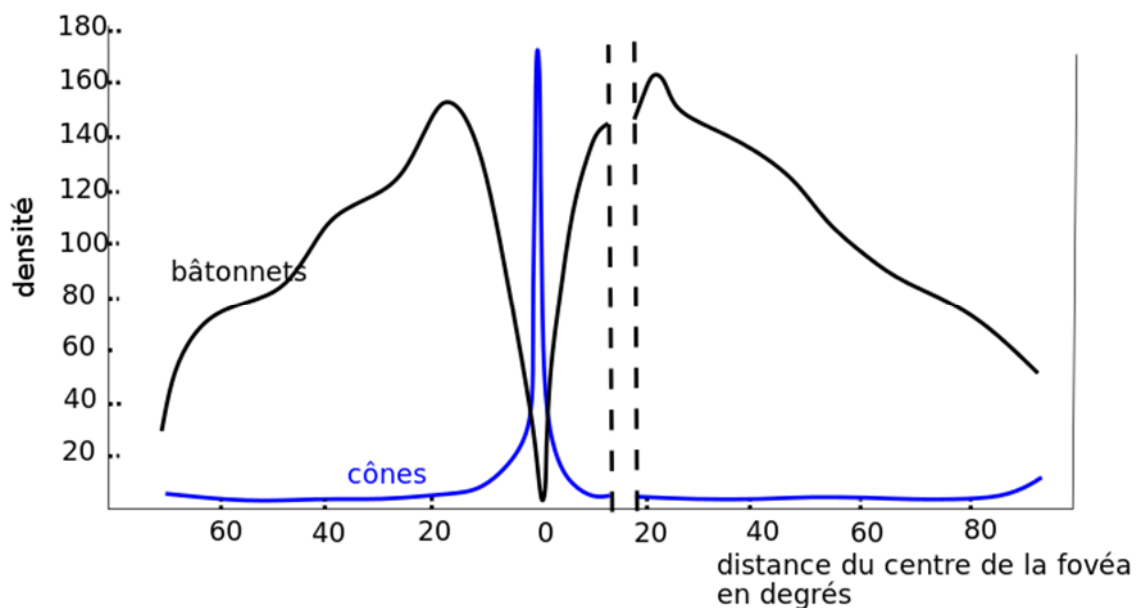
L'homme perçoit une immense variété de couleurs différentes pourtant il ne possède que trois types de cônes ayant une sensibilité plus grande à certaines radiations de longueurs d'onde comprises entre 400 et 700 nm: les cônes (B) sensibles aux radiations de basses longueurs d'ondes ou cônes cyanolabes (437 nm), les cônes (V) sensibles aux radiations de moyennes longueurs d'ondes ou cônes chlorolabes (533 nm), et les cônes (R) sensibles aux radiations de grandes longueurs d'ondes ou cônes érytholabes (564 nm) (ces derniers réagissant d'ailleurs principalement aux radiations provoquant la sensation **jaune** .

Chaque type de cônes est sensible à des radiations appartenant à un domaine étendu de longueur d'onde, dans la mesure où sa réponse ne fait que refléter le nombre de photons qu'il capte, indépendamment de leur longueur d'onde (le cône rouge capte aussi bien des photons verts de 500 nm, jaunes de 560 nm ou rouges de 650 nm). Un photorécepteur n'est qu'un « compteur de photons », suivant la formule de Michel Imbert⁶, chaque photon absorbé par le pigment produit le même effet. La longueur d'onde n'intervient qu'au niveau de la probabilité d'absorption suivant la sensibilité spectrale du pigment. La perception des couleurs n'est possible qu'au niveau central par comparaison des signaux issus de deux classes de cônes.

Figure 1.15 : Densité des cônes en bleu et des bâtonnets en noir (en milliers par mm²) par rapport à la distance au centre de la fovéa (en degrés).

zone entre pointillés est la papille optique, ou point aveugle, sans photorécepteurs.

la fonction des cônes est de convertir l'énergie lumineuse en variation du potentiel électrique de



membrane. Cette transduction du signal se fait dans les disques du segment externe grâce à un pigment nommé iodopsine, molécule composée d'une protéine de la classe des opsines et de retienne, la lumière qui éclaire un cône ne produit pas sa dépolarisation mais son hyperpolarisation. À l'obscurité, le cône est dépolarisé⁴, avec un potentiel de membrane d'environ -40 mV. Lorsque l'intensité lumineuse augmente, le potentiel de membrane est de plus en plus négatif, jusqu'à atteindre la saturation à -65 mV.

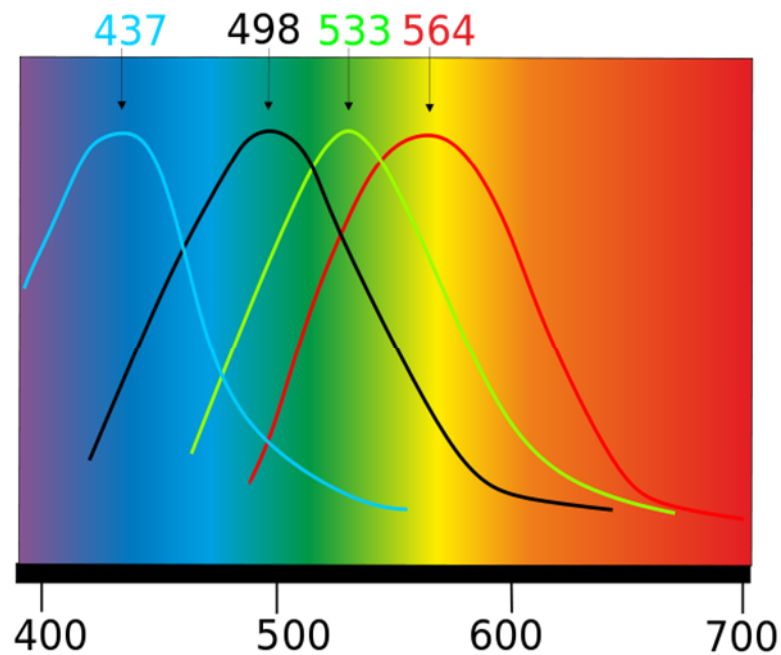


Figure 1.16 : Spectre d'absorption des pigments photosensibles de la rétine humaine, longueur d'onde en nanomètres (nm). Les courbes en couleur concernent les trois types d'iodopsines de cônes, la courbe noire la rhodopsine des bâtonnets.

C-Application de la tomographie par cohérence optique :

C.1. Tomographie par cohérence optique en ophtalmologie :

L'ophtalmologie demeure le domaine d'applications privilégié de la tomographie par cohérence optique. Les principales raisons de cet engouement sont :

- la transmission élevée du milieu oculaire, qui permet d'atteindre des profondeurs de pénétration de l'ordre du millimètre,

- la sensibilité interférométrique et la résolution spatiale micrométrique de la technique d'OCT, qui permettent de résoudre la plupart des structures d'intérêt de l'oeil,

- l'indépendance de la résolution axiale avec l'ouverture numérique du faisceau sonde, qui permet d'imager les structures de l'oeil, notamment la rétine, avec une résolution axiale élevée bien que l'ouverture numérique soit très limitée par la taille de la pupille de l'oeil.

Pour ces raisons, l'utilisation d'instruments commerciaux d'OCT est devenue monnaie

courante, au même titre que les techniques traditionnelles lors d'un examen ophtalmologique (citons entre autres les dispositifs Cirrus OCT et Stratus OCT de Zeiss® et le dispositif SS OCT de Thorlabs®). L'instrument commercialisé par Carl Zeiss Meditec, le Cirrus HD OCT® (dispositif de FD OCT), permet ainsi de réaliser des coupes tomographiques *in vivo* avec une résolution d'environ 5 μm (cf. Figure 2.) et une vitesse d'acquisition de 25000 A scan/s. Cette vitesse d'acquisition très élevée permet de réaliser facilement des examens cliniques *in vivo*, cependant la résolution doit être sensiblement améliorée afin de détecter certaines maladies pathologiques touchant les structures intrarétiniennes non résolues avec 5 μm .



Figure 1.17 :Instrument commercial Cirrus HD OCT® de Carl Zeiss Meditec.

C.2.Applications dans le domaine non médical :

L'interférométrie en lumière faiblement cohérente a trouvé depuis de nombreuses années des applications dans le domaine industriel, et plus particulièrement dans la caractérisation des états de surface et des épaisseurs de matériaux divers et la mesure de déplacements.

L'OCT permet de la même façon une évaluation non destructive de la porosité et de l'état de surface général de matériaux polymères composites [63], ainsi que des peintures et vernis

Utilisés dans les œuvres d'art, nécessaire à une restauration et conservation du patrimoine

Efficace.

Conclusion:

A la fin de ce chapitre, nous sommes capables de différencier les différents phénomènes d'interaction entre lumière et milieux optiques, les propriétés physiques de la rétine sont définies pour valider le choix de la technique d'OCT, cette dernière est présentée dans le chapitre qui suit.

Introduction :

L'OCT est basée sur une technique d'interférométrie qui implique l'utilisation de sources de faible cohérence temporelle. Elle est en fait l'extension d'une autre technique d'imagerie du tissu biologique LCI (low time-coherence interferometry).

L'OCT en revanche fournit des images bidimensionnelles de l'échantillon étudié par l'addition d'un dispositif déplaçant latéralement l'échantillon ou balayant le faisceau lumineux. On accède ainsi à des reconstructions d'images 2D ou 3D.

Pour bien décrire les systèmes de tomographie optique de cohérence, nous allons entamer ce chapitre par un rappel du principe de l'interférométrie et de la notion de source à faible cohérence temporelle ainsi que l'intérêt de ces sources dans les instruments OCT. Nous allons développer ensuite le principe de l'OCT, les modes de fonctionnement de ces instruments et leurs performances.

1. Interférence a faible cohérence optique :

1.1 L'interférométrie :

L'interférométrie est une technologie relativement complexe. On dit que deux ondes (ou plusieurs) interfèrent lorsque l'intensité lumineuse résultant de leur superposition en point M de l'espace est différente de la somme de leurs intensités. Les lasers sont des sources de lumière très cohérente, alors que les sources naturelles sont incohérentes.

1.2 Cohérence temporelle

Il existe différents types de cohérences (spatiale, temporelle). La cohérence temporelle correspond à la durée pendant laquelle l'onde lumineuse émise depuis un point source conserve ses caractéristiques (longueur d'onde, phase).

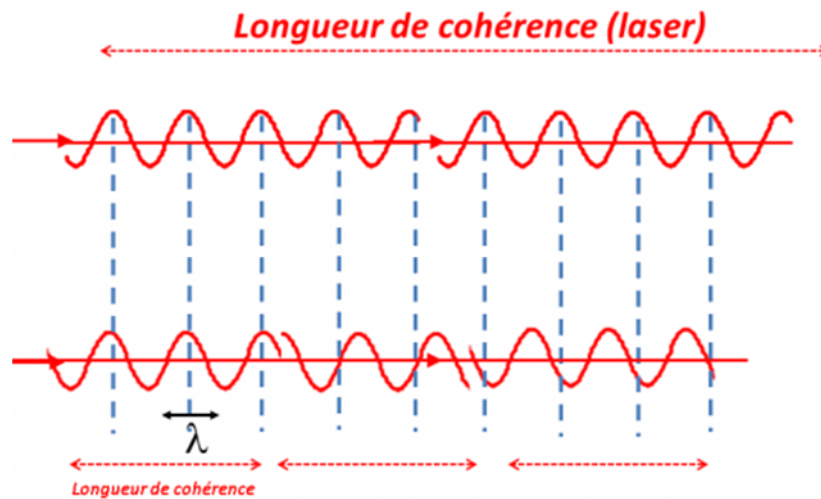


Figure 2.1: longueur de cohérence d'un laser

1.3 Cohérence spatiale :

Les ondes ont également une cohérence spatiale ; c'est la capacité de chacun des points du front d'onde à interférer avec n'importe quel autre point. En effet, si la source est étendue, il y aura addition d'ondes incohérentes émises par chaque point source, ce qui peut brouiller les

$l_s = \lambda D / \Delta S$ interférences. L'expérience des fentes de Young repose sur la cohérence spatiale du faisceau illuminant les deux fentes : si le faisceau avait été incohérent spatialement, par exemple si la lumière solaire n'était pas passée à travers une première fente, alors aucune frange d'interférence ne serait apparue. La largeur de cohérence de la source donne la taille maximale permise pour qu'il y ait interférences. Dans le cas des fentes de Young, la largeur de cohérence est (λ est la longueur d'onde de la source, ΔS la largeur de la distribution spatiale d'intensité et D la distance où l'on se place) : la largeur de cohérence dépend donc à la fois de caractéristiques intrinsèques à la source (λ et ΔS) et de la distance à laquelle on se trouve : plus on s'éloigne, plus la source se rapproche d'une source ponctuelle.

1.5 Conditions d'interférence :

De manière générale deux sources lumineuses quelconques éclairant une région de l'espace ne permettent pas l'observation de figures d'interférences. Ces sources doivent répondre nécessairement à certaines conditions pour générer des franges observables.

Les deux sources doivent avoir :

- La même fréquence

Tous les types d'ondes sont sujets aux interférences : ondes électromagnétiques, mécaniques, lumineuses, Cependant, les interférences ne se manifestent pas n'importe quand avec n'importe quelles ondes.

Les interférences au sens propre du terme se produisent pour des ondes de **même fréquence**.

Les motifs d'interférence proviennent alors du **déphasage des ondes**.

- En effet, suivant la configuration La même direction de propagation ou sensiblement
- La même direction de vibration afin que les grandeurs vectorielles puissent être pratiquement considérées comme portées par un même axe et s'ajouter algébriquement.

L'émission d'un train d'ondes lumineuses a une durée très courte (elle est de l'ordre de la nanoseconde) par rapport au temps de réponse des récepteurs optiques

, les contributions des ondes peuvent :

- s'ajouter ; on parle alors d'*interférence constructive*
- s'annuler ; on parle alors d'*interférence destructive*

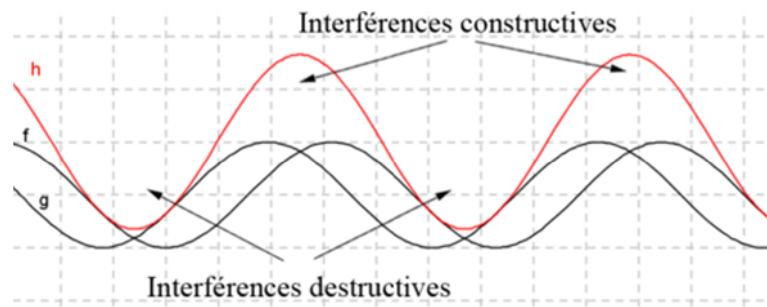


Figure 3.2 : les types d'interférence.

1.5.1 L'interférence constructive et destructive :

Il y a interférence en un point de l'espace si deux ondes s'y superposent : en ce point les amplitudes des deux ondes s'additionnent, Le déphasage entre deux ondes sinusoïdales en un point donné de l'espace permet de prévoir si elles interfèrent de manière constructive ou destructive.

Lorsque deux ondes interfèrent en un point P de l'espace le déphasage $\Delta\phi$ entre ces dernières est donné par la relation

$$\Delta\phi = 2\pi \times (t_2 - t_1) / T \quad \text{où}$$

t_1 est le retard de la première onde au point P (en seconde)

t_2 est le retard de la seconde onde au point P (en seconde)

T est la période commune aux deux ondes (en seconde)

$\Delta\phi$ est le déphasage (en radian)

1.5.1. a. Interférences constructives

On dit qu'une interférence est constructive si elle correspond à la superposition de deux ondes ayant une amplitude maximale. Pour deux ondes lumineuses monochromatiques les interférences constructives correspondent à une intensité lumineuse maximale.

Une interférence constructive est obtenue dans le cas d'un déphasage égale à un multiple pair de pi, ce qui peut se traduire par la relation $\Delta\phi = 2m\pi$ où m est un nombre entier.

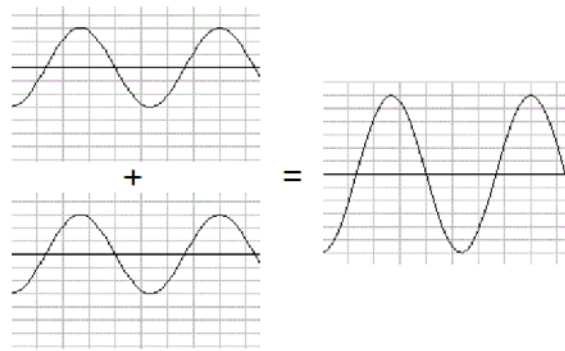


Figure 3.3.a : somme de deux signaux

1.5.1. b. Interférences destructives

On dit qu'une interférence est destructive si elle correspond à la superposition de deux ondes ayant une valeur minimale. Pour deux ondes lumineuses monochromatiques les interférences destructives correspondent à une intensité lumineuse minimale voir nulle.

Une interférence destructive est obtenue dans le cas d'un déphasage égale à un multiple impair de pi, ce qui peut se traduire par la relation $\Delta\phi = (2m+1)\pi$ où m est un nombre entier.

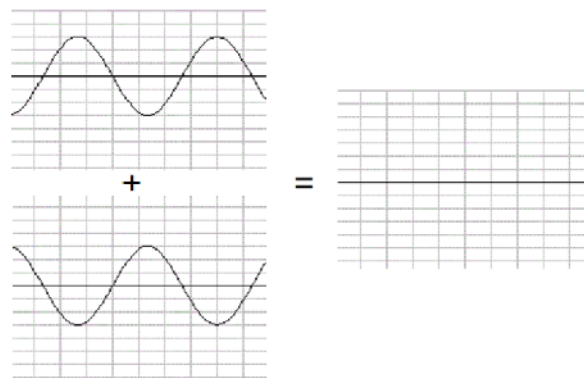


Figure 3.3.b

- le cas où les ondes sont *en phase*. L'amplitude résultante est le double de l'amplitude de départ (à gauche sur la figure ci-dessous).
- le cas où les ondes sont *en opposition de phase*. L'amplitude résultante est nulle (à droite sur la figure).

Les conditions sur les ondes pour obtenir des interférences étant difficiles à obtenir dans la réalité avec deux sources différentes, on utilise en pratique une seule « source principale » à partir de laquelle on va créer les « sources secondaires » qui vont produire les ondes qui vont entrer en interférence.

