

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

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

جامعة سعد دحلب البلدية
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Projet de Fin d'Études

présenté par

MISSOUM Mohamed

&

REZZAOUI Abderrahmane

pour l'obtention du diplôme de Master en Électronique option

Micro-optoélectronique

Thème

Etude de l'interféromètre de Michelson en vue de réalisation d'un Tomographe par Cohérence Optique (OCT)

Proposé par : Mme. D. Naceur & Mr. A. Bencherchali

Année Universitaire 2013-2014

Remerciements

Tout d'abord, Nous remercions Allah Le Tout-Puissant qui a accepté nos supplications et nous a donné le courage pour terminer ce travail.

Nous souhaitons adresser nos remerciements les plus sincères aux personnes qui nous ont apporté leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réussite de cette formidable année universitaire.

Nous tenons à remercier sincèrement Notre promotrice Madame Naceur et Madame Bougherira, qui se sont toujours montrées à l'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de ce mémoire.

Nous remercions vivement Mr Bencherchali, pour toutes les connaissances scientifiques exceptionnelles qu'il nous a transmises, ainsi que pour l'aide et la grande disponibilité qu'il a bien voulu nous consacrer.

Nous exprimons notre gratitude à Monsieur Nacer qui a accepté de répondre à nos questions avec gentillesse.

Nos sincères remerciements s'adressent à Mesdames et Messieurs les membres du Jury qui nous font l'honneur de juger ce mémoire.

Nous tenons à remercier tous les enseignants et les étudiants de la spécialité Micro-optoélectronique 2012/2014 et le département de l'électronique en général pour leurs soutien.

Enfin, qu'il nous soit permis de dédier ce mémoire à nos parents et tous les membres de nos familles qui nous ont soutenu dans la réalisation de ce travail.

Dédicace Abderrahmane

*A cœur vaillant rien d'impossible
A conscience tranquille tout est accessible
Quand il y a la soif d'apprendre
Tout vient à point à qui sait attendre
Quand il y a le souci de réaliser un dessein
Tout devient facile pour arriver à nos fins
Malgré les obstacles qui s'opposent
En dépit des difficultés qui s'interposent
Les études sont avant tout
Notre unique et seul atout
Ils représentent la lumière de notre existence
L'étoile brillante de notre réjouissance
Comme un vol de gerfauts hors du charnier natal
Nous partons ivres d'un rêve héroïque et brutal
Espérant des lendemains épiques
Un avenir glorieux et magique
Souhaitant que le fruit de nos efforts fournis
Jour et nuit, nous mènera vers le bonheur fleuri
Aujourd'hui, ici rassemblés auprès des jurys,
Nous prions dieu que cette soutenance
Fera signe de persévérance
Et que nous serions enchantés*

Je dédie cette thèse à

A ma très chère mère

Affable, honorable, aimable : Tu représentes pour moi le symbole de la bonté par excellence, la source de tendresse et l'exemple du dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et de prier pour moi.

Ta prière et ta bénédiction m'ont été d'un grand secours pour mener à bien mes études.

Je te dédie ce travail en témoignage de mon profond amour. Puisse Dieu, le tout puissant, te préserver et t'accorder santé, longue vie et bonheur.

A mon Père

Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime, le dévouement et le respect que j'ai toujours eu pour vous.

Rien au monde ne vaut les efforts fournis jour et nuit pour mon éducation et mon bien être.

Ce travail est le fruit de tes sacrifices que tu as consentis pour mon éducation et ma formation.

A mes très chères sœurs

En témoignage de l'attachement, de l'amour et de l'affection que je porte pour vous. Vous êtes toujours dans mon cœur. Je vous remercie pour votre hospitalité sans égal et votre affection si sincère.

Je vous dédie ce travail avec tous mes vœux de bonheur, de santé et de réussite.