Cette idée a donné naissance à deux grands principes pour la création d'interférences :

- Interférences par **division du front d'onde**
- Interférences par **division d'amplitude**

2. Principe de la tomographie par cohérence optique

La tomographie par cohérence optique est une technique d'imagerie mise au point en 1991 pour le domaine biologique à l'institut de technologie de Massachusetts (MIT) [8]. Basée sur l'interférométrie à faible cohérence temporelle, elle permet d'acquérir des images en coupes à l'intérieur de milieux diffusants et de reconstruire ainsi leur structure tridimensionnelle. L'imagerie des échantillons se fait sans contact avec le milieu, de façon non intrusive et non destructive. Elle est basée sur le même principe que l'échographie en remplaçant les ultrasons par de la lumière : l'échantillon est illuminé et les échos qui reviennent sont enregistrés. Ces « échos » sont créés par les réflexions ou les rétrodiffusions de la lumière incidente par les structures de l'objet. La tomographie par cohérence optique est ainsi basée sur le contraste optique donné par les inhomogénéités d'indices de réfraction des différents éléments du milieu. Le principe de l'OCT est donc d'éliminer les photons multidiffusés et de détecter les photons balistiques, qui sont rétro réfléchis par les structures et qui ne subissent aucune diffusion dans le milieu. Ces photons permettent de faire une image au sens classique du terme (comme lorsque l'on regarde son image réfléchi dans un miroir).

L'OCT mesure l'amplitude de la lumière rétrodiffusée par les structures internes de l'échantillon à une profondeur donnée. Cependant, la vitesse de la lumière étant bien supérieure à celle du son, le temps de parcours est trop rapide pour être mesuré directement comme pour l'échographie. Pour détecter les photons balistiques, on a alors recours à une mesure par corrélation grâce à un montage interférométrique. L'OCT est basée sur l'interférométrie à faible cohérence temporelle qui permet d'obtenir une grande résolution axiale dans la profondeur de l'échantillon, grâce à l'enveloppe étroite des franges d'interférence.

Le schéma de principe d'un montage d'OCT basé sur un interféromètre de Michelson est présenté Figure 16. Ce montage est composé de deux bras : le premier contient le milieu diffusant à imager et le second contient un miroir de référence. Les longueurs optiques des bras L_{ref} et $L_{éch}$ sont définies respectivement par les distances lame/miroir d'une part et lame/structure d'autre part, multipliées par les indices de réfraction des milieux traversés. La différence de marche, modulant les franges, est égale à la différence optique entre les deux bras de l'interféromètre $L_{ref} + L_{éch}$. Le faisceau issu d'une source à faible cohérence temporelle est divisé par une lame séparatrice vers les deux bras de l'interféromètre. Un détecteur (en général une photodiode) est placé en sortie.

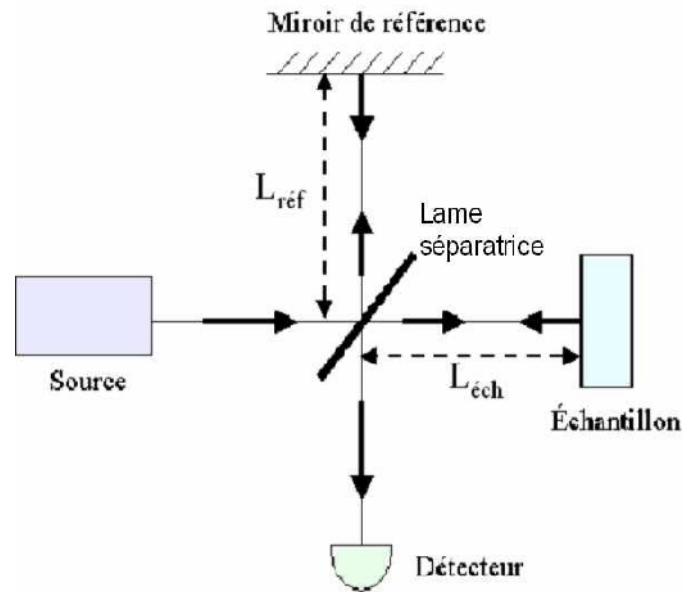


Figure 2.4. Schéma de principe d'un montage interférométrique d'OCT de type Michelson.

Le faisceau incident est rétro-réfléchi avec différents retards, suivant la profondeur des couches du matériau. Après la lame séparatrice, la lumière réfléchie par le miroir de référence est recombinaison des deux faisceaux se fait de façon constructive et mène à un signal interférentiel lorsque la différence de marche est inférieure à la longueur de cohérence de la source (la structure imagée se trouve à la même distance de la lame séparatrice que le miroir de référence). Ces interférences sont détectées par le capteur en sortie de l'interféromètre.

2.1. Interférométrie en lumière monochromatique :

Le champ électrique E d'une onde lumineuse monochromatique en notation complexe est donné par :

$$E = A \exp(j(\Phi - 2\pi\nu_0 t)) \quad (1)$$

Où A est l'amplitude, Φ la phase et ν_0 la fréquence de l'onde.

Dans le cas d'ondes lumineuses de même polarisation ou de directions de propagation voisines, le caractère vectoriel des champs peut être ignoré et l'approximation scalaire est valable. Lorsque deux

ondes de même fréquence ν_0 se superposent, alors leurs champs s'ajoutent. Le champ total résultant vaut donc :

$$E_{total} = E_1 + E_2 = [A_1 \exp(j\Phi_1) + A_2 \exp(j\Phi_2)] \exp(-j2\pi\nu_0 t) \quad (2)$$

En optique, les détecteurs sont sensibles à la puissance rayonnée de l'onde lumineuse, proportionnelle au module carré du champ électrique. De plus, leur temps d'intégration est bien plus long que la période de l'onde lumineuse. Le signal est donc moyenné sur un grand nombre de périodes. Ainsi le détecteur est sensible à l'intensité I définie par :

$$I = |E_{total}|^2 \quad (3)$$

Où $|E_{total}|^2$ est la moyenne temporelle sur le temps d'intégration du détecteur.

-Le signal détecté vaut ainsi :

$$I = E_{total} \cdot E_{total}^* = (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2)^* = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2\text{Re}(E_1^* \cdot E_2) \quad (4)$$

où $*$ représente le complexe conjugué et (Re) la partie réelle d'un nombre complexe.

-l'intensité détectée est donc de la forme suivante :

$$I = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2\text{Re}(A_1^* \cdot A_2 \exp(j(\Phi_2 - \Phi_1))) \quad (5)$$

En posant $I_1 = |A_1|^2$ et $I_2 = |A_2|^2$, l'intensité détectée I vaut :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\Phi_2 - \Phi_1) \quad (6)$$

Les deux premiers termes I_1 et I_2 sont les intensités lumineuses de chacune des deux ondes séparément. L'éclairement résultant de leur superposition n'est donc pas uniquement la somme de leur contribution. Le dernier terme, mixte, mesure la corrélation entre les deux ondes. Il contient la

modulation de l'intensité, correspondant à un phénomène d'interférence proportionnel à la corrélation entre les deux champs. Ainsi, lorsque les deux faisceaux sont superposés, ils se combinent et interfèrent pour créer une figure d'interférence, différente de la simple somme des intensités des deux faisceaux.

La figure d'interférence I , obtenue par superposition des deux ondes, est directement reliée à la différence $\Phi_2 - \Phi_1$ entre les phases des deux ondes. Le tracé de I en fonction de $\Phi_2 - \Phi_1$ est appelée interférogramme (Figure 2.5).

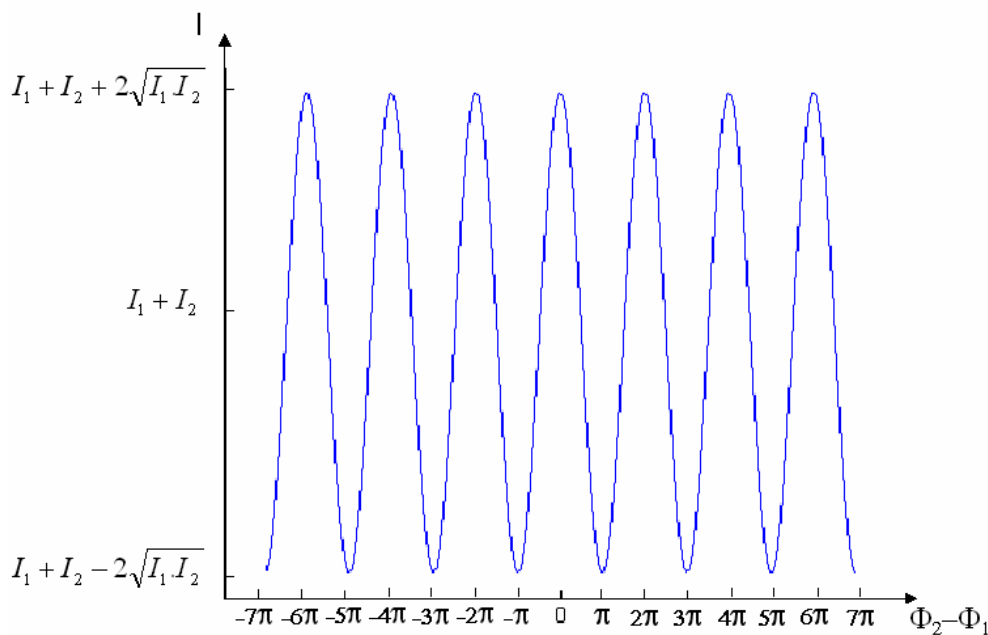


Figure 2.5. Interférogramme en lumière monochromatique. L'intensité résultant de la superposition de deux ondes est fonction de la différence de leurs phases.

Pour une onde plane se propageant dans la direction suivant z , la phase en un point de l'espace vaut:

$$= \frac{2\pi}{\lambda_0} z + \varphi_0 \tag{7}$$

Ou $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ est la longueur d'onde (avec c la vitesse de la lumière et ν_0 la fréquence de l'onde), z la distance qu'a parcourue l'onde pour atteindre ce point φ_0 la phase à l'origine de l'onde.

Dans un montage interférométrique, les deux ondes planes, se propageant dans la même direction suivant z , sont issues de la même source. Elles ont donc la même phase à l'origine φ_0 . La différence entre les deux phases vaut ainsi :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}(z_1 - z_2) \quad (8)$$

Le terme $z_1 - z_2$ est appelé différence de marche et se note usuellement.

- L'intensité détectée vaut donc en fonction de la différence de marche δ :

$$I(\delta) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \delta\right) \quad (10)$$

Les franges d'interférence en lumière monochromatique sont visibles pour n'importe quelle différence de marche (périodicité du cosinus). La période des franges, l'interfrange, est directement lié à la longueur d'onde de la source et vaut $i = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ (Figure 2.6).

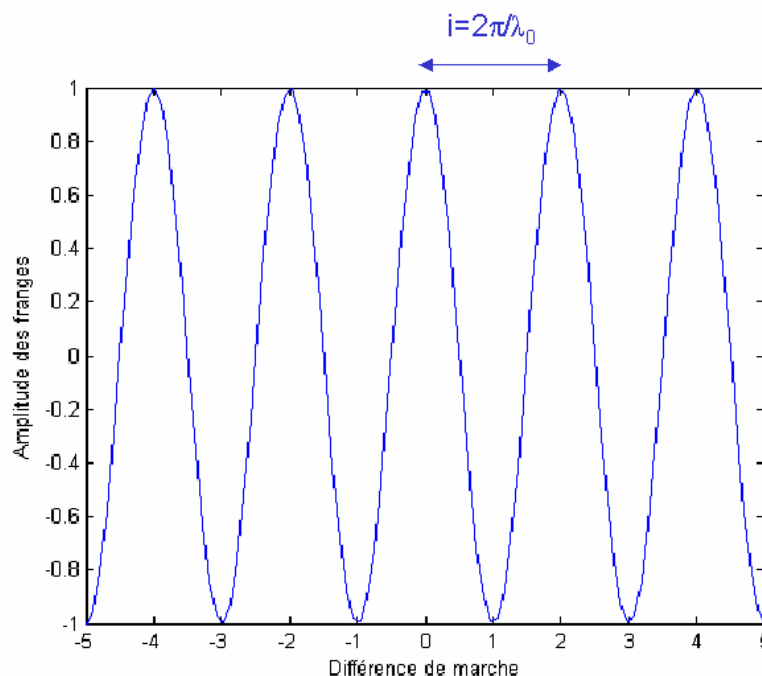


Figure 2.6. Interférogramme obtenu avec une source monochromatique de longueur d'onde 30.

2.2 Interférométrie en lumière polychromatique:

Interférométrie en lumière polychromatique L'OCT utilise des sources polychromatique de bande spectrale large. Lorsque la source n'est pas monochromatique, chaque longueur d'onde du spectre va créer son propre interférogramme avec un interfrange différent .

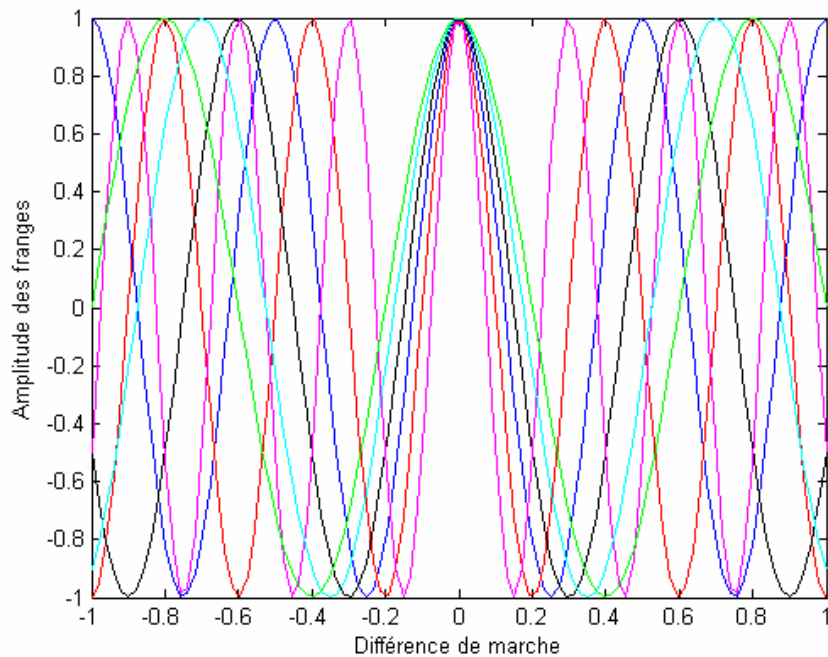


Figure 2.7 Superposition des interférogramme pour six longueurs d'onde différentes.

La superposition de ces interférogramme entraîne un phénomène d'interférence constructif pour une différence de marche nulle, puis un brouillage des franges au fur et à mesure que la différence de marche augmente. Ainsi, plus la source aura une large bande spectrale, plus la différence de marche devra être faible pour visualiser des interférences. En lumière blanche, l'interférogramme présente des couleurs appelées teintes de Newton, résultant de la combinaison des interférences constructives et destructrices de toutes les longueurs d'onde du spectre (Figure 2.8).

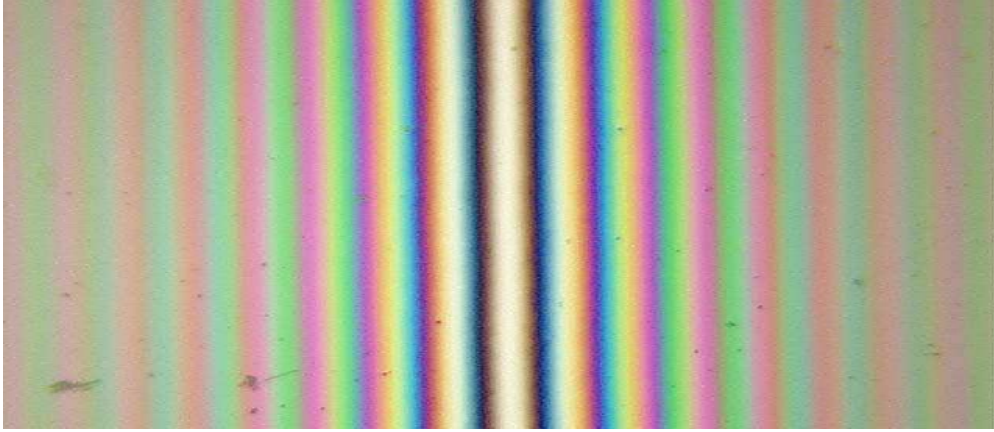


Figure 2.8. Teintes de Newton obtenues en interférométrie en lumière blanche, résultant de la superposition des interférogrammes pour chaque longueur d'onde.

L'interférogramme en lumière polychromatique est obtenu en intégrant l'intensité en lumière monochromatique (équation 9) sur tout le spectre de la source $S_{source}(\nu)$:

$$I(\delta) = \int_{+\infty}^{-\infty} \left(I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos\left(\frac{2\pi\delta}{c} \nu\right) \right) S_{source}(\nu) d\nu \quad (10)$$

Les deux premiers termes de l'interférogramme en lumière polychromatique sont des constantes proportionnelles à I_1 et I_2 car le spectre est fini (son intégrale est donc constante) :

$$\int_{+\infty}^{-\infty} I_1 S_{source}(\nu) d\nu = I_1 \text{ et } \int_{+\infty}^{-\infty} I_2 S_{source}(\nu) d\nu = I_2 \quad (11)$$

Le terme d'interférence vaut :

$$A = \int_{+\infty}^{-\infty} \left(2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos\left(\frac{2\pi\delta}{c} \nu\right) \right) S_{source}(\nu) d\nu \quad (12)$$

En remplaçant le cosinus par sa notation en exponentielles complexes, l'intégration précédente revient mathématiquement à réaliser la transformée de Fourier du spectre :

$$A = \int_{+\infty}^{-\infty} \left(2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \frac{\exp\left(\frac{i2\pi\delta}{c} \nu\right) + \exp\left(-\frac{i2\pi\delta}{c} \nu\right)}{2} \right) S_{source}(\nu) d\nu \quad (13)$$

$$A = \int_{+\infty}^{-\infty} \sqrt{I_1 \cdot I_2} \exp\left(i2\pi \frac{\delta}{c} \nu\right) S_{source}(\nu) d\nu + \int_{+\infty}^{-\infty} \sqrt{I_1 \cdot I_2} \exp\left(-i2\pi \frac{\delta}{c} \nu\right) S_{source}(\nu) d\nu \quad (14)$$

Posons $A = A_1 + A_2$.

Par définition, le second terme A_2 est proportionnel à la transformée de Fourier du spectre de la source (au point $\frac{\delta}{c}$) :

$$A_2 = \sqrt{I_1 \cdot I_2} TF[S_{source}(\nu)] \quad (15)$$

Pour faire apparaître la transformée de Fourier dans le premier terme A_1 , prenons deux fois sa conjugaison, le symbole * représentant le complexe conjugué.

$$A_1 = \left(\left(\int_{+\infty}^{-\infty} \sqrt{I_1 \cdot I_2} \exp\left(i2\pi \frac{\delta}{c} \nu\right) S_{source}(\nu) d\nu \right) \right) \quad (16)$$

Comme le spectre de la source $S_{source}(\nu)$ est réel, le premier terme A_1 vaut :

$$A_1 = \sqrt{I_1 \cdot I_2} \left(\int_{+\infty}^{-\infty} \exp\left(-i2\pi \frac{\delta}{c} \nu\right) S_{source}(\nu) d\nu \right) \quad (17)$$

Ainsi le terme A_1 est proportionnel au conjugué de la transformée de Fourier du spectre de la source :

$$A_2 = \sqrt{I_1 \cdot I_2} (TF[S_{source}(\nu)]) \quad (18)$$

Donc le terme d'interférence vaut :

$$A = A_1 + A_2 = \sqrt{I_1 \cdot I_2} (TF[S_{source}(\nu)] + TF[S_{source}(\nu)]) \quad (19)$$

Par propriété des nombres complexes, le terme d'interférence est égal à :

$$A = \sqrt{I_1 \cdot I_2} 2Re(TF[S_{source}(\nu)]) \quad (20)$$

Le terme d'interférence est donc directement relié à la transformée de Fourier du spectre (ce résultat peut également se retrouver en utilisant le théorème de Wiener-Kinchin).

L'intensité détectée dépend donc de la forme et de la largeur du spectre de la source utilisée, qui sont deux paramètres importants en OCT.

Considérons maintenant une source de spectre gaussien. Sa densité spectrale de puissance $S_{source}(\nu)$ est de la forme :

$$S_{source}(\nu) = \exp\left(-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)^2\right) \quad (21)$$

Avec $\Delta\nu$ la largeur spectrale totale à mi-hauteur et ν_0 la fréquence centrale du spectre.

Dans le cas d'une source gaussienne, l'interférogramme I en fonction de la différence de marche δ vaut donc à une constante près :

$$I(\delta) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} |\gamma| \cos\left(2\pi\nu_0 \frac{\delta}{c}\right) \quad (22)$$

Avec $|\gamma| = \exp\left(-\frac{\pi^2 \Delta\nu^2 \delta^2}{4 \ln 2 c^2}\right)$

Les franges d'interférence varient toujours en cosinus de la différence de marche δ comme dans le cas d'une source monochromatique, mais celles-ci sont de plus modulées par une enveloppe $|\gamma|$ qui ne dépend que de la source utilisée et de la différence de marche.

On définit la longueur de cohérence l_c d'une source gaussienne par la largeur totale à mi-hauteur de l'enveloppe $|\gamma|$:

$$l_c = \frac{4 \ln 2 c}{\pi \Delta\nu} = \frac{4 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (23)$$

Avec $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ la longueur d'onde centrale et $\Delta\lambda = \lambda_0^2 \frac{\Delta\nu}{c}$ la bande spectrale d'émission.

L'interférogramme présente ainsi des franges multipliées à une enveloppe, dont la largeur à mi-hauteur est égale à la longueur de cohérence de la source (Figure 15). Lorsque la source a une grande largeur spectrale $\Delta\nu$, l'enveloppe des franges est étroite. L'amplitude du terme d'interférence diminue très vite avec la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Ainsi plus la bande spectrale est large, plus courte est la distance sur laquelle sont visibles les franges autour de la différence de marche nulle. On parle d'interférométrie à faible cohérence temporelle.

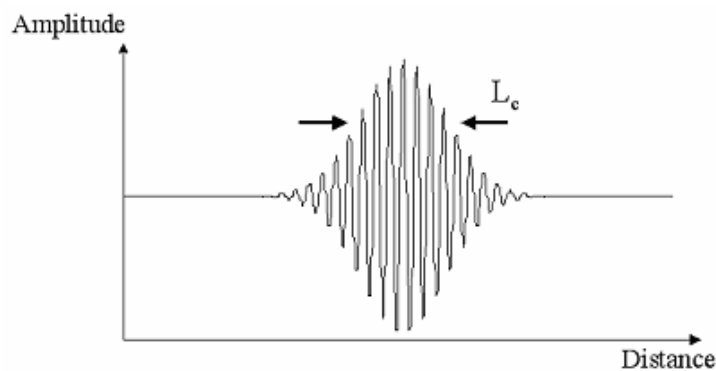


Figure 2.9. Interférogramme en faible cohérence temporelle. La largeur à mi-hauteur de l'enveloppe des franges est égale à la longueur de cohérence de la source L_c

Dans les montages classiques d'OCT, pour obtenir une coupe dans l'échantillon, le miroir de référence est translaté axialement, c'est-à-dire le long du faisceau, afin de modifier la longueur du bras de l'interféromètre. Il balaye ainsi l'épaisseur de l'échantillon. Le détecteur enregistre les variations d'intensité en fonction du temps et donc en fonction de la distance entre lame séparatrice et miroir. Le signal enregistré par le détecteur va présenter des franges d'interférence à chaque fois que le miroir sera à la même distance qu'une interface entre deux éléments internes de l'échantillon. Le signal est ensuite traité pour extraire l'enveloppe de ces franges et chaque pic correspond à une transition entre deux milieux d'indices de réfraction différents.

Un exemple de signal est présenté Figure 17 pour un échantillon composé de deux milieux distincts. Lorsque le miroir subit un balayage axial, la photodiode capte trois paquets de franges d'interférence pour chaque interface. Une détection des enveloppes est ensuite réalisée afin de déterminer les maxima de visibilité des franges (pics), qui correspondent aux interfaces.

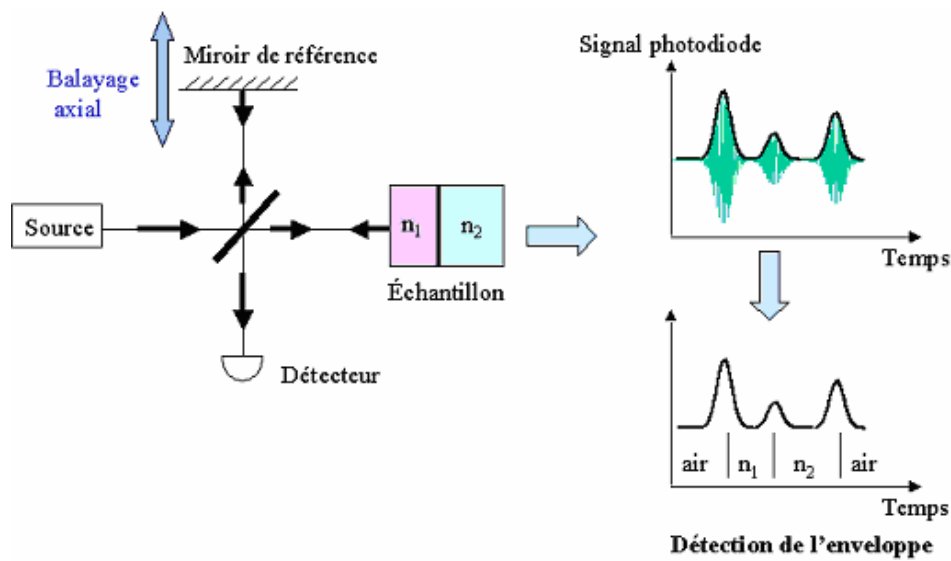


Figure 2.10. Interférences enregistrées en balayant un échantillon composé de deux milieux d'indices de réfraction distincts. Des franges d'interférence sont obtenues à chaque interface.

Un balayage axial du miroir donne ainsi le profil des facteurs de réflexion en fonction de la profondeur z pour un point (x,y) du milieu. Dans les montages classiques d'OCT, le faisceau est focalisé sur l'échantillon et l'analyse se fait point par point (Figure 18).

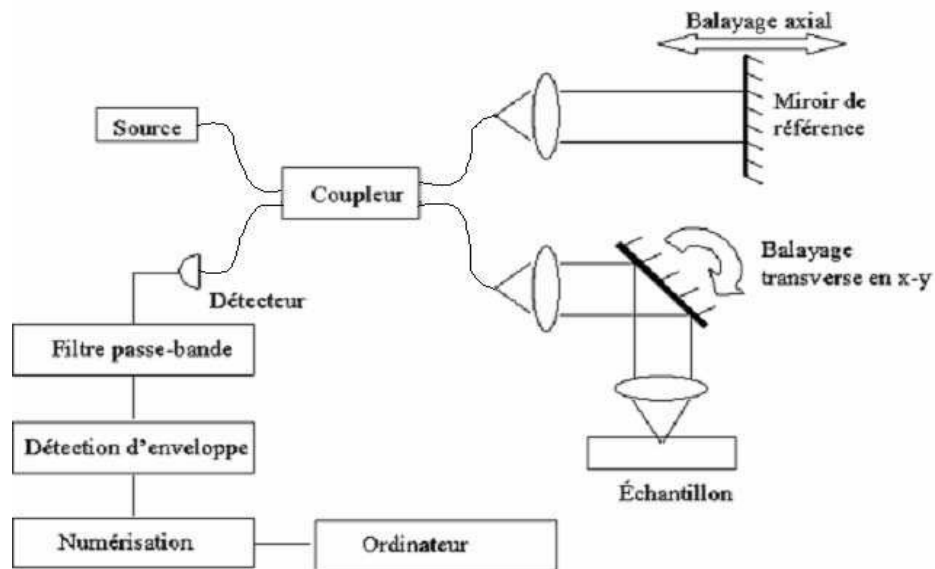


Figure 2.11. Schéma d'un montage d'OCT classique fibré.

Un balayage transverse en x permet d'obtenir une image en coupe XZ. L'analyse complète de l'échantillon se fait ensuite grâce à un balayage de l'échantillon en y (Figure 2.11).

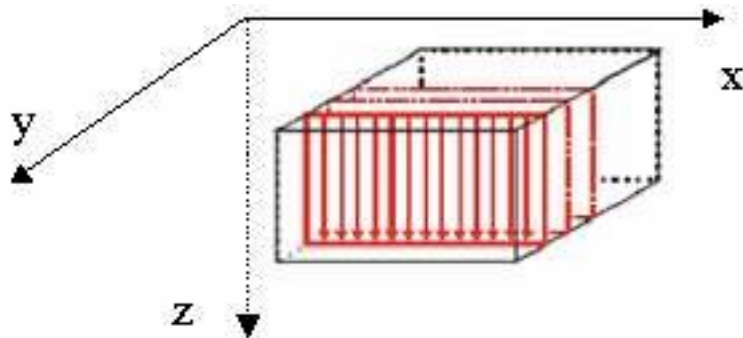


Figure 2.12. Balayage en z puis en x pour obtenir des coupes XZ.

3. Résolutions spatiales théoriques d'un système de tomographie par cohérence optique :

Les systèmes d'imagerie en OCT présentent l'avantage majeur de découpler les résolutions transverse et axiale, indépendantes l'une de l'autre. La résolution axiale en profondeur dépend

des caractéristiques de la source alors que la résolution transverse est déterminée par les optiques de focalisation du montage.

Résolution axiale théorique En OCT, l'information sur le temps de parcours des photons balistiques est contenue dans le signal interférentiel entre la surface de référence et l'échantillon. Le signal interférométrique est donné par l'équation (22). Les interfaces sont détectées avec une résolution dépendant de la largeur de l'enveloppe des franges, ce qui donne la résolution en profondeur des coupes. La résolution axiale est donc liée à la longueur de cohérence de la source l_c , définissant la largeur à mi-hauteur des pics de l'enveloppe. Dans le cas d'une source de spectre gaussien, sa longueur de cohérence est donnée par l'équation (23).

Dans un montage d'OCT, le faisceau issu de l'échantillon est rétrodiffusé, il parcourt deux fois le chemin dans le milieu. La résolution axiale théorique dans l'air Δz est donc définie par la moitié de la longueur de cohérence, soit dans le cas d'une source gaussienne :

$$\Delta z = \frac{l_c}{2} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \quad (24)$$

Plus la source présente une large bande spectrale, meilleure est la résolution axiale. Lorsque le miroir de référence effectue un balayage axial, le signal d'interférence apparaît donc quand les longueurs des bras de l'interféromètre sont inférieures ou égales à la demi-longueur de cohérence près.

Dans l'échantillon, la résolution axiale vaut $\frac{\Delta z}{n}$ où n est l'indice du matériau. Cette valeur définit l'épaisseur résolue dans l'échantillon : chaque coupe à une profondeur donnée correspond à une épaisseur de l'échantillon moyennée sur $\frac{l_c}{2n}$.

En pratique, la longueur de cohérence à considérer dépend du spectre total du montage (spectre de la source, transmission des optiques et réponse spectrale du détecteur). La résolution axiale (dans l'air) se mesure expérimentalement en utilisant un miroir comme échantillon et en enregistrant l'interférogramme en fonction du balayage axial.

Résolution transverse théorique La résolution transverse en x et y est déterminée, comme en microscopie classique, par l'ouverture numérique NA de l'optique de focalisation utilisée et la longueur d'onde moyenne. Elle vaut selon le critère de Rayleigh :

$$x = y = 0.61 \frac{\bar{\lambda}}{NA} \quad (25)$$

a Le critère de Rayleigh stipule qu'il est possible de séparer deux objets si le sommet de la tache de diffraction de l'une correspond au premier minimum nul de l'autre.

4. Différentes configurations possibles de montages

Montage fibré ?

En biologie, les montages d'OCT classiques sont généralement fibrés afin d'être utilisés en endoscopie in vivo ou pour amener facilement la sonde sur l'objet. Les sources utilisées doivent alors conserver une bonne cohérence spatiale pour injecter efficacement la lumière dans les fibres, tout en ayant une cohérence temporelle la plus faible possible pour la résolution axiale. Elles doivent également présenter une forte luminance afin de conserver assez de puissance lors d'un balayage rapide. Leur spectre est centré sur l'infrarouge, où les tissus biologiques absorbent le moins. Des sources couramment utilisées sont les diodes superluminescentes, simples d'emploi. La résolution axiale est alors limitée à une quinzaine de microns. Afin d'obtenir une résolution submicrométrique, des lasers femtosecondes sont employés, donnant des sensibilités élevées [9], mais ceux-ci sont chers et demandent des montages complexes afin de créer des supercontinuum à spectre lisse et stable. Les avantages

d'un montage fibré sont en termes de dynamique et de profondeur d'imagerie car la lumière parasite est éliminée par la faible ouverture des fibres.

Pour analyser un échantillon de rétine, un montage fibré n'est pas obligatoire. Un montage non fibré permet d'utiliser des sources de faibles cohérences temporelle et spatiale. On peut en particulier utiliser des lampes thermiques à spectre très étendu, donnant une résolution submicrométrique [10] qui sont puissantes, bon marché et faciles d'utilisation, à la différence des lasers femtosecondes.

Dans le domaine temporel ou fréquentiel ?

En OCT classique (OCT temporelle), les interférences sont détectées au cours du temps, avec un balayage en z de la surface de référence afin de faire varier la différence de marche. L'enveloppe des interférences est déterminée et chaque pic correspond à une interface, dont la profondeur est directement donnée par le déplacement de la surface de référence. Les éléments diffusants sont ainsi détectés en fonction du temps ou de la distance.

Ces dernières années, une nouvelle technique a émergé. L'OCT dans le domaine fréquentiel est basée sur le principe que l'information en profondeur est également codée dans les fréquences de modulation du spectre du signal d'interférence [11]. L'amplitude spectrale de la lumière rétro-réfléchi est lié à la transformée de Fourier de la structure longitudinale de l'échantillon. Chaque interface module le spectre à une fréquence dépendant de sa distance. La transformée de Fourier permet de séparer toutes les composantes fréquentielles et donne des pics dont la position est égale à la profondeur de l'interface. Ainsi, pour chaque point (x,y) de l'échantillon, le spectre modulé est enregistré grâce à des détecteurs spectraux. Sa transformée de Fourier permet de reconstruire directement une coupe XZ (Figure 20). L'OCT dans le domaine fréquentiel présente l'avantage de ne pas nécessiter de balayage en z de

l'échantillon. Toute l'information en profondeur est contenue dans le spectre. Les mesures sont donc très rapides, ce qui est d'un grand intérêt pour éviter le bougé en biologie, et la sensibilité est meilleure qu'en OCT temporelle (pour un temps de mesure identique) [12].

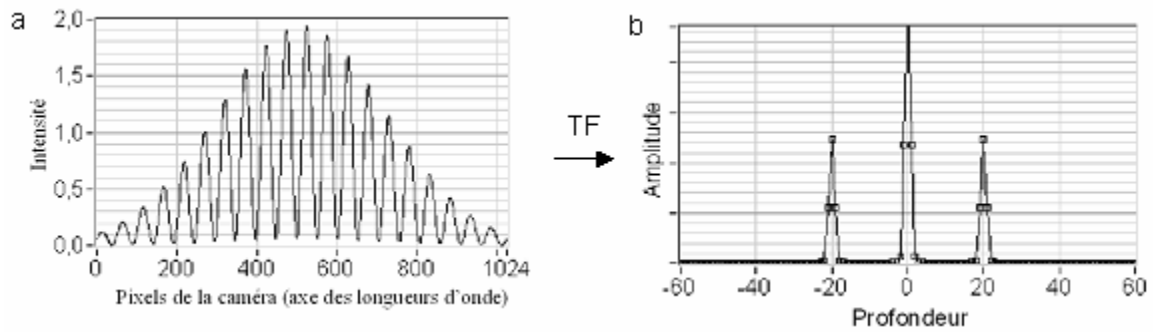


Figure 2.13. Spectre de la lumière rétrodiffusée (a) et sa transformée de Fourier (b) (d'après [13]). L'information en profondeur est codée dans les fréquences du spectre.

Les fréquences peuvent être séparées dans l'espace ou dans le temps. Dans le premier cas, un réseau sépare spatialement les composantes spectrales, qui sont détectées par les pixels d'une barrette linéaire. Dans le second cas, une source à balayage spectral est utilisée [14].

L'inconvénient des montages dans le domaine fréquentiel est que la résolution transverse en x et en y est limitée, car les optiques de focalisation doivent présenter une grande profondeur de champ, supérieure ou égale à la profondeur imagée.

Dans le domaine temporel ou fréquentiel ?

La grande majorité des montages classiques d'OCT réalisent des images point par point et demandent donc des systèmes de balayages transverses, qui peuvent être sophistiqués pour la rapidité et la précision. De plus, la résolution transverse est limitée. En effet, c'est le miroir qui effectue le balayage pour obtenir une coupe XZ. Afin de gagner en rapidité et en simplicité, l'échantillon est fixe. L'optique de focalisation sur l'échantillon doit donc avoir une grande profondeur de champ, afin qu'une épaisseur maximale d'échantillon soit vue nette. Cela se traduit par une ouverture numérique faible, et donc une résolution transverse

réduite. Dans ce cas, la sélection de l'optique de focalisation est un compromis entre la résolution transverse et la profondeur de pénétration.