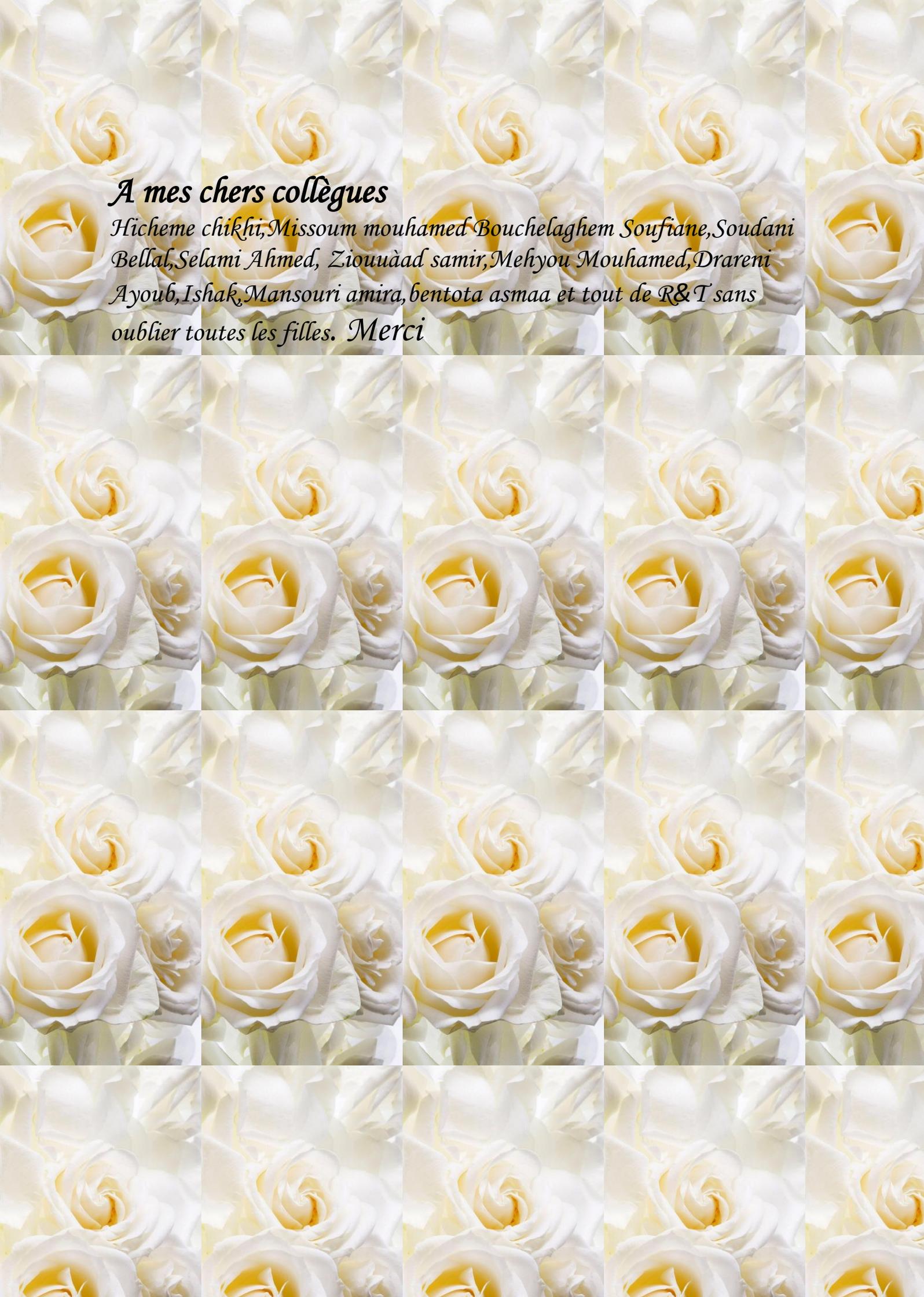
A tous les membres de ma famille, petits et grands

Veillez trouver dans ce modeste travail l'expression de mon affection

A mes chères amies

Mourad, Yousef, Omar, Raouf, Aboubakar, Smail, Adel, mexicaine

Et sans oublier mes frères Aissa et Zaki (الله يرحمهم)



A mes chers collègues

Hicheme chikhi, Missoum mouhamed Bouchelaghem Soufiane, Soudani Bellal, Selami Ahmed, Ziouuàad samir, Mehyou Mouhamed, Drareni Ayoub, Ishak, Mansouri amira, bentota asmaa et tout de R&T sans oublier toutes les filles. Merci

ملخص: التصوير الضوئي المقطعي هو تقنية تصوير غير مؤذية تستعمل جهاز قياس التداخل لإنتاج صور ذات جودة عالية وعلى مستوى العمق. علاوة على هذا، البصريات استفادت من ميزة التطور السريع للمكونات الضوئية الإلكترونية. الآن يعتبر التصوير الطبقي المقطعي من تقنيات التصوير الطبي الحيوي.

يهدف عملنا على تقديم حالة التقنية الصناعية لأجهزة التصوير الضوئي الطبقي وتوفير حلول الاختبار والتحليل التي تلبى استعادة قدرة الصور تصوير الشعاعي الطبقي. الخصائص المطلوبة هي قوة، وقابلية الاستخدام، والتشغيل الآلي والأداء العالي للصونيات.

في الواقع يهدف عملنا الى انجاز جهاز قياس دون ملامسة. يهدف هذا الجهاز إلى تصوير البنية الطباقية للعينات الحيوية الدقيقة.

شبكة العين بدقة عشرة ميكرون باستخدام تقنيات التداخل، على أساس تصميم مايكلسون.

كلمات المفاتيح: التصوير الضوئي المقطعي، جهاز مايكلسون لقياس التداخل، التناسق، التصوير الطبي، شبكة العين.