Récemment des montages en OCT plein champ ont été développés comme alternative afin d'augmenter la résolution transverse [15]. La détection du signal interférométrique se fait alors directement dans tout un plan de l'échantillon à une profondeur donnée : une coupe 2D est directement obtenue. Les balayages en x et y deviennent inutiles et sont remplacés par un unique balayage en profondeur suivant z . Ceci est très intéressant pour des montages destinés à l'industrie car un système de balayage diminue la robustesse et la fiabilité mécanique, tout en augmentant le coût du montage. De plus, avec un montage plein champ, il devient alors possible d'utiliser les optiques de focalisation de son choix car l'échantillon est translaté. La résolution transverse et la profondeur de pénétration souhaitées sont découplées. De grandes ouvertures numériques peuvent ainsi être utilisées afin d'avoir une résolution transverse micrométrique. Enfin, une résolution axiale submicrométrique peut être obtenue avec des sources peu chères [16]. Ces montages présentent ainsi les avantages d'être très haute résolution et à coût abordable. Les montages d'OCT plein champ sont moins développés en biologie par rapport aux montages fibrés à balayage car, d'une part, ils sont plus récents, et d'autre part, ils ne permettent que des mesures ex vivo (pas de fibre pour l'endoscopie et temps de pose long interdisant le bougé).

5. Reconstruction d'une coupe tomographique par décalage de phase :

Le système de détection des franges en OCT plein champ est complètement différent de celui d'un montage classique point par point. Ainsi, le miroir de référence n'effectue plus de balayage axial. Les faisceaux retours sont directement détectés par une caméra CCD qui enregistre une image des franges d'interférence entre le miroir de référence et le plan de l'échantillon situé au plan focal de l'objectif. Pour obtenir une coupe tomographique 2D, on a

recours à la technique d'interférométrie par décalage de phase, qui consiste à enregistrer et à combiner des images interférométriques pour différentes positions du miroir de référence. Celui-ci est donc placé sur une cale piézoélectrique permettant des déplacements de la fraction de longueur d'onde. Lorsque la coupe tomographique à la profondeur z_0 a été reconstruite, l'échantillon est ensuite translaté suivant z et une nouvelle image tomographique est obtenue par décalage de phase à cette nouvelle profondeur.

Les images enregistrées par la caméra contiennent indirectement l'information sur la lumière rétrodiffusée par les structures de l'échantillon. En lumière monochromatique, ces images sont de la forme $I = I_{ref} + I_{éch} + 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{éch}} \cos(\varphi)$ avec I_{ref} l'intensité réfléchie par le miroir de référence, $I_{éch}$ l'intensité rétrodiffusée par un élément de l'échantillon et φ la différence de phase entre les deux faisceaux. Le terme qui nous intéresse est $I_{éch}$, qui est modulé par les franges d'interférence et qu'il faut donc découpler du terme de phase.

Les algorithmes de décalage de phase sont généralement utilisés pour extraire la phase du signal d'interférence (en lumière monochromatique). Ils peuvent aussi être employés pour extraire son amplitude. C'est ce que nous proposons comme méthode afin d'isoler l'information sur l'échantillon.

Les algorithmes de décalage de phase sont des combinaisons d'images afin d'extraire le terme $I_{éch}$. L'algorithme le plus classique repose sur l'enregistrement de quatre images décalées de $\frac{\pi}{2}$, ce qui correspond à des translations du miroir de référence de $\frac{\pi}{4} = \frac{\bar{\lambda}}{8}$, où $\bar{\lambda}$ est la longueur d'onde moyenne. Les quatre images ont les intensités de la forme suivante :

$$I = I_{ref} + I_{éch} + 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{éch}} \cos(\varphi)$$

$$I = I_{ref} + I_{éch} + 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{éch}} \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) = I = I_{ref} + I_{éch} + 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{éch}} \sin(\varphi)$$

$$I = I_{ref} + I_{ech} + 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{ech}} \cos(\varphi) = I = I_{ref} + I_{ech} - 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{ech}} \cos(\varphi)$$

$$I = I_{ref} + I_{ech} + 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{ech}} \cos\left(\varphi + \frac{3\pi}{2}\right) = I = I_{ref} + I_{ech} - 2\sqrt{I_{ref} \cdot I_{ech}} \sin(\varphi)$$

Comme : $(I_1 - I_3)^2 = (4\sqrt{I_{ref} \cdot I_{ech}} \cos(\varphi))^2 = 16I_{ref} \cdot I_{ech} \cos^2(\varphi)$

Et : $(I_2 - I_4)^2 = 16 I_{ref} \cdot I_{ech} \sin^2(\varphi)$

Alors :

$$(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2 = 16I_{ref} \tag{26}$$

En combinant de cette façon pixel à pixel les images interférométriques, on obtient un signal d'intensité proportionnelle à I_{ech} . En lumière polychromatique, le raisonnement est similaire (les formules sont alors approchées) avec les franges modulées par une enveloppe (Figure 2.14). On obtient ainsi une coupe tomographique qui contient les informations sur la structure interne de l'échantillon.

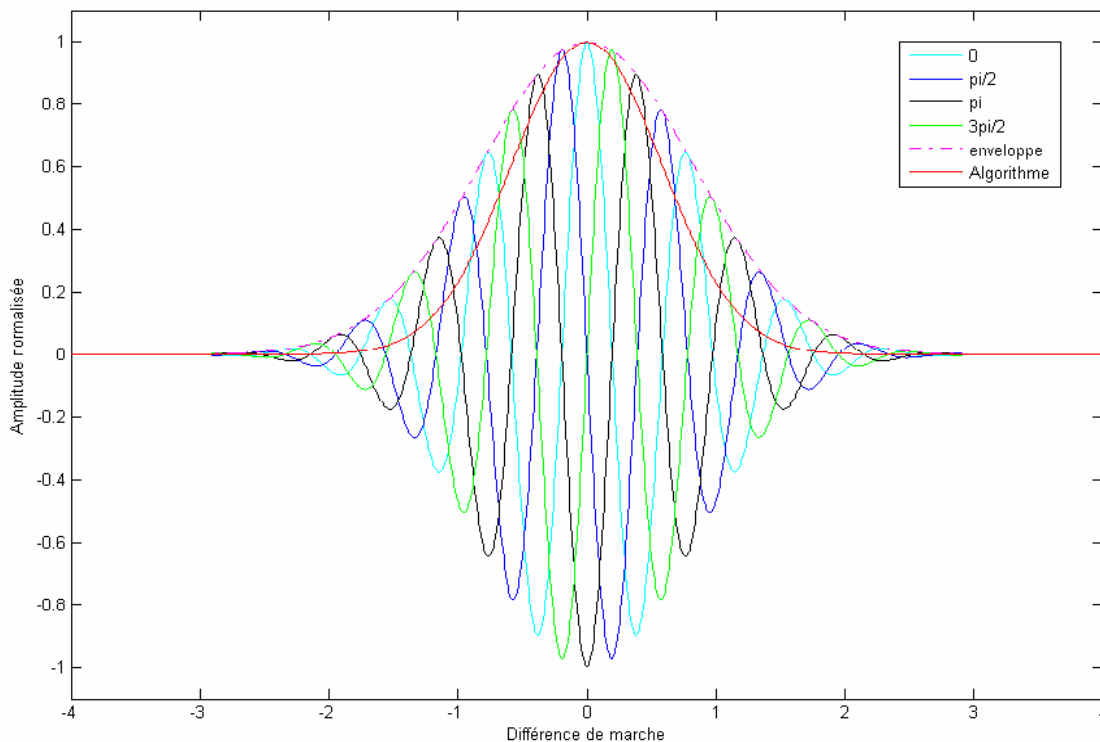


Figure 2. 14 Simulation des franges d'interférence décalées de $\pi/2$ et de la coupe tomographique normalisée reconstruite avec l'algorithme de décalage de phase.

6. Difficultés rencontrées en tomographie par cohérence optique :

Des difficultés liées aux interactions entre lumière et matière sont rencontrées en OCT appliquée au domaine biologique. ces phénomènes risquent d’être présents lors de l’imagerie par OCT des les tissus biologiques. Speckle L’OCT est basée sur les cohérences spatiale et temporelle des ondes rétrodiffusées par l’échantillon qui interfèrent avec une onde de référence. Or, les propriétés de cohérences de la lumière sont également à l’origine du phénomène de speckle (ou tavelures). Les longueurs de cohérences temporelle et spatiale définissent un volume cohérent où des interférences peuvent se produire. Lorsqu’un milieu est éclairé, les ondes diffusées par des structures réparties dans un volume de cohérence interfèrent de façon constructive en certains points de l’espace et destructrice en d’autres. Le speckle est l’aspect granuleux qui résulte de ces interférences donnant aléatoirement des grains lumineux ou sombres.(Figure 2.15). Le speckle dégrade ainsi la qualité des images d’OCT et rend les frontières entre les structures difficiles à résoudre [17]. Il réduit la correspondance entre la densité locale de diffuseurs et les variations d’intensité en créant des artefacts sur l’image (Figure 23).

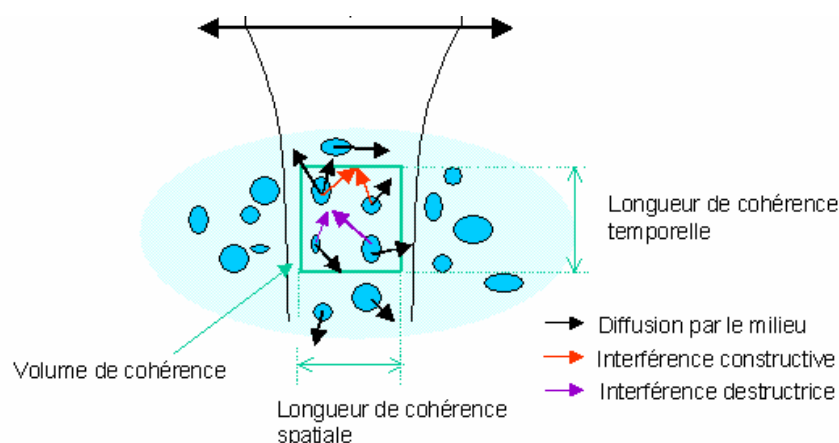


Figure 2.15. Le speckle résulte des interférences constructives et destructrices entre les ondes diffusées par les structures dans le volume de cohérence.

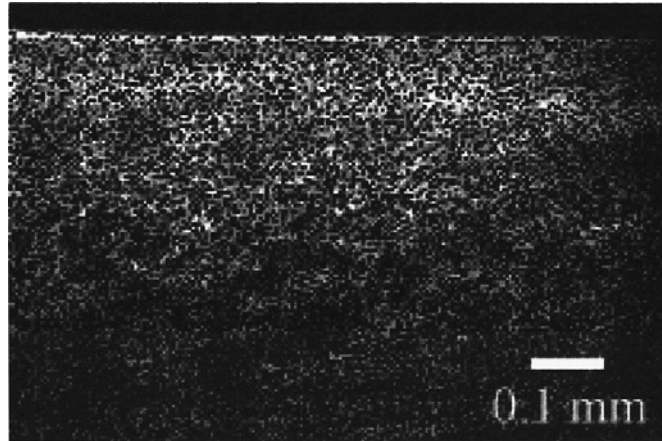


Figure 2.16. Coupe sur un doigt par OCT contenant un fort speckle qui dégrade la qualité de l'image.

Diffusion multiple La tomographie par cohérence optique détecte les photons interférant avec l'onde de référence. Dans l'idéal, seuls sont cohérents les photons balistiques, issus d'une unique réflexion ou rétrodiffusion dans le milieu. Ces photons sont en effet la source d'information de l'OCT car ils se sont propagés en ligne droite. Pour avoir une rétrodiffusion unique, le faisceau incident doit traverser les couches supérieures de l'échantillon sans être diffusé, être réfléchi par une structure dans le plan d'interférence, puis revenir au détecteur sans être diffusé. Dans les tissus optiquement denses, la grande diffusion de la lumière réduit considérablement le nombre de photons balistiques, ce qui apporte une première difficulté technique. Les montages d'OCT doivent alors être très sensibles et optimisés. De plus, la probabilité que des photons multidiffusés atteignent le détecteur dans l'intervalle de cohérence augmente. Ces photons interfèrent alors avec l'onde de référence et créent du signal factice. Ils sont en effet perçus comme provenant en ligne droite d'une structure en profondeur alors qu'ils ont été diffusés dans diverses directions par des structures des couches supérieures (Figure 24). Le chemin optique des photons multidiffusés est en effet égal à celui qu'auraient parcouru des photons balistiques rétrodiffusés par un élément plus profond. Si des photons multidiffusés sont cohérents, ils créent alors du signal ne correspondant à aucune structure réelle lors de la reconstruction de la coupe tomographique. La diffusion multiple

cohérente est une limite fondamentale de la tomographie par cohérence optique et doit rester bien inférieure à la rétrodiffusion balistique, afin de reconstruire des images valides. C'est généralement le cas dans les tissus biologiques imagés par OCT. Pour les échantillons biologiques très diffusants, le nombre de photons balistiques est trop faible et l'imagerie par sélection des photons multidiffusés avec résolution du problème inverse est alors employée.

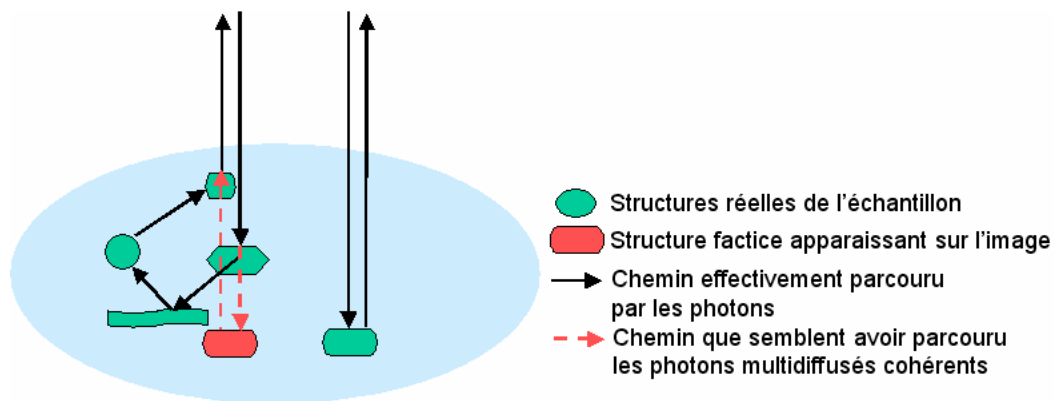


Figure 2.17. Les photons multidiffusés cohérents semblent provenir d'une structure à une profondeur importante alors qu'ils ont été diffusés par des éléments dans les couches supérieures de l'échantillon. Leur chemin optique correspond en effet à celui de photons balistiques rétrodiffusés par une structure plus profonde. Du signal factice est alors reconstruit sur la coupe tomographique.

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons étudié les systèmes de tomographie optique par cohérence, ce qui nous a permis de bien comprendre le principe de l'interférométrie ainsi que la notion de la source à faible cohérence optique. Ensuite, on a défini les utilisations de ces sources dans les systèmes OCT.

Après le développement du principe d'OCT, désormais, nous sommes capables d'entamer nos expériences et modélisations, ces dernières sont décrites dans le chapitre suivant.

Introduction :

Ce chapitre est dédié à la simulation et interprétation des résultats obtenus, Nous commençons par discrétisation du signal OCT pour relier Les équation du chapitre précédent à ceux que nous allons utiliser dans les phases de simulation.

Dans un premier temps, une modélisation sous matlab est présentée en suivant toutes les étapes de reconstruction avec des différents type des données d'entrée. Puis un interféromètre de Michelson est réalisé sous comsol qui sera modifié en plaçant un échantillon pour réaliser un système OCT.

Des résultats de simulation sont présentés et interprété.

I-Simulation :

1-Discrétisation du signal OCT :

Le principe de la tomographie optique de cohérence consiste à localiser le terme d'interférence en fonction de la translation du miroir de référence pour réaliser des images OCT. Il dépend des intensités des champs électriques qui interfèrent, de la différence de phase entre ces deux champs ainsi que de la propriété de cohérence de la source lumineuse et de l'état de polarisation des faisceaux. À ce stade, nous ignorons les effets de polarisation, l'équation (4) qui représente l'intensité de signal a la détection :

$$I = \langle E_{total} \cdot E_{total} \rangle = \langle (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2) \rangle = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2\text{Re}(E_1^* \cdot E_2) \quad (4)$$

< > Indique la moyenne temporelle sur un intervalle du temps beaucoup plus grand que la période d'oscillation des champs électriques.

Pour le cas d'une source lumineuse monochromatique, et après développement de l'équation précédente l'intensité détectée en fonction de la différence de marche vaut :

$$I(\delta) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \delta\right) \quad (10)$$

δ la différence de marche, peut s'écrire de façon suivante :

$$\delta = \tau \times v$$

Avec : τ le retard temporel équivalent à la différence de marche optique entre les deux bras de l'interféromètre, $v = \frac{c}{n}$ est la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice de réfraction n .

L'équation (10) peut s'écrire alors sous la forme suivante :

$$I(\tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \text{Re}(\rho(\tau)) \quad (27)$$

où $\rho(\tau)$ est le degré complexe de cohérence de la source de lumière, étant défini comme la fonction d'autocorrélation normalisée du champ électrique émis par la source de lumière [

$$\rho(\tau) = \frac{\langle E(t) + E(t+\tau) \rangle}{\sqrt{I_1 \cdot I_2}} \quad (28)$$

Le degré complexe de cohérence est caractéristique de la source de lumière utilisée. Le degré complexe de cohérence de la source et la densité spectrale de puissance de la source (ou spectre normalisé) $S(\nu)$ sont reliés par le théorème de Wiener-Khinchine. Le théorème affirme que $\rho(\tau)$ et $S(\nu)$ sont transformées de Fourier l'une de l'autre à la condition que la densité spectrale de puissance $S(\nu)$ soit stationnaire et ergodique :

$$\begin{aligned} \rho(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu \\ S(\nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\tau) e^{i2\pi\nu\tau} d\tau \end{aligned} \quad (29)$$

Ceci montre que le signal d'interférence dépend de la forme et de la largeur de la densité spectrale de puissance normalisée de la source de lumière. En effet toutes les sources existantes

ont une certaine largeur spectrale. Nous avons choisi de discuter le cas d'une source lumineuse à large bande avec une densité spectrale de puissance normalisée gaussienne, car le spectre des sources lumineuses utilisées en OCT comme les SLD, les LED et les supercontinuuums est souvent assimilé à une gaussienne.

L'enveloppe du degré complexe de cohérence $\rho(z)$ peut s'exprimer en fonction de z de la manière suivante :

$$\rho(z) = \exp - \left(\frac{\pi \lambda z}{2 \ln 2 \lambda_0} \right)^2 \quad (30)$$

Si on considère le signal d'interférence dû à la réflectivité d'un point à la position axiale $z_s/2$ dans l'échantillon, en tenant compte de l'aller-retour effectué par le faisceau dans l'échantillon, l'intensité réfléchie par le point situé à la position $z_s/2$ est notée $I_s(z_s)$. Le signal d'interférence issu de toutes les couches de l'échantillon sondé peut s'écrire de la manière suivante :

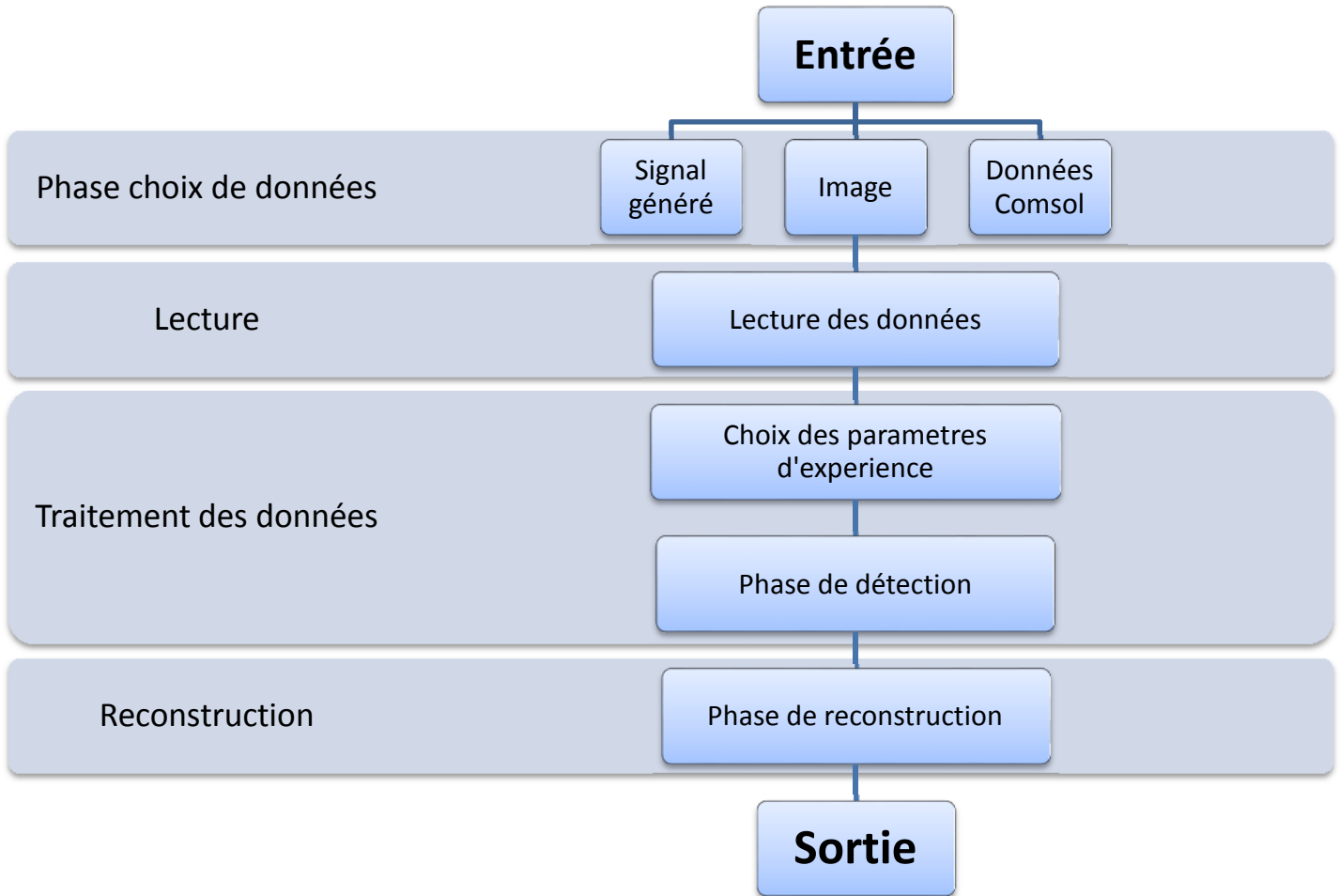
$$I_{\text{int}}(Z_r) = 2\sqrt{I_r} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{I_s(z_s)} \rho(z_r - z_s) \cos(k(z_r - z_s)) dz_s \quad (31)$$

Où $k = \frac{2\pi n \nu_0}{v}$ est le nombre d'onde correspondant, v est la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice n .

Cette équation montre l'intensité du signal d'interférence produit par l'échantillon. Pour pouvoir extraire la contribution de chaque interface dans le signal d'interférence, il faut que la distance minimale entre deux couches consécutives soit suffisante pour être discriminée ; c'est-à-dire produire deux paquets de franges dissociés l'un de l'autre.

2-Modélisation sous Matlab:

Matlab est à la fois un langage de programmation et un environnement de développement, il est utilisé dans les domaines de l'éducation, de la recherche et de l'industrie pour calcul numérique et aussi dans les phases de développement de projets.



Ce logiciel va nous permettre de modéliser notre système OCT, cette dernière est décrite dans les paragraphes qui suivent.

Figure 3.1: Logigramme de programme de reconstruction

2.1 Conception du système OCT :

On a choisie de modéliser un système de tomographie cohérence optique dans le domaine temporelle (TD-OCT), notre algorithme simule un détecteur, en utilisant l'équation (31), L'organigramme de la figure (4.1) explique les différentes phases qui ont permis de reconstruire des profils.

2.2 Principe de fonctionnement du programme :

dans ce travail, il s'agit de reconstruire une image de K profils et de M pixels : figure (4.2)

- chaque pixel i avec $1 < i < M$ correspond a un scan axial.
- chaque profile j avec $1 < j < K$ correspond a un scan transverse.

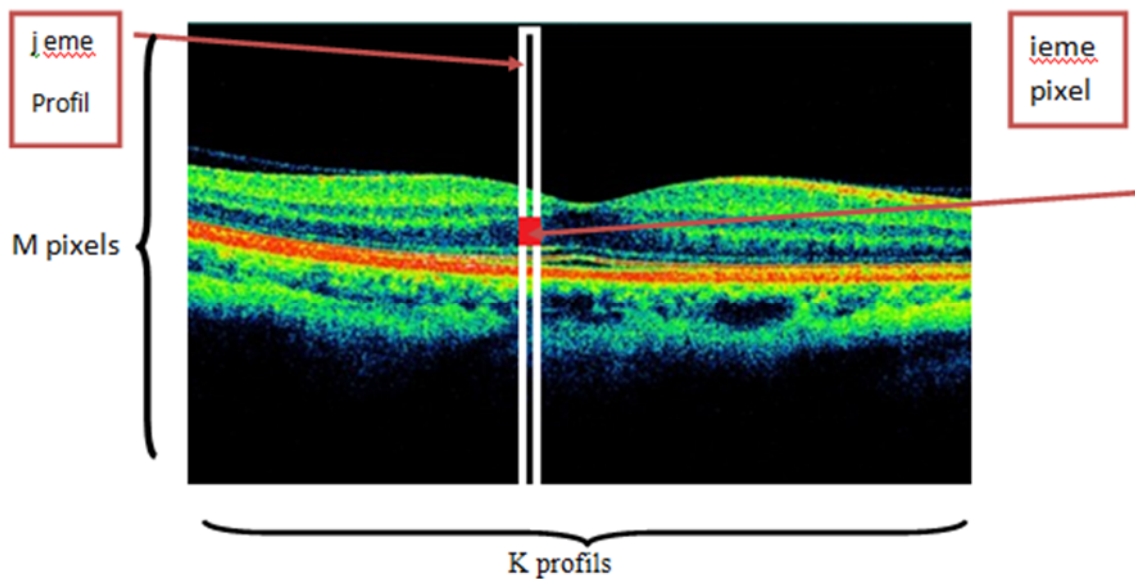


Figure 3.2 : Image de pingouins divisée en profils et pixels.

On donne à l'algorithme l'entrée qui est 1 profil et il se charge à travers la discrétisation de l'intensité d'inférence I_{int} (équation 31) de nous produire (par simulation) la sortie de la détection.

2.3 Paramètres d'expérience :

a) Choix d'échantillon:

Nous avons procédé en 3 étapes, chaque étape correspondant a un certain type de données (organigramme de la Figure 3.1).

a.1) signal échelon généré :

Pour faire la reconstruction nous avons donc besoin d'avoir des profils en entrée de notre programme de reconstruction, nous avons utilisé 3 types de profils. Le premier est un signal que nous avons généré pour valider la simulation, en une première phase nous avons utilisé un signal a 2 valeurs représentant chaque une un milieu d'indice de réflexion n .

En seconde phase nous avons introduire plusieurs valeurs a notre signal afin de simuler un profil avec plusieurs milieux.

Le signal généré est une source temporelle de signal échelon.

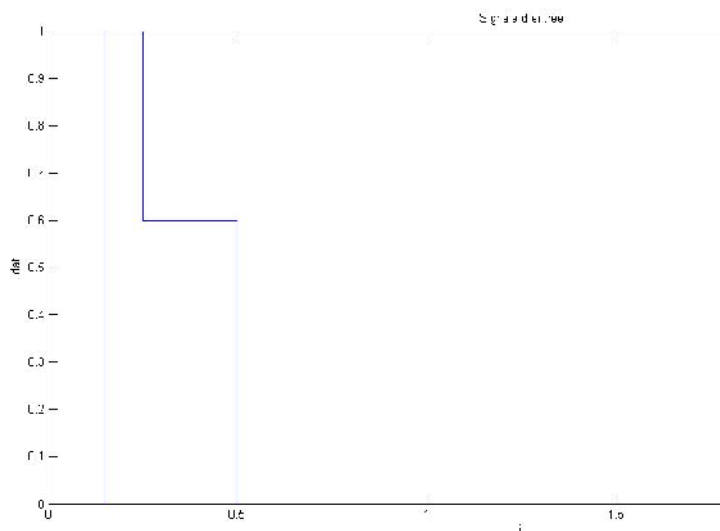


Figure 3.3: Premier signal d'entrée d'échantillon a 2 couches

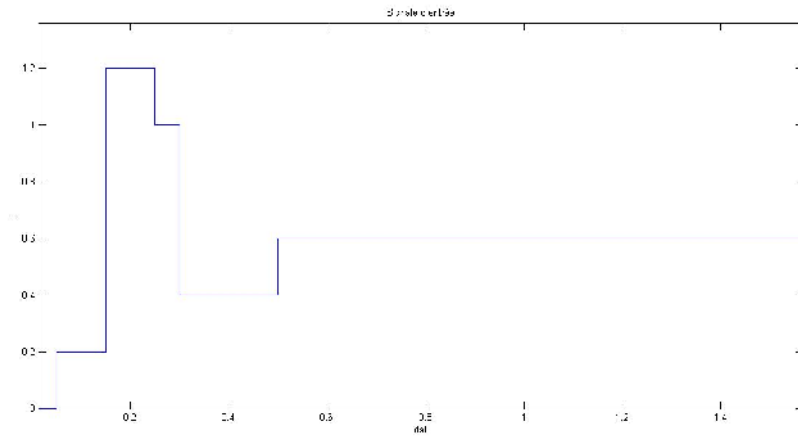


Figure 3.4 : Deuxième signal d'échantillon avec plusieurs couches.

a.2) Image :

Nous avons également exécuté notre projection sous un autre type de données, à partir d'une image, en effectuant un traitement de cette image par profil.

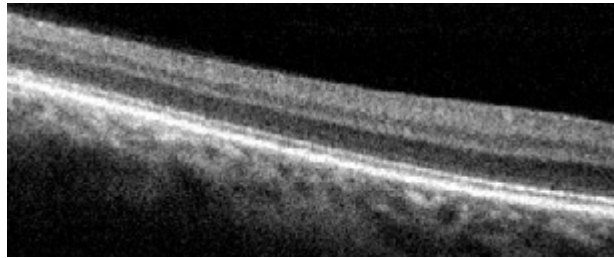


Figure 3.5 : Image rétinienne

b.3) consol

Dans cette partie nous avons seulement la phase de reconstruction appliquer (ie : l'enveloppe est extraite et visualisée), puisque consol procure le signal du détecteur

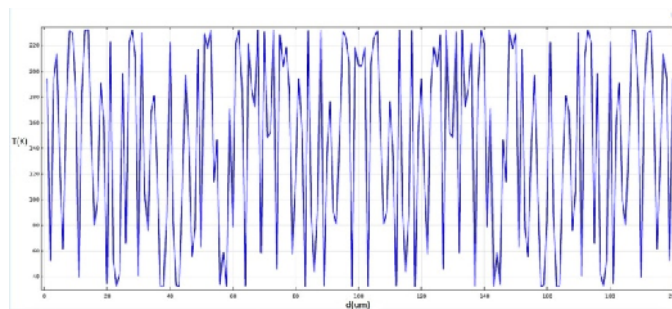


Figure 3.6: signal_OCT issue d'un interferometer de Mickelson

.b) Implémentation d'indice de réfraction :

L'indice de réfraction change d'un milieu à un autre, on a programmé un algorithme automatisé pour indiquer cet indice pour chaque itération, le nombre de conditions if est relié au nombre de milieux traité (dans ce cas 2 couches d'indice n différent) :

```

for r=1 :l+1
    n(r)=1;
    if (r<1./2)
        n(r)=.6;
    else n(r)=.8;
    end
end

```

C) Choix de la source de lumière :

Les critères d'une source en OCT sont :

- une longueur d'onde centrale optimisée (meilleur compromis entre absorption et diffusion) pour une bonne pénétration dans l'échantillon.
- une large bande spectrale pour la résolution axiale.
- une puissance suffisante pour atteindre la saturation du détecteur (un fort flux étant nécessaire à la détection des photons balistiques peu nombreux).
- une très bonne stabilité (afin que la reconstruction de la coupe tomographique, basée sur des différences d'images pixel à pixel, ne présente pas d'artefact dû à une forte variation aléatoire des niveaux de gris d'une image à l'autre).
- un spectre lisse, idéalement de forme gaussienne (pour éviter des artefacts sur la coupe tomographique ; l'enveloppe des franges est en effet liée à la transformée de Fourier du spectre ; si celui-ci n'est pas lisse, l'enveloppe peut présenter des pics ne correspondant à aucune structure réelle).

En effet toutes les sources existantes ont une certaine largeur spectrale. Nous avons choisi de discuter le cas d'une source lumineuse à large bande avec une densité spectrale de puissance normalisée gaussienne, car le spectre des sources lumineuses utilisées en OCT comme les SLD, les LED et les supercontinuum est souvent assimilé à une gaussienne avec longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 850\text{nm}$ et $FWHM \Delta\lambda = 25\text{nm}$ (pleine largeur à mi-hauteur).

Sachant que la vitesse de lumière dans le vide $c = 3 \cdot 10^8$ m/s.

2.4.Phase de détection:

Pour pouvoir manipuler une intégration sous Matlab on doit la convertir sous forme de somme bouclée, l'intervalle de l'intégration est définie par la différence entre Z_s et Z_r la distance entre la lame séparatrice et l'échantillon et la lame est le miroir de référence,

On définit l'intervalle de déplacement du miroir de référence par la valeur L ; avec $L=b-a$ D'où **a** est la valeur initiale et **b** est la valeur final, avec un pas de 10^{-4} (le pas peut être changé d'une manipulation a une autre pour bien traité le phénomène d'interférence).

```
I=[];
a= 0
b=2
pas= 10^-4
lamda=850*10^-6; %longueur d'onde
delam=25*10^-6; %écart a mi hauteur
c=3*10^8 %vitesse de la lumière dans le vide
alfa =pi/(2*log(2));
nu=c/lamda
l=(b-a)/pas
for tau1=a:pas:%indice i
    j=1;
    Iin=0; %initialiser la valeur de l'intensité a t=0
    for tau2=a:pas:b %indice j
        v(j)=c./n(j) ;%vitesse de lumière dans l'échantillon choisi
        k(j)=2*pi*nu./v(j);
        deltaz(j)=2*(tau1-tau2);
        rot(j)=exp(-(alfa*(delam*deltaz(j))/(lamda^2))^2);
        Iint=Iint+sqrt(Idat(j))*rot(j)*cos(k(j)*(tau1-tau2));
        j=j+1;
    end
    I=[I Iint];% stocker les valeur d'intensité détecté dans un vecteur
end
```

2.5.Phase reconstruction :

Cette phase consiste à débarrasser le signal détecté des hautes fréquences qu'il contient, ceci revient à faire une démodulation en amplitude à ce dernier, cette opération est réalisée en effectuant un filtrage passe bas du signal. Le filtre de Hilbert permet aisément cette fonction.

Dans le but de bien analyser notre signal et pouvoir l'interpréter et le reconstruire, on a éliminé les valeurs négatives, on a obtenu les signaux suivants.

A ce stade le signal OCT est obtenu, mais seulement pour un seul profil, on refait le même type de reconstruction pour les K profils à imager, ces derniers sont ensuite concaténés afin de former l'image complète d'une structure.

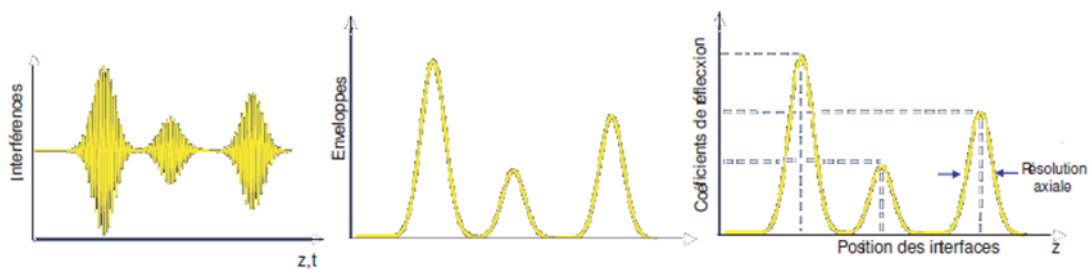


Figure 3.7 : Les étapes de programme de reconstruction.(Détection et reconstruction, signal final)

3. Modélisation sous COMSOL :

Nous avons utilisé une version d'essai du logiciel de simulation numérique Comsol Multiphasiques 5.2a© basé sur la méthode de résolution par éléments finis. Ce logiciel représente un couplage de différents modules physiques et possède des bibliothèques de modèles prédéfinis. La résolution d'un problème va suivre les étapes suivantes :

- Choix des modules de physiques
- Création de la géométrie

- Choix du maillage
- Résolution numérique
- Interprétation des résultats

Nous avons souhaité modéliser de façon intuitive le modèle d'un montage interférométrique d'OCT de type Michelson qui nous permettra de comprendre les mécanismes physiques mis en jeu.