Résumé : La tomographie par cohérence optique est une technique d'imagerie non invasive utilisant un interféromètre pour produire des images à haute résolution et en profondeur. En outre, l'optique présente l'avantage de bénéficier de l'évolution rapide des composants optoélectroniques. L'OCT est une technique désormais établie dans le domaine de l'imagerie biomédicale.

Notre travail vise à donner un état de l'art sur les dispositifs OCT et à apporter les solutions de test et d'analyse qui répondent à la capacité en restauration d'images tomographiques. Les caractéristiques recherchées sont la robustesse, la convivialité, l'automatisation, ainsi qu'une performance photonique supérieure. En effet il s'agit en fait, de tenter de réaliser un appareil de mesure sans contact dont la finalité est de permettre la visualisation de coupes biologiques très fines d'un tissu particulier, la rétine avec une résolution d'une dizaine de microns en utilisant les techniques interférométriques, basés sur le concept de Michelson.

Mots clés : Tomographie par cohérence optique (OCT), Interféromètre de Michelson, Cohérence, Imagerie médicale, rétine .

Abstract:

The optical coherence tomography is a non-invasive imaging technique using an interferometer to produce high-resolution images and depth. In addition, optics has the advantage to benefit from the rapid development of optoelectronic components. OCT is now established in the field of biomedical imaging technique.

Our work aims to provide a state of the art on October devices and provide test solutions and analysis that meet the capacity restoration of tomographic images. The desired characteristics are robustness, usability, automation and a higher performance photonics. In fact it is actually attempting to make a non-contact measuring device whose purpose is to enable the visualization of very thin tissue slices of a particular tissue, the retina with a resolution of ten microns Using interferometric techniques, based on the Michelson design.

Keywords: Optical coherence tomography (OCT), Michelson interferometer, coherence, clinical imaging, retina.

Chapitre 1 Méthodes d'imagerie médicale

1.1	Introduction	01
1.2	Historique	04
1.3	Principe de l'imagerie médicale	05
1.4	Différentes techniques tomographiques.....	06
1.4.1	Microscopie confocale	06
1.4.2	Les scanners à rayons X	08
1.4.3	Echographie	10
1.4.4	Tomographie par résonance magnétique nucléaire (IRM)	11
1.4.5	Tomographie par cohérence optique	13
1.5	Conclusion.....	15

Chapitre 2 Tomographie par cohérence optique, état de l'art et théorie

2.1	Introduction.....	16
2.2	Principe de l'OCT	17
2.3	Le concept de la tomographie par cohérence optique	18
2.4	Les différentes configurations d'OCT.....	21
2.4.1	Tomographie par cohérence optique fréquentielle (FD-OCT)..	22
a.	OCT dans le domaine spectral (SD-OCT).....	22
	Principe de fonctionnement	23
b.	OCT fréquentielle avec une source à balayage spectral (SS-OCT).....	23
	Principe de fonctionnement.....	24
2.5	Avantages du FD-OCT par rapport au TD-OCT.....	25
2.6	Tomographie par cohérence optique plein champ.....	26

2.6.1	Principe de fonctionnement.....	26
2.6.2	Configurations possibles d'OCT plein champs.....	27
	a. Configuration de type Michelson	27
	b. Configuration de type Mirau	28
	c. Configuration de type Linnik	28
2.7	Performances d'un système OCT	29
2.7.1	La sensibilité de détection	29
2.7.2	La résolution.....	30
	a. La résolution axial.....	30
	b. La résolution latérale.....	31
2.7.3	La profondeur de pénétration.....	31
2.7.4	Vitesse d'acquisition	32
2.8	Application de la Tomographie par cohérence optique.....	33
2.8.1	Dans le domaine médical.....	33
2.8.2	Dans le domaine non médical.....	33
2.9	Sources à faible cohérence.....	33
2.9.1	Sources à base du semi-conducteur.....	34
2.9.2	Les Lasers femtoseconde.....	35
2.9.3	Lampes Halogènes	35
2.10	Conclusion.....	35

Chapitre 3 Interféromètre de Michelson et interférences

3.1	Introduction.....	34
3.2	La cohérence.....	34
3.3	La cohérence et la tavelure.....	35
	3.3.1 La cohérence spatiale.....	36
	3.3.2 Cohérence temporelle.....	37
3.4	Interférence de deux faisceaux.....	37

3.5 Interférence entre plusieurs sources	43
3.5.1 Sources identiques.....	43
3.5.2 Réflexions multiples dans une structure.....	47
3.6 L'interféromètre de Michelson et les interférences	48
• La lame séparatrice.....	50
3.6.1 Cas d'une source lumineuse monochromatique	51
3.6.2 Cas d'une source lumineuse monochromatique à deux longueurs d'ondes.....	53
3.6.3 Cas d'une source polychromatique (source a une largeur de bande).....	55
3.7 Conclusion.....	56

Liste des figures

Chapitre 1 :

Figure (A) système d'imagerie OCT.....	02
Figure(B) systèmes d'imagerie Michelson	02
Figure(c) Exemple de signal obtenu.....	03
Figure 1.1 La première radiographie réalisée en 1895 par Wilhelm Röntgen.....	04
Figure 1.2 Une coupe optique d'un organe.....	05
Figure 1.3 Structure générale du microscope confocal	06
Figure 1.4 Scanner hélicoïdal dernière génération (64 barrettes) "Low Dose".....	07
Figure 1.5 Image d'un rein fourni par la technique échographie.	09
Figure a.b Enregistrements des échos.....	10
Figure1.7 Tunnel de l'aimant.....	11
Figure 1.8 IRM du genou.....	12
Figure1.9 La rétine par la technique Tomographie optique.....	13
Figure. 1.10 Interféromètre de Michelson utilisé pour des applications OCT.....	13

Chapitre 2 :

Figure 2.1 Comparatif entre les différentes techniques d'imagerie en résolution et en Profondeur de Pénétration.....	16
Figure 2.2 Résultat final d'un procédé OCT appliqué à la rétine : (a) image en face, (b) image tridimensionnelle, (c) Image en coupe.	17
Figure 2.3 Interféromètre de Michelson à fibres optiques.....	18
Figure 2.4 Différents signaux correspondants aux différentes couches d'un échantillon.....	19
Figure 2.5 Méthode de reconstruction des structures pour un dispositif de TD-OCT.....	20

Figure 2.6 Schéma de principe de l'OCT en domaine spectrale (SD-OCT).....	21
Figure 2.7 Schéma de principe de l'OCT fréquentielle avec source accordable.....	23
Figure 2.8 Images de rétine obtenues avec dispositif respectif OCT temporelle (a) et fréquentielle (b).....	25
Figure 2.9 configuration de Michelson.....	27
Figure 2.10 configuration de linnik.....	28
Figure 2.11 La distinction entre les signaux recevait	29
Figure 2.12 Coefficient d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde.....	31
Figure 2.13 (a) Modèle d'interférence observée pour une source de lumière à haute cohérence(B) Modèle d'interférence observée pour une source à faible cohérence.....	33
Figure 2.13 Structure de puits quantique pour un laser	34

Chapitre03

Figure 3.1 Exemple sur la corrélation entre deux ondes.....	37
Figure 3.2 Speckle obtenues en sortie d'une fibre optique multimodes . Les points apparus dus aux interférences mutuelles d'une série de fronts d'onde.....	38
Figure 3.3. La longueur de cohérence d'une onde est la distance maximale entre deux fronts d'onde cohérents, c'est à dire capable d'interférer entre eux. Elle est infinie pour une onde parfaitement monochromatique.....	38
Figure 3.4 Deux ondes déphasées.....	40
Figure 3.5 Expérience de fentes de Young.....	41
Figure 3.6 Superposition de deux ondes en un point M d'un écran d'observation.....	41
Figure 3.7 Illustration tridimensionnelle de l'expérience de Young.....	42
Figure 3.8 Les franges d'interférences.....	45

Figure 3.9 Réseau de sources identiques.....	46
Figure 3.10 L'allure du signal résultant.....	49
Figure 3.11 Réflexions multiples dans une structure.....	49
Figure 3.12 Schéma de base de l'interféromètre de Michelson.....	51
Figure 3.13 les séparations des rayons au niveau de la lame séparatrice	52
Figure 3.14 résultat d'interférence entre deux ondes de fréquences différentes.....	56

Chapitre 1 Méthodes d'imagerie médicale

1.1 Introduction

L'imagerie médicale est un ensemble de techniques consistant à mettre en image différentes régions ou différents organes de l'organisme. Il existe plusieurs types d'imageries médicales qui sont plus ou moins adaptées en fonction des zones à étudier. On distingue notamment la radiologie, qui utilise les rayons X pour explorer les os, les poumons, l'abdomen ou le système digestif ; l'échographie, qui se sert des ultrasons pour explorer les organes pleins et qui permet d'observer le fœtus au cours de la grossesse ; l'imagerie par résonance magnétique (IRM) qui permet d'obtenir des images en coupes du corps ; le scanner qui donne également des images en coupe et qui permet de réaliser la représentation d'organes en 3D.