3.1. Construction du modèle

Nous avons développé un modèle pour simuler l'amplitude de la lumière rétrodiffusée par les structures internes d'un échantillon à une profondeur donnée. Cependant, la vitesse de la lumière étant trop grande, le temps de parcours est trop rapide pour être mesuré directement. Pour détecter les photons balistiques, on a alors recours à une mesure par corrélation grâce à un montage interférométrique.

Le montage interférométrique d'OCT de type Michelson est utilisé pour mesurer avec précision les distances, longueur d'onde, ou indice de réfraction des composants optiques. Dans sa forme la plus simple, un montage interférométrique d'OCT de type Michelson est composé de cinq éléments: un miroir, un diviseur de faisceau, un capteur (écran), une source de lumière cohérente et un échantillon. La figure () montre et décrit un montage interférométrique d'OCT de type Michelson.

Comme on le voit sur la figure (), le motif d'interférence est généré lorsque les rayons réfléchis par le miroir M_{ref} et l'échantillon arrivent à l'écran avec différentes longueurs de chemin optique.

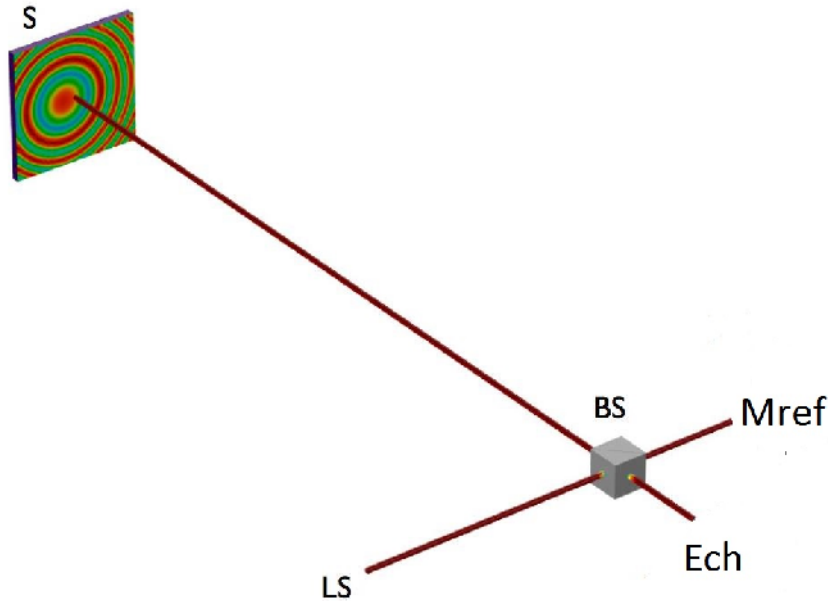


Figure 3.8 : un montage interférométrique d'OCT de type Michelson éclairé par le motif d'interférence résultant affiché sur l'écran (S). La lumière vient de la gauche (LS), frappe le diviseur de faisceau (BS) avant d'être tout aussi détournée vers le miroir (Mref) et un échantillon (Ech). Une fois réfléchi au niveau de miroir et l'échantillon, les deux faisceaux composant retournent au diviseur de faisceau (BS), où ils se recombinent pour se déplacer vers le capteur (S) ou la source lumineuse (LS)

3.1.1 Définition globale

Le diviseur de faisceau (BS) est constitué de deux prismes en verre BK7, séparées par un film (interface BS) diélectrique mince. Le diviseur de faisceau est entouré par un (AR), un revêtement anti-reflets. Le revêtement AR et l'interface BS sont modélisés en appliquant le sous-nœud de film diélectrique mince au nœud Matériel discontinuité.

La fenêtre Paramètres du nœud Matériel discontinuité inclut une option pour configurer automatiquement un revêtement monocouche avec la réflectance souhaitée. Dans ce cas, un facteur de réflexion de 0,5 est souhaité pour la limite intérieure du séparateur de faisceau de telle sorte qu'un rayon incident est divisé en deux faisceaux d'égale intensité.

La source lumineuse utilisée dans le modèle est un laser He-Ne. Par souci de simplicité, un seul rayon est d'abord libéré d'un point sur une face de l'enceinte. A noter qu'un rayon secondaire est

émis pour chaque réflexion du rayon à l'interface de station de base. Dans ce modèle, un total de trois rayons secondaires sont libérés de l'interface BS. En raison des revêtements anti-réfléchissants sur l'extérieur du diviseur de faisceau, l'intensité des rayons réfléchis à ces limites est négligeable, de sorte que la libération des rayons secondaires est supprimée. Pour un front d'onde sphérique avec un rayon de courbure principal $R_{1,0}$ avec une incidence normale sur une surface, le changement de phase correspondant à un X_p de changement de position sur l'écran est

$$\varphi_1 = k \left(\sqrt{x_p^2 + R_{1,0}^2} - R_{1,0} \right)$$

où k est le nombre d'onde. De même, le changement de phase pour un front d'onde avec un rayon de courbure principale $R_{2,0}$ est :

$$\varphi_2 = k \left(\sqrt{x_p^2 + R_{2,0}^2} - R_{2,0} \right)$$

Pour les petites valeurs de X_p , une solution approchée pour la différence de phase entre les deux fronts d'onde peut être obtenue en prenant une série de Taylor des expressions pour φ_1 et φ_2 et le maintien des termes allant jusqu'à deuxième ordre dans X_p ,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = kx_p^2 \left(\frac{1}{2R_{1,0}^2} - \frac{1}{2R_{2,0}^2} \right)$$

Si les deux rayons interfèrent de manière constructive à $X_p = 0$, ils interfèrent de façon constructive également lorsque la différence de phase entre les deux fronts d'onde est un multiple entier de 2π . Le premier tel point se produit lorsque

$$X_p = \sqrt{\lambda_0 \left(\frac{1}{2R_{1,0}^2} - \frac{1}{2R_{2,0}^2} \right)^{-1}}$$

qui est la distance à partir du centre du motif d'interférence à un point maximal l'intensité de la première frange.

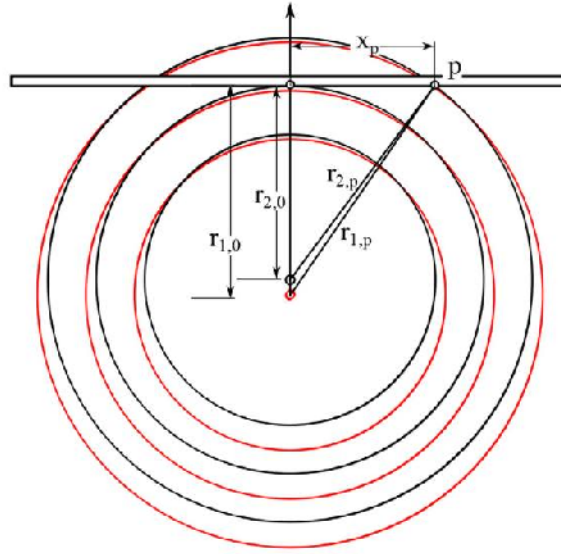


Figure 3.9: L'interférence de la lumière cohérente émise à partir de deux sources ponctuelles séparées par une faible distance.

3.1.2 Géométrie et Physiques utilisées

Nous avons choisi le module optique géométrique (Ray Optics Module) en mode lance du rayon (ray tracing), puis construit la géométrie de nos blocs soit des cube. Ensuite nous avons choisi les matériaux pour nos blocs, le pyrex pour le miroir, le bk7 pour le diviseur de faisceau et l'air pour l'écran(capteur). Le type de maillage employé est le Free Tetrahedral fin compte tenu des faibles épaisseurs simulées.

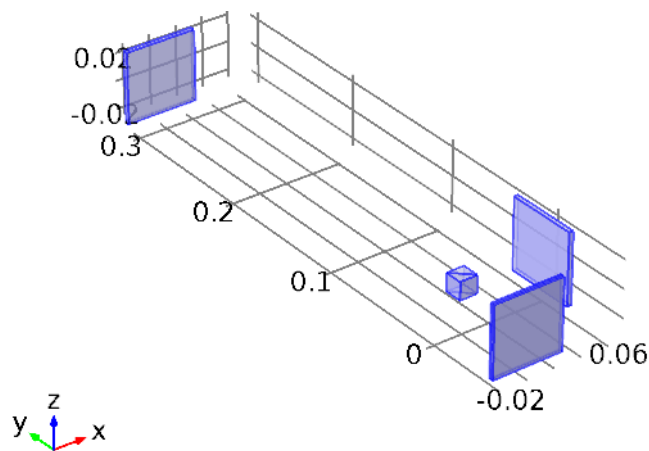


Figure 3.10: simulation d'un montage interférométrique d'OCT de type Michelson

3.1.3 Choix d'échantillon

Nous avons choisi un échantillon a deux milieux avec deux indices de réflexion différents 2 et 3 et d'une épaisseur de $1\mu\text{m}$, ils sont modélisés en appliquant « sous-nœud » film diélectrique mince au nœud Matériel Discontinuité.figure(4....)

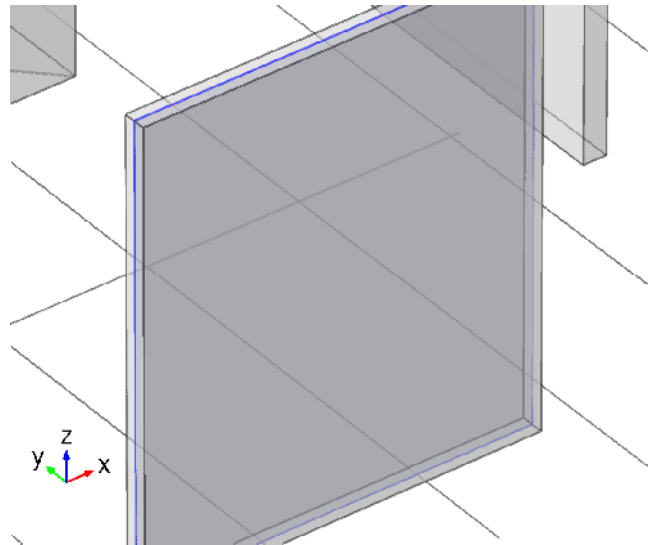


Figure 3.11: modélisation de l'échantillon avec l'application Matériel discontinuité

les détail de cette modélisation sont fournis pour COMSOL comme suit :

-
- Sélection

Niveau géométrique	Frontière
Sélection	Frontière 11

- Equations

$$\mathbf{n}_r = \mathbf{n}_i - 2\cos(\theta_i)\mathbf{n}_s$$

$$\mathbf{n}_t = \eta\mathbf{n}_i + \gamma\mathbf{n}_s$$

$$\eta = \frac{n_1}{n_2} \quad \gamma = -\eta\cos(\theta_i) + \cos(\theta_t)$$

$$\eta_{\parallel} = \frac{n_2\cos(\theta_i) - n_1\cos(\theta_t)}{n_2\cos(\theta_i) + n_1\cos(\theta_t)}$$

$$r_{\perp} = \frac{n_1\cos(\theta_i) - n_2\cos(\theta_t)}{n_1\cos(\theta_i) + n_2\cos(\theta_t)}$$

$$\eta_{\parallel} = \frac{2n_1\cos(\theta_i)}{n_2\cos(\theta_i) + n_1\cos(\theta_t)}$$

$$r_{\perp} = \frac{2n_1\cos(\theta_i)}{n_1\cos(\theta_i) + n_2\cos(\theta_t)}$$

$$k_{ur} = k_{uj} - 2k_{us} \cos(\theta_i)$$

$$k_{ur} = -k_{uj} + 2k_{us}$$

$$k_{vr} = k_{vj} - \frac{2}{\cos(\theta_i)} k_{vs}$$

$$k_{ut} = \eta k_{uj} + \gamma k_{us}$$

$$k_{ut} = \frac{\eta \cos(\theta_i)}{\cos(\theta_t)} k_{u,i} + \frac{\gamma}{\cos(\theta_t)} k_{u,s}$$

$$k_{vt} = \frac{\eta \cos^2(\theta_i)}{\cos^2(\theta_t)} k_{v,i} + \frac{\gamma}{\cos^2(\theta_t)} k_{v,s}$$

$$\Psi_r = \Psi_i + \arg(r)$$

$$\Psi_t = \Psi_i + \arg(t)$$

- Settings(paramètres)

Description	Value
Films diélectriques sur frontière	Ajouter des couches à la surface
Intensité de seuil	1e-3[W/m ²]
Réinitialiser le chemin optique	Désactivé
Afficher la normale de frontière	Désactivé

II-Résultats et Interprétation:

1/ résultats Matlab:

a)signal généré :

- a) Pour la 1^{ère} manipulation nous avons généré un échelon à 2 milieux, la phase de détection nous donne le graphe suivant :

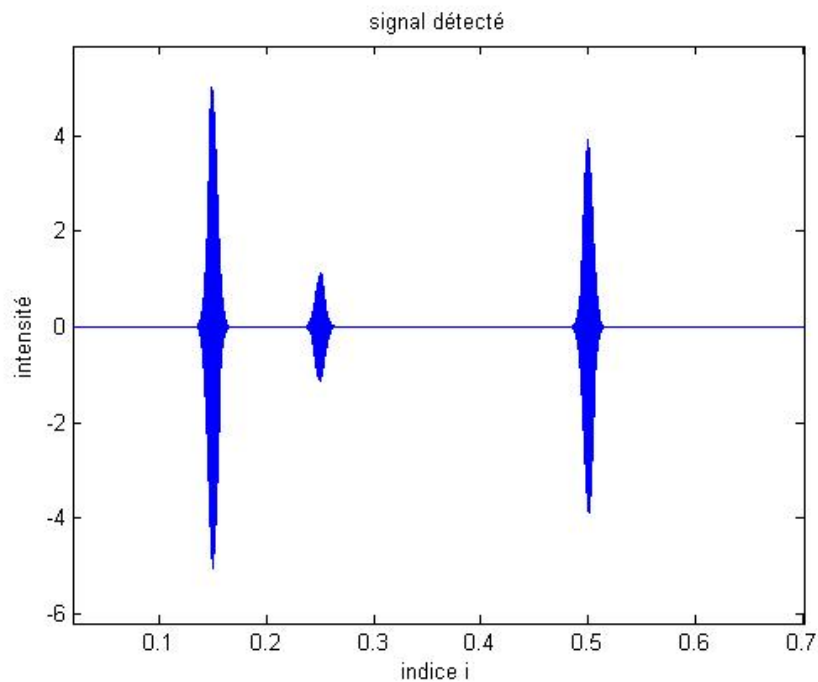


Figure 3.12: signal 1 après détection.

On observe dans cette figure des signaux modulés à chaque fois qu'on change de milieu.

- Pour la 2^{ème} manipulation avec un échelon à plusieurs milieux, on détecte le signal suivant :

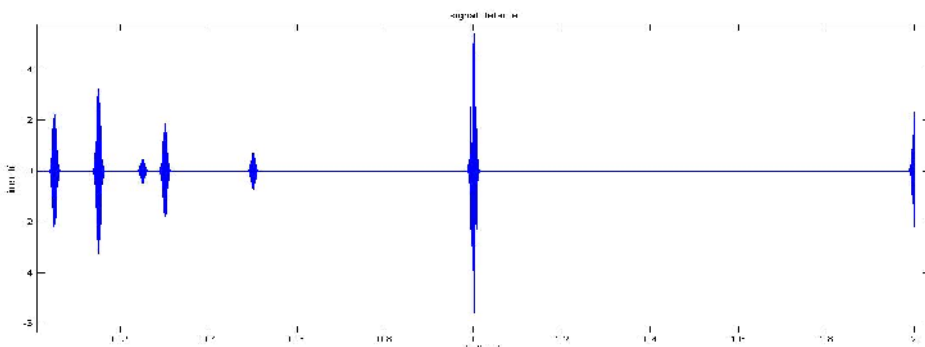


Figure 3.13: signal 2 après détection

Ce graphe indique que le nombre de milieux se traduit par l'apparition des modulations d'amplitude du signal d'entrée

Donc plus on augmente le nombre de milieux, et plus on observera des modulations d'amplitude

Nous avons remarqué qu'il ya une apparition d'un effet de bord aux extrémités du profil.

- Pour la phase de détection, nous avons obtenu l'enveloppe du signal détecté et éliminé les valeurs négatives du signal comme la figure suivante le montre :

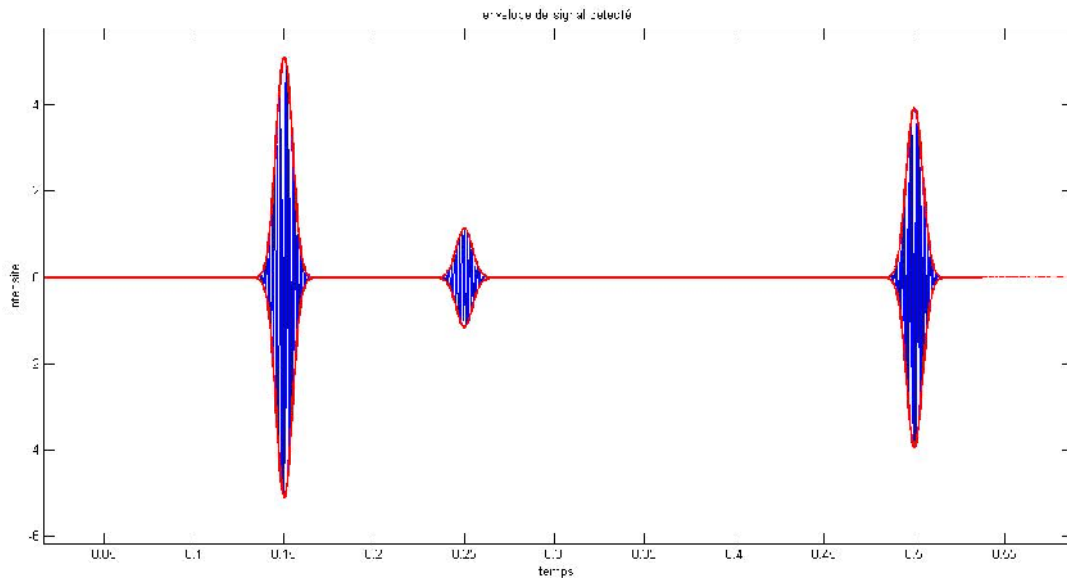


Figure 3.14 : détection du signal 1 avec son enveloppe.