1.2 Historique

En 1895, Wilhelm Conrad Röntgen, physicien allemand, travaille sur la mise au point de tubes cathodiques quand il découvre par hasard en passant sa main à travers le rayonnement émis par le tube qu'il peut voir par transparence ses os. Il utilisa alors un papier photographique, placé derrière le tube et expérimenta le système sur son épouse, réalisant ainsi la première radiographie de l'histoire (Figure1.1). Il faudra attendre pourtant la deuxième guerre mondiale pour voir apparaître des systèmes commerciaux de radiographie utilisant ce principe. En 1972, Allan Mc Cornack et Godfrey Hounsfield mettent au point le premier scanner à rayons X, composé d'une source de rayons X, d'un détecteur et d'un système numérique d'analyse et de traitement, qui permet en balayant une zone du corps d'un patient et en mesurant l'absorption du faisceau, de déterminer la constitution du volume scanné (os, tissus, vaisseaux sanguins) [36]



Figure 1.1 La première radiographie réalisée en 1895 par Wilhelm Röntgen. Il s'agit d'une image de la main de son épouse Anna Bertha Ludwig sur laquelle on peut voir son alliance.

1.3 Principe de l'imagerie médicale

L'imagerie médicale est de créer une représentation visuelle intelligible d'une information à caractère médical. Cette problématique s'inscrit globalement dans le cadre de l'image scientifique et technique : l'objectif est en effet de pouvoir représenter sous un format relativement aisé une importante quantité d'informations issues d'un ensemble de mesures acquises selon un mode bien défini.

L'image obtenue peut être traitée informatiquement pour obtenir par exemple :

- une reconstruction tridimensionnelle d'un organe ou d'un tissu ;
- un film ou une animation montrant l'évolution ou les mouvements d'un organe au cours du temps ;
- une imagerie quantitative qui représente les valeurs mesurées pour certains paramètres biologiques dans un volume donné ;

Dans un sens plus large, le domaine de l'imagerie médicale englobe toutes les techniques permettant de stocker et de manipuler ces informations.

1.4 Différentes techniques tomographiques

Suivant les techniques utilisées, les examens d'imagerie médicale permettent d'obtenir des informations sur l'anatomie des organes (leur taille, leur volume, leur localisation, la forme d'une éventuelle lésion, etc.) ou sur leur fonctionnement (leur physiologie, leur métabolisme, etc.).

1.4.1 Microscopie confocale

La microscopie confocale est une technique basée sur un microscope appelé Microscope confocal qui a la propriété de réaliser des images de très faible profondeur de champ (environ 400 nm) appelées « sections optiques » *Figure 1.2*. Un rayon laser exciteur pénètre dans l'échantillon marqué avec des fluorochromes. Il y a alors émission des rayons fluorescents provenant de différents plans.

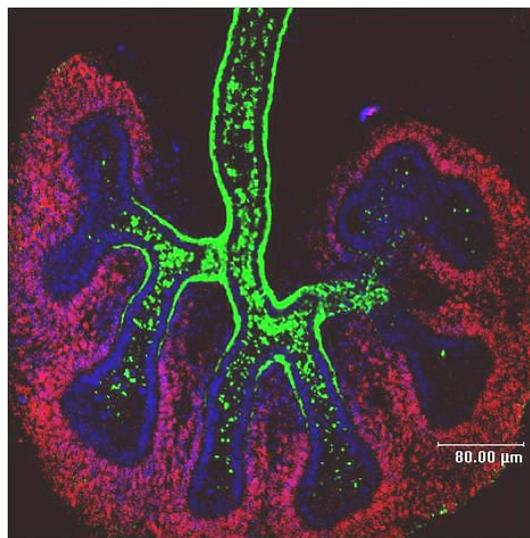


Figure 1.2. Une coupe optique d'un organe

Avec un microscope optique classique, si un objet est épais, il n'est possible d'obtenir une image nette que d'une partie de l'objet qui est dans le plan focal. Les plans focaux situés dessous ou dessus rendent l'image floue. Cette technique nous permet de visualiser les différentes couches séparément d'un objet à étudier sans le toucher ou l'abimer [37]

Le principe de microscopie confocale est d'éliminer la lumière provenant de coupes optiques supérieures et inférieures à l'aide des trous situés à la source de la lumière et avant le

détecteur, ces trous appelés sont très petits et appelés sténopés. On aura à la fin une coupe optique.