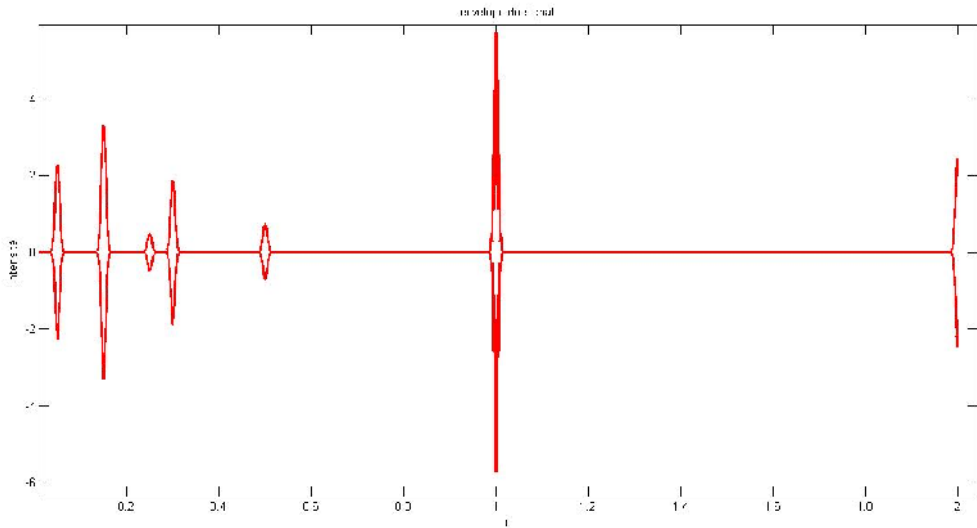


Figure 3.15 : enveloppe du signal 2.

- Signaux enveloppé après élimination de la partie négative :

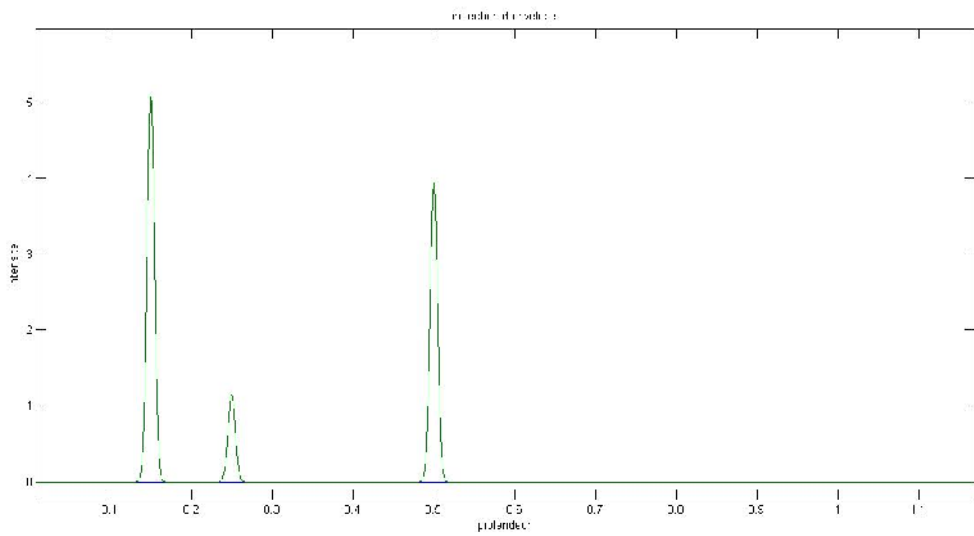


Figure 3.16: Signal d'échantillon 1.

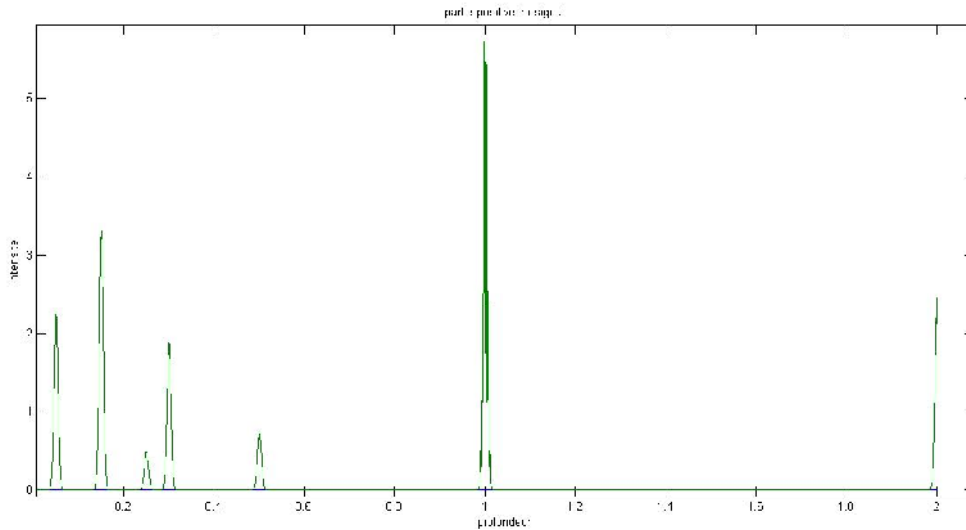


Figure 3.17 : signal d'échantillon 2.

les valeurs de profondeur de chaque milieu de notre échantillon seront définies par les valeurs d'axe x (axe des abscisses) c'est la distance entre les sommets du graph, sachant que la 1^{er} distance (entre zero et la valeur de 1^{er} max) définit le profondeur du milieu l'air.

Pour bien interpréter les résultats, nous avons les ploter avec la fonction matlab « imshow », les résultats sont présentés dans la figure suivante :

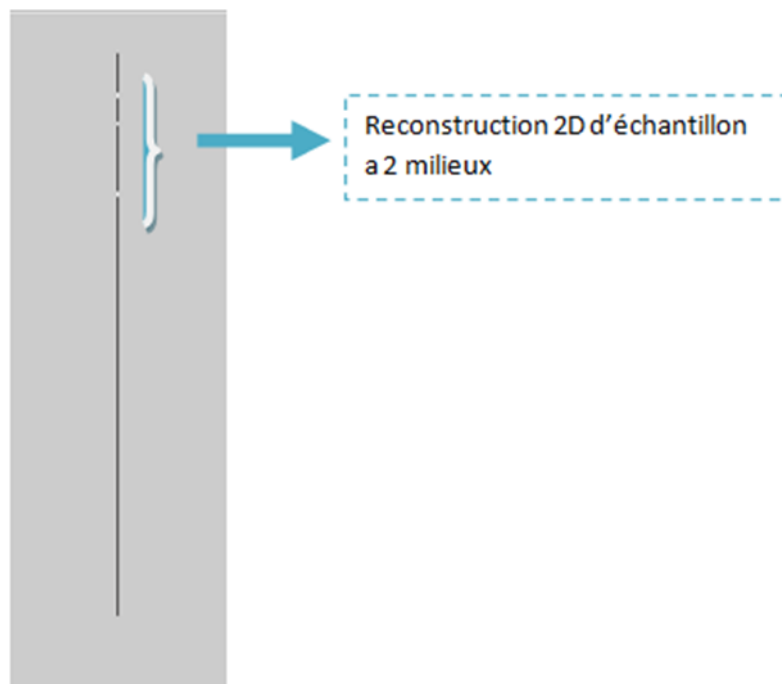


Figure 3.18 : Affichage de reconstruction de 1^{er} signal

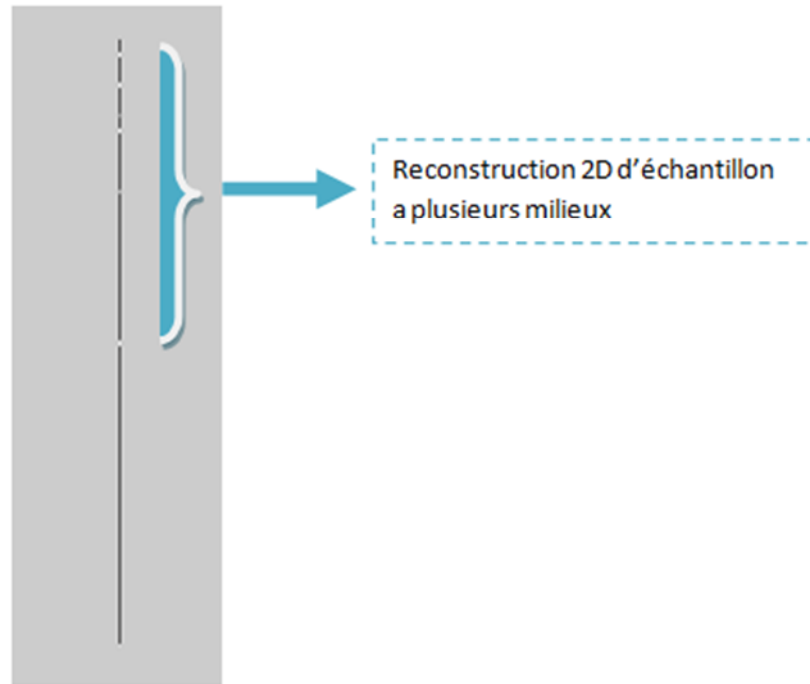


Figure 3.19 : Affichage de reconstruction de 2^{ème} signal

Les échantillons sont présentés clairement dans chaque une des figures, prenant en considération que la partie supérieure avant la 1^{er} tache blanche et celle après la dernière taches, représente les milieux d'air qui entoure notre échantillon (environnement).

b) Image :

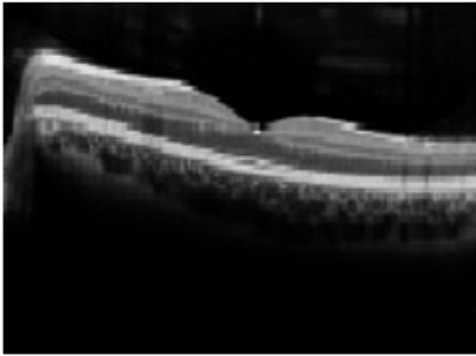
La partie a) nous a donné la reconstruction d'un seul profil .

Dans cette partie la même opération est effectuée mais pour tous les profils a reconstruire .

Nous avons choisi une image(307x126) damier de 307 profils et 126 pixels .

les figures qui vont suivre montrent les différentes étapes de reconstruction d'une dune structure a imager

IMAGE 1 ORIGINALE



PROFIL N° 100 DE L IMAGE1 ORIGINALE

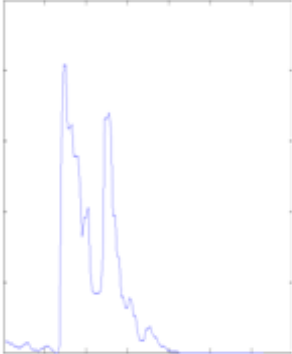
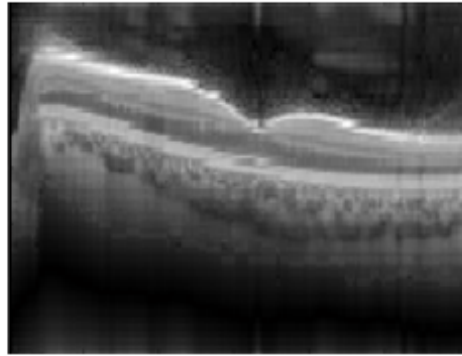
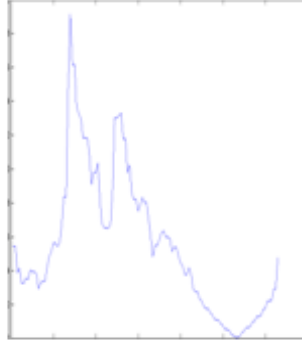


IMAGE1 RECONSTRUITE



PROFIL N° 100 DE L IMAGE1 RECONSTRUITE



LAMDA = $625 \cdot 10^{-9}$
 PAS = 10^{-4} a = 0, b = .01

IMAGE 2 ORIGINALE



PROFIL N° 100 DE L IMAGE2 ORIGINALE

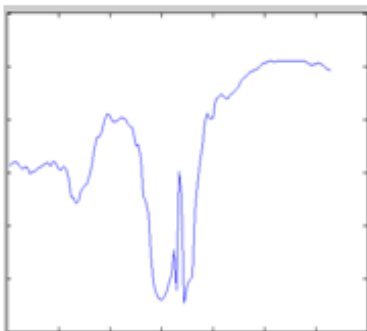
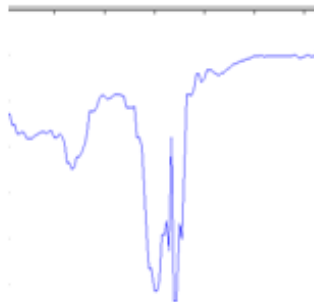


IMAGE2 RECONSTRUITE



PROFIL N° 100 DE L IMAGE2 RECONSTRUITE



LAMDA = $625 \cdot 10^{-9}$
 PAS = 10^{-4} a = 0, b = .01

Figure 3.20 différentes étapes de reconstruction d'une dune structure a imager

Les memes remarques sont a donner quant aux résultats obtenus a savoirs pour les profils et la modulation en amplitude et les effets de bord

La concaténation des profils nous permis de retrouver partiellement notre image de départ, et donc ce résultat semble être acceptable .

2. Résultats COMSOL :

2.1. Image d'interférence

Dans un premier temps, nous avons observé le phénomène d'interférences par le déphasage entre deux ondes sinusoïdales en un point donné de l'espace permet de prévoir si elles interfèrent de manière constructive ou destructive

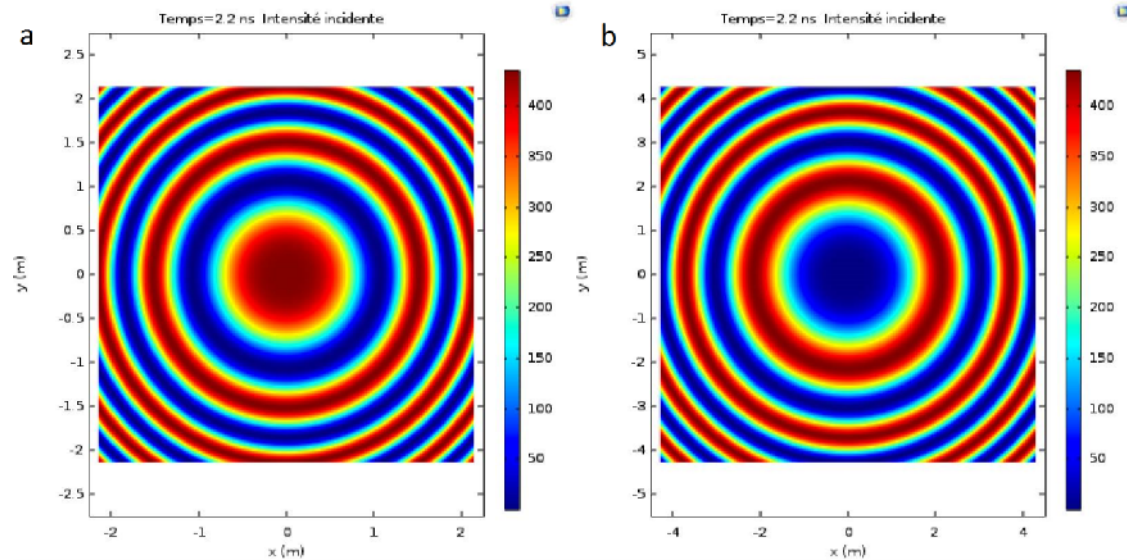


Figure 3.21: figure d'interférence obtenue pour une différence de marche (a) $\delta_1 = 0$ (constructive)
(b) $\delta_2 = \frac{\lambda}{4}$ (Destructive)

2.2. Trajectoire du rayon

Dans ce modèle, les rayons se propagent a travers le diviseur de faisceau et l'air renfermant les composants optiques. Les miroirs sont traités comme paroi des conditions aux limites à laquelle la réflexion spéculaire se produit .figure3.22

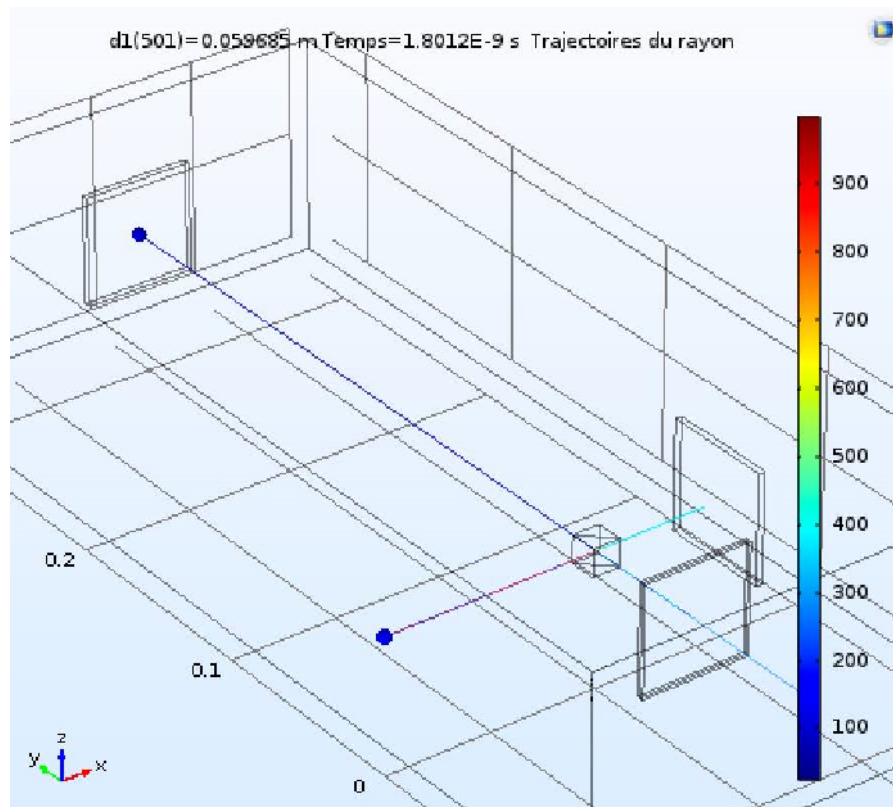


Figure 3.22: trajectoire du rayon en fonction du temps

La lumière vient de la gauche, frappe le diviseur de faisceau avant d'être tout aussi détournée vers le miroir et l'échantillon. Une fois réfléchi au niveau de miroir et l'échantillon, les deux faisceaux composant retournent au diviseur de faisceau, où ils se recombinent pour se déplacer vers l'écran ou la source lumineuse

2.3. Signal OCT

Nous avons obtenu le signal OCT représenté dans la figure () par la sélection de la tache centrale d'interférence sur l'écran (s), cette dernière est modélisée par une intensité de température (T) en fonction de la distance (d) entre le miroir de référence et le diviseur de faisceau.