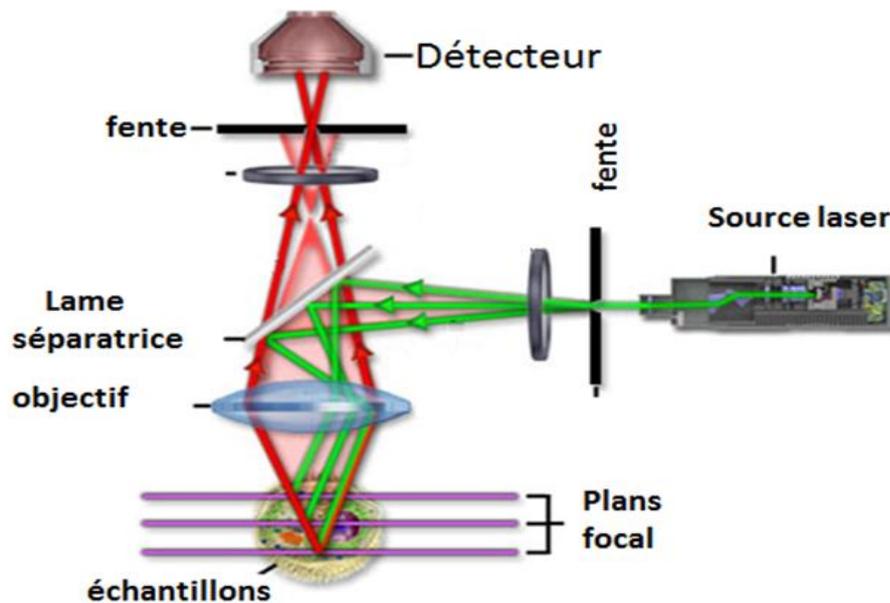


Figure 1.3. Structure générale du microscope confocal

En raison des limitations de la microscopie conventionnelle, la microscopie confocale est récemment devenue populaire. Bien que Marvin Minsky Obtenu un brevet sur la conception de microscope confocal en 1957, les premiers modèles commerciales n'étaient pas disponibles jusqu'à la fin des années 1980 [16].

Un seul objectif est utilisé que ce soit pour l'éclairage ou pour la détection, comme il est illustré dans la figure 2b. La lentille d'objectif focalise simultanément sur un sténopé entre la lentille et le détecteur, la lumière retournée de la couche située au niveau du plan focal passe à travers le trou vers le détecteur. La lumière retournée au-dessus ou au-dessous du plan focal est focalisé derrière ou en face du trou, en réduisant ou en éliminant sa contribution et / ou des interférences indésirables ce qui conduit à l'amélioration de la résolution.

Un balayage x-y est nécessaire pour obtenir la totalité d'informations sur la coupe située à la focale de la lentille.

La source utilisée est un faisceau laser. L'intérêt des lasers est de fournir une lumière quasi-monochromatique plus spécifique et facile à contrôler (en termes de filtrage). De plus la finesse du pinceau laser permet d'améliorer considérablement la résolution en XY (dans le plan) du fait d'une moindre diffusion.

Les lasers utilisés le plus fréquemment sont les suivants :

- argon-ion (longueurs d'onde : 457 nm, 488 nm, 514 nm)
- hélium-néon (longueurs d'onde : 543 nm, 633 nm)

Si l'on utilise une source de lumière blanche à la place d'un laser, il est également possible d'obtenir des images en couleur avec un microscope confocal. Il est toutefois plus difficile de focaliser la lumière blanche avec une forte intensité sur l'objet, ce qui augmente le temps d'acquisition. Les microscopes confocaux en lumière blanche utilisent en général plusieurs rayons de manière simultanée, ce qui permet d'observer plusieurs endroits de l'échantillon à la fois.

1.4.2 Les scanners à rayons X

La radiographie par transmission de rayons X (XRR) est une des premières applications optique dans le domaine médicale.

Depuis, les scanners médicaux ont bien évolué. On parle aujourd'hui de scanners de quatrième génération. La première génération de systèmes était constituée d'une source de rayonnement formant un pinceau de rayons X et d'un capteur se déplaçant le long du pinceau, le tout tournant autour de l'objet à explorer. Après chaque tour, la table sur laquelle repose le sujet se déplace pour effectuer des mesures de coupes voisines. Le temps d'acquisition est de l'ordre de 2 minutes par tour. La deuxième génération de scanners n'utilise plus un faisceau collimaté de rayons X mais un faisceau conique irradiant d'un seul coup la totalité du patient. Le capteur est remplacé par une barrette de détecteurs, réduisant ainsi considérablement le temps d'acquisition. En revanche, la conicité du faisceau rend les méthodes de reconstruction plus complexes. A la troisième génération, la circonférence du scanner était tapissée de

détecteurs et seule la source est en mouvement autour du patient. L'acquisition se fait alors en continu, ce qui permet de réduire le temps de la mesure, mais pas encore assez pour annihiler les artefacts de reconstruction dus aux mouvements du patient pendant l'examen. Ce système d'acquisition continue liée à l'amélioration de la sensibilité des détecteurs permet en plus de réduire la dose de rayons X reçue par le patient. Dernièrement, la quatrième génération de scanners, dont fait partie le SOMATOM Sensation 16 (Figure 1.4), a fait son apparition. On utilise maintenant une source conique associée à un détecteur matriciel (ou multi barrettes). Le système tourne autour du patient en même temps que celui-ci avance. Le mouvement de la source est hélicoïdale figure.