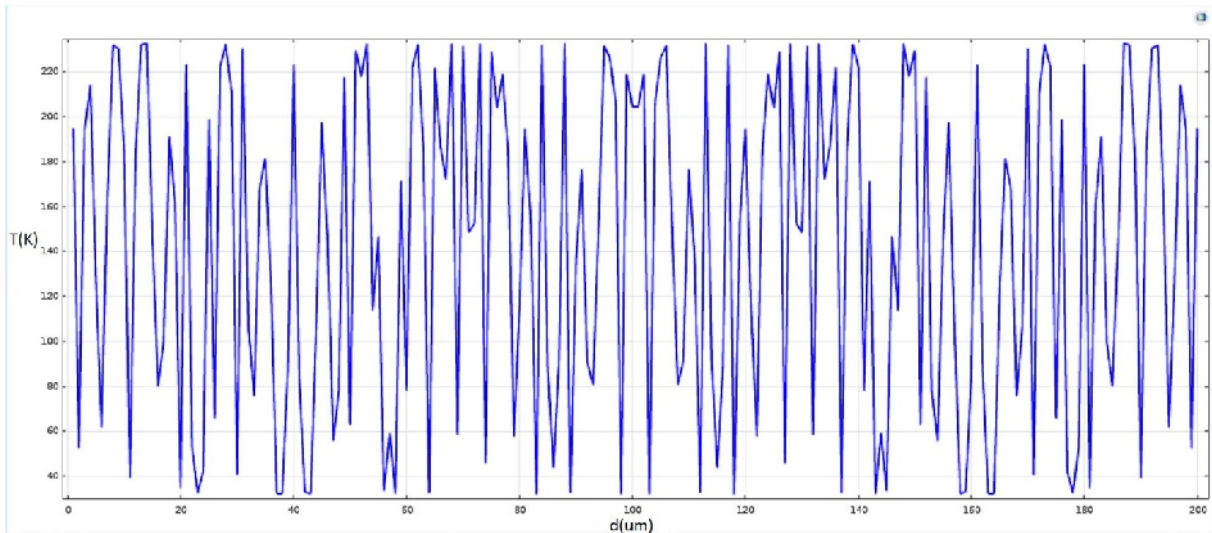


figure 3.23: Intensité de la tache centrale en fonction de la distance (d) entre le miroir de référence et le diviseur de faisceau

à première vue, on observe des perturbations d'intensité qui correspondent à la variation des milieux. Pour pouvoir visualiser les différents milieux à partir du signal il faudra varier la distance d un grand nombre de fois (autour de dix mille au moins), mais le temps de simulation étant très long, on a pu évaluer que deux cent valeurs (figure), donc les milieux ne se sont pas vraiment détectés, mais ça nous a pas empêché en quelque sorte d'observer le phénomène.

III. Présentation de l'interface graphique :

Notre programme de reconstruction chaque fois change les données d'entrée et aussi nous devons faire des modifications dans le programme lui-même afin de s'adapter au données, aussi pour bien Présenter notre travail et son efficacité, nous devrions comparé l' entrée avec la sortie.

C'est pour ca, nous avons pensé à faire une interface graphique,

Notre interface graphique suivre notre logigramme de programme de reconstruction, puisque nous avons 3 différents données d'entrée : le signal généré, l'image et les données de COMSOL, nous avons créé un groupe de bouton de telle sorte que chaque manipulation nous choisissons une des données d'entrée.

Ensuite, suivant les étapes du logigramme nous avons créé 3 push bottons, un pour la lecture de l'entrée, un autre pour compiler le traitement : détection puis l'enveloppe et la phase de l'élimination des valeurs négative, le dernier push Botton exécute la phase de reconstruction afin d'afficher notre milieu reconstruite.

Comme La figure ci-dessous le montre :

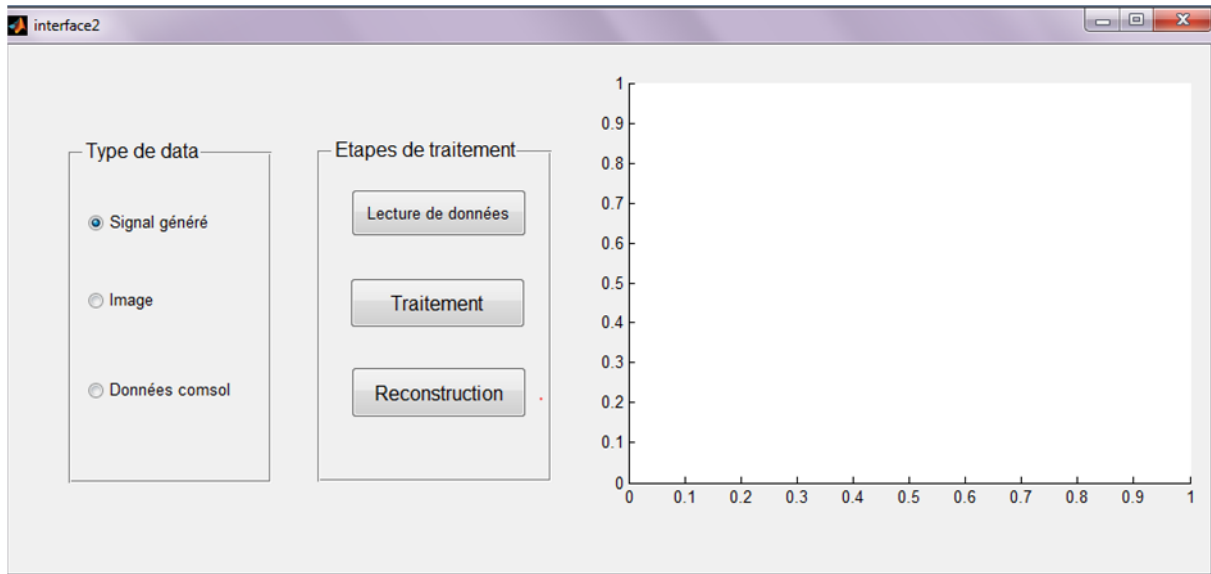


Figure 3.24: l'interface graphique

Conclusion :

Les résultats obtenus sous matlab , nous ont permis de faire une premiere reconstruction, certe pas parfaite, mais c'est un premier pas vers des résultats beaucoup plus précis.

Ceux obtenus sous comsol sont aussi tres interressants vu que nous avons pu retrouver les différents milieux, mais la complexité de calcul du logiciel comsol ne nous a pas facilité la tâche (temps de calcul trop long), en effet nous n'avons pas pu donner une bonne résolution axiale.

Conclusion générale

La reconstruction OCT fait partie d'un projet sur la rétine bionique de l'équipe de recherche « biorétine » du laboratoire LATSI.

Dans ce projet, Il nous a été demandé de faire une reconstruction d'un signal OCT, pour cela, nous avons dû faire une étude très approfondie dans le domaine de l'optique en général, et l'interféromètre de Michelson en particulier, l'étude nous a permis de comprendre le principe de l'OCT, de modéliser et de simuler les intensités interférométriques des ondes déphasées résultantes.

Nous avons fait deux types d'implémentation : la première sous Matlab, où nous avons fait la modélisation du signal interférométrique puis sa reconstruction. La seconde sous comsol. Dans cette dernière partie, nous avons réalisé un interféromètre de Michelson en nous basant sur les modules d'optique que comsol nous a fourni.

Les résultats sous Matlab sont plutôt satisfaisants, étant donné que nous avons pu trouver le signal OCT à partir de profils de milieux complexes différents. Ceux obtenus sous comsol ne sont pas de moindre importance puisque nous avons pu différencier plusieurs milieux.

Cependant, le domaine est large, il reste beaucoup de choses à faire que ce soit sous matlab ou sous comsol.

En effet, en faisant des recherches, et à notre grande surprise nous avons découvert que le principe de lecteurs optiques dans un dvd était basé sur le principe de l'interféromètre de Michelson. Nous n'avons pas eu l'occasion d'exploiter cette voie par faute de temps, mais cela reste une sérieuse initiative pour une réalisation hardware à l'échelle du laboratoire.

Avec ce projet de fin d'étude nous avons appris tellement de choses, durant ces trois mois, entre autres, il nous a amené à découvrir l'optique ainsi que toutes les sciences et les technologies qui sont liés à cette dernière. En outre, il nous a donné la chance d'enrichir nos connaissances en termes de programmation et simulation ; notamment, sous Matlab et COMSOL.

In fine, nous avons beaucoup appris de cette expérience que ce soit sur le plan pédagogique ou scientifique, aussi et surtout elle nous a permis d'apprécier et de comprendre l'intérêt de travailler en équipe.

- [1] MASTERS B.M. Three-dimensional confocal microscopy of the human optic nerve in vivo. *Optics Express*, novembre 1998, vol. 3, n°10, p. 356-359
- [2] CHASSEROT-GOLAZ S. Introduction à la microscopie confocale. 2003. Disponible sur : http://neurochem.u-strasbg.fr/5plateformes/la_microscopie_confocale.pdf
- [3] DOULÉ C. , LÉPINE T., GEORGES P., et al. Voir au travers des milieux troubles. *Images de la physique*, éd. CNRS, 1999, p. 72-78
- [4] DREXLER W., MORGNER U., PITRIS C., et al. In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *Optics Letters*, sept. 1999, vol. 24, n°17, p. 1221-1223
- [5] GUIOT E., MONERON G., GRIEVE K., et al. Non-invasive histology using full-field optical coherence tomography. *GIT Imaging and Microscopy*, nov. 2004, vol. 6, p. 26-27
- [6] SELB J., FORGET B., RAMAZ F., et al. Imager dans la profondeur des tissus : lorsque l'acoustique se marie avec l'optique. *Images de la physique*, éd. CNRS, 2005, p. 152-158
- [7] FUJIMOTO J.G. Optical coherence tomography: introduction. *Handbook of Optical Coherence Tomography*, eds. B. E. Bouma and G. J. Tearney, Marcel Dekker, New York, 2002, chap. 1, p. 1–40
- [8] BEAUREPAIRE E., MOREAUX L. Combined scanning optical coherence and twophoton-excited fluorescence microscopy. *Optics Letters*, juil. 1999, vol. 24, n° 14, p. 969-971
- [9] HUANG D., SWANSON E.A., LIN C.P., et al. Optical coherence tomography. *Science*, nov. 1991, n°254, p. 1178–1181
- [10] POVAZAY B., BIZHEVA K., UNTERHUBER A., et al. Submicrometer axial resolution optical coherence tomography. *Optics Letters*, oct. 2002, vol. 27, n°20, p. 1800-1802
- [11] FERCHER A.F., HITZENBERGER C. K., STICKER M., et al. A thermal light source technique for optical coherence tomography. *Optics Communications*, nov. 2000, n°185, p. 57-64
- [12] LEITGEB R.A., DREXLER W., UNTERHUBER A., et al. Ultrahigh resolution Fourier domain optical coherence tomography. *Optics Express*, mai 2004, vol. 12, n°10, p. 2156-2165
- [13] CHOMA M.A., SARUNIC M.V., YANG C. et al. Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography. *Optics Express*, sept. 2003, vol. 11, n°18, p. 2183-2189
- [14] LEITGEB R.A. 2004. Disponible sur : <http://lob.epfl.ch/webdav/site/lob/shared/Research/Overview%20on%20OCT%20and%20FD%20OCT.pdf>
- [15] YASUNO Y., MADJAROVA D.V., MAKITA S., et al. Three-dimensional and highspeed swept-source optical coherence tomography for in vivo investigation of human anterior eye segments. *Optics Express*, dec. 2005, vol. 13, n°26, p. 10652-10664
- [16] BEAUREPAIRE A., BOCCARA A.C., LEBEC M., et al. Full-field optical coherence microscopy. *Optics Letters*, fev. 1998, vol. 23, n°4, p. 244-246

[17] DUBOIS A., GRIEVE K., MONERON G., et al. Ultrahigh resolution full-field optical coherence tomography. *Applied Optics*, mai 2004, vol. 43 n°14, p. 2874-2883

[18] SCHMITT J.M., XIANG S.H., YUNG K.M. Speckle in optical coherence tomography. *Journal of Biomedical Optics*, janv. 1999, vol. 4, n°1, p. 95-105

liste des figures

Numéro		page
1.1	Les interactions entre matière et lumière prennent des formes multiples. Les photons peuvent être absorbés, transmis, réfléchis ou diffusés.	3
1.2	Distinction de trois types de photons suivant le nombre de diffusions subies lors de la traversée du milieu.	4
1.3	Les photons balistiques, ni déviés ni arrêtés par le milieu, permettent de former une image classique des structures de l'échantillon.	4
1.4	Les trois types de photons, définis en fonction du nombre de diffusions subies, diffèrent par le temps passé dans le milieu.	5
1.5	Acquérir une pile de coupes transverses ou dans l'épaisseur permet d'obtenir les informations structurales de l'échantillon en trois dimensions.	6
1.6	Principe de l'acquisition de coupes optiques à deux profondeurs différentes par sélection temporelle des photons balistiques	7
1.7	Les photons balistiques (réfléchis une fois) et les photons diffusés par un même élément diffèrent par la longueur parcourue dans le milieu avant de ressortir	8
1.8	Coupes obtenues par tomographie par cohérence optique sur un têtard de grenouille. Les images A, B et C correspondent respectivement aux orientations XZ, YZ et XY. Les flèches sur l'image A indiquent les positions des coupes XY et YZ .	8
1.9	Résolution et profondeur d'imagerie en biologie pour la microscopie confocale et la tomographie par cohérence optique.	10
1.10	Comparaison dans un milieu diffusant de la tomographie par cohérence optique (a) et de la microscopie confocale (b). Une grille métallique est imagée à travers une suspension de sphères de polystyrène. Seule la tomographie par cohérence optique permet de détecter la grille	10
1.11	L'œil humain	11
1.12	Structure de la rétine	13
1.13	la structure en couche de la rétine humaine et les cellules rétinienne neuronales avec leur résistivité.	14
1.14	Courbes d'absorbance des cônes et des bâtonnets pour l'Homme.	15

1.15	Densité des cônes en bleu et des bâtonnets en noir (en milliers par mm^2) par rapport à la distance au centre de la fovéa (en degrés).	16
1.16	Spectre d'absorption des pigments photosensibles de la rétine humaine, longueur d'onde en nanomètres (nm). Les courbes en couleur concernent les trois types d'iodopsines de cônes, la courbe noire la rhodopsine des bâtonnets.	17
1.17	Instrument commercial Cirrus HD OCT® de Carl Zeiss Meditec.	18
2.1	longueur de cohérence d'un laser	21
2.2	les types d'interférence.	23
2.2. a	somme de deux signaux	24
2.2. b		24
2.4	Schéma de principe d'un montage interférométrique d'OCT de type Michelson.	27
2.5	Interférogramme en lumière monochromatique. L'intensité résultant de la superposition de deux ondes est fonction de la différence de leurs phases.	29
2.6	Interférogramme obtenu avec une source monochromatique de longueur d'onde 30.	30
2.7	Superposition des interférogramme pour six longueurs d'onde différentes.	31
2.8	Teintes de Newton obtenues en interférométrie en lumière blanche, résultant de la superposition des interférogramme pour chaque longueur d'onde.	32
2.9	Interférogramme en faible cohérence temporelle. La largeur à mi-hauteur de l'enveloppe des franges est égale à la longueur de cohérence de la source L_c .	35
2.10	Interférences enregistrées en balayant un échantillon composé de deux milieux d'indices de réfraction distincts. Des franges d'interférence sont obtenues à chaque interface	36
2.11	Schéma d'un montage d'OCT classique fibré.	37
2.12	Balayage en z puis en x pour obtenir des coupes XZ.	37
2.13	Spectre de la lumière rétrodiffusée (a) et sa transformée de Fourier (b). L'information en profondeur est codée dans les fréquences du spectre	41
2.14	Simulation des franges d'interférence décalées de $\pi/2$ et de la coupe tomographique normalisée reconstruite avec l'algorithme de décalage de phase.	44

2.15	Le speckle résulte des interférences constructives et destructrices entre les ondes diffusées par les structures dans le volume de cohérence.	45
2.16	Coupe sur un doigt par OCT contenant un fort speckle qui dégrade la qualité de l'image	46
2.17	Les photons multidiffusés cohérents semblent provenir d'une structure à une profondeur importante alors qu'ils ont été diffusés par des éléments dans les couches supérieures de l'échantillon. Leur chemin optique correspond en effet à celui de photons balistiques rétrodiffusés par une structure plus profonde. Du signal factice est alors reconstruit sur la coupe tomographique.	47
3.1	Logigramme de programme de reconstruction	51
3.2	Image de pingouins divisée en profils et pixels.	52
3.3	Premier signal d'entrée d'échantillon à 2 couches	53
3.4	Deuxième signal d'échantillon avec plusieurs couches.	53
3.5	Image rétinienne	54
3.6	signal_OCT issue d'un interféromètre de Michelson	54
3.7	Les étapes de programme de reconstruction. (Détection et reconstruction, signal final)	57
3.8	un montage interférométrique d'OCT de type Michelson éclairé par le motif d'interférence résultant affiché sur l'écran (S). La lumière vient de la gauche (LS), frappe le diviseur de faisceau (BS) avant d'être tout aussi détournée vers le miroir (Mref) et un échantillon (Ech). Une fois réfléchi au niveau de miroir et l'échantillon, les deux faisceaux composant retournent au diviseur de faisceau (BS), où ils se recombinent pour se déplacer vers le capteur (S) ou la source lumineuse (LS)	59
3.9	L'interférence de la lumière cohérente émise à partir de deux sources ponctuelles séparées par une faible distance.	61
3.10	simulation d'un montage interférométrique d'OCT de type Michelson	61
3.11	modélisation de l'échantillon avec l'application Matériel discontinuité	62
3.12	signal 1 après détection.	64
3.13	signal 2 après détection	64
3.14	détection du signal 1 avec son enveloppe	65
3.15	enveloppe du signal 2	66
3.16	Signal d'échantillon 1.	66
3.17	signal d'échantillon 2.	67

3.18	Affichage de reconstruction de 1 ^{er} signal	67
3.19	Affichage de reconstruction de 2 ^{eme} signal	68
3.20	différentes étapes de reconstruction d'une dune structure a imager	69
3.21	figure d'interférence obtenue pour une différence de marche (a) $\delta_1 = 0$ (constructive), (b) $\delta_2 = \frac{\lambda}{4}$ (Destructive)	70
3.22	trajectoire du rayon en fonction du temps La lumière vient de la gauche, frappe le diviseur de faisceau avant d'être tout aussi détourné vers le miroir et l'échantillon. Une fois réfléchi au niveau de miroir et l'échantillon, les deux faisceaux composant retournent au diviseur de faisceau, où ils se recombinent pour se déplacer vers l'écran ou la source lumineuse.	71
3.23	Intensité de la tache centrale en fonction de la distance (d) entre le miroir de référence et le diviseur de faisceau	72
3.24	l'interface graphique	74