Le temps d'acquisition devient très court (13 secondes pour un scanner d'une zone abdominale de 41 cm [SIE]). En contrepartie, le mouvement hélicoïdal couplé à la conicité du faisceau rend l'algorithme de reconstruction très complexe. A côté de ces scanners classiques dans le milieu clinique, d'autres géométries de systèmes sont actuellement à l'étude telles que les scanners à faisceau conique composés d'une source non-collimatée à laquelle on oppose une matrice de détecteurs de très grande résolution (2400x2400 pour le C7942 d'Hamamatsu, par exemple) L'acquisition se fait donc en un seul tour autour du patient.



Figure 1.4. Scanner hélicoïdal dernière génération (64 barrettes) "Low Dose"

1.4.3 Echographie :

Appelé aussi Imagerie ultrasonore haute fréquence, c'est une technique non optique, elle est considérée comme une technique compétitif à la Tomographie par cohérence optique. Dans cette technique, on utilise des ondes sonores ayant une fréquence supérieure à celle qui peut être détectée par l'oreille humaine ($> 20\text{kHz}$).



Figure 1.5. Image d'un rein fourni par la technique échographie.

Une sonde émet des ondes acoustiques de très courte durée au niveau de l'échantillon ou du tissu biologique. . La même sonde enregistre les échos renvoyés par les surfaces de séparation des différents milieux.

Sur l'enregistrement Figures a.b. 1 division notée « div » correspond à une durée de temps. Le temps pour que le son soit réfléchi en retour, dite le temps de retard d'écho, que l'on mesure par voie électronique, est utilisée pour mesurer les distances. Les ondes ultrasonores sont généralement produites par des disques ou des plaques (transducteurs) vibrants. Ces disques servent à la fois en tant que source d'ondes ultrasonores et comme détecteur.

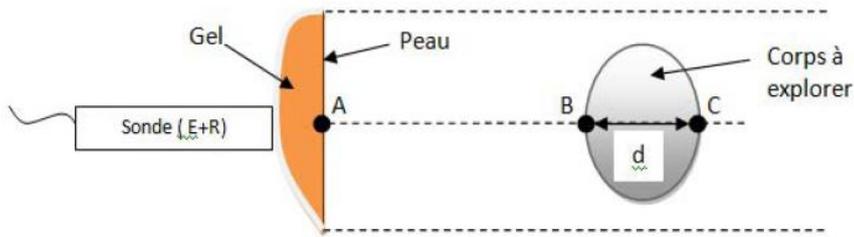


Figure a

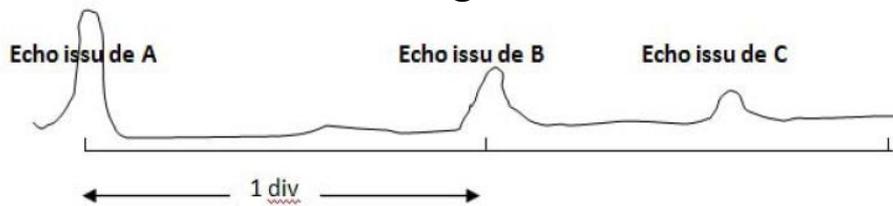


Figure b

Figure a.b. Enregistrements des échos, La couche du gel est pour améliorer l'émission et la réception des ondes ultrasonores. Le gel sert « d'adaptateur d'impédance » pour la traversée de la peau par les ultrasons

Les transducteurs sont typiquement constitués de cristaux tels que le titanate zirconate de plomb (PZT) ou du Fluorure de polyvinylidène (PVDF). Si une tension appliquée sur le transducteur (cristal), il se dilate, si elle est inversée, le cristal se contracte. [OCT principes & applications]. La tension aux bornes du cristal contrôle la taille relative et la vitesse de changement du transducteur. Si un courant alternatif est placé aux bornes du transducteur, le transducteur change de manière sinusoïdale. Comme indiqué, le cristal sert à la fois comme un générateur de son ou un détecteur de telle sorte que, si le détecteur reçoit des ondes acoustiques réfléchies, une tension est générée par le transducteur qui peut être détecté par voie électronique. Le son est une onde, il n'est donc pas surprenant qu'il possède de nombreuses propriétés physiques similaires à la lumière. Par exemple, les expositions sonores diffraction et interférences tout comme la lumière. Une différence importante entre la lumière et le son est que l'atténuation de la lumière dans l'air est minimale mais beaucoup plus importante que les ondes sonores. En raison de ces limitations, l'imagerie par ultrasons, à toutes fins pratiques, ne peut pas être effectuée dans l'air et nécessite un moyen de transduction.

1.4.4 Tomographie par résonance magnétique nucléaire (IRM)

L'IRM utilise le principe de résonance magnétique nucléaire formalisé en 1946 par Felix Bloch et Edward Mills Purcell. L'idée consiste à faire apparaître une aimantation due aux atomes d'hydrogène dans les tissus sous l'effet d'un champ magnétique intense, puis d'exciter ces atomes par une onde électromagnétique. Les atomes d'hydrogène tendent ensuite à se relaxer en émettant à leur tour une onde électromagnétique qui sera ensuite analysé et qui fournira les informations tomographiques recherchées. L'invention de l'IRM est conjointement attribuée à Paul Lauternur, Peter Mansfield et Raymond Damadian en 1969. L'IRM est à l'heure actuelle employée principalement pour l'imagerie cérébrale (détection de lésions, d'inflammations ou de tumeurs cérébrales). D'autres applications se démarquent, notamment l'exploration de la colonne vertébrale ou des articulations. Il existe également des techniques d'IRM fonctionnelle basée sur l'observation de l'hémoglobine, fortement réactive lorsqu'elle est désoxygénée. La technologie IRM présente l'avantage d'être, comme l'échographie, inoffensive pour le patient et donne, pour certains organes, de très belles images. En revanche, l'acquisition nécessite l'immobilisation du patient pendant un temps très long (typiquement 10 minutes) [41].



Figure1.7. Tunnel de l'aimant

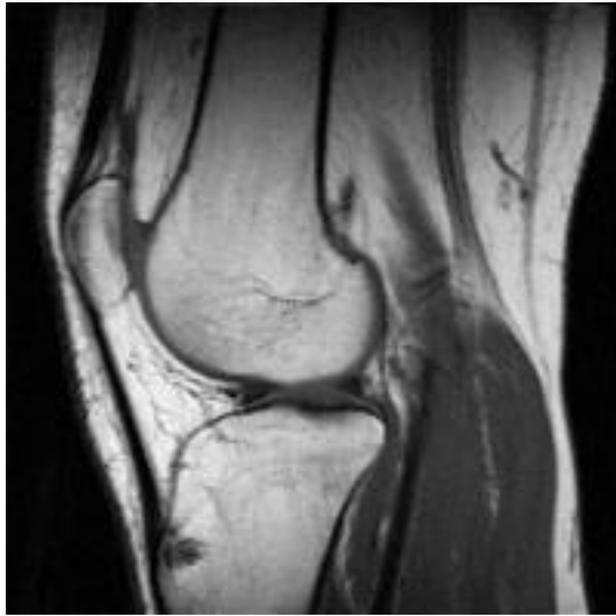


Figure 1.8. IRM du genou

1.4.5 Tomographie par cohérence optique

La tomographie par cohérence optique **OCT** est une technique d'imagerie fondée sur l'interférence qui permet la production d'une image tomographique transversale haute résolution de la structure interne d'échantillons, par une mesure de la rétrodiffusion ou de la rétro réflexion de la lumière.

La résolution axiale (profondeur) de la méthode est obtenue par la longueur de cohérence de la source de lumière du système de, laquelle se situe généralement à l'intérieur de l'intervalle de 1 à 30 μm . Cette résolution spatiale place la dans un créneau se situant entre la microscopie confocale et l'échographie [16].

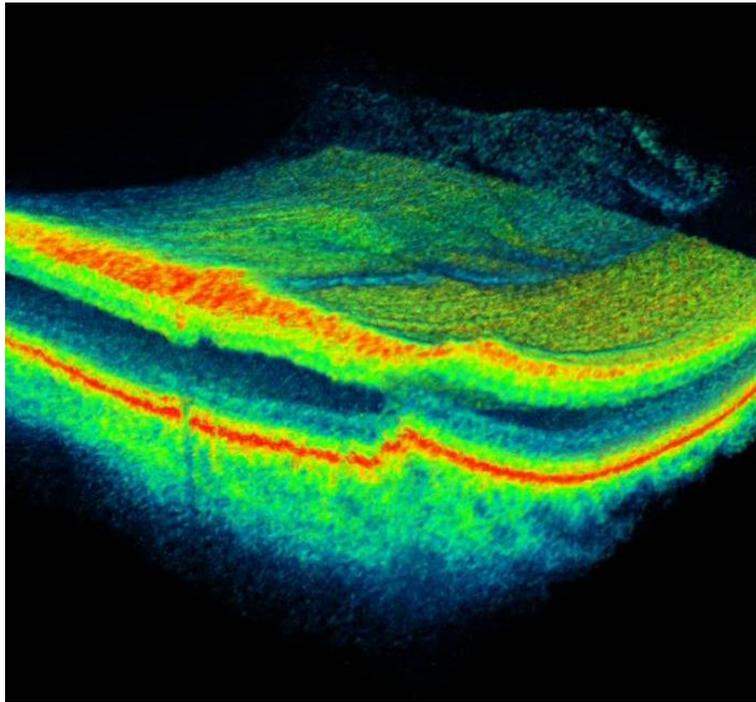


Figure 1.9. image de la rétine par la technique Tomographie optique

La plupart des systèmes d'OCT sont basés sur l'interféromètre de Michelson décrit-en Figure 1.10.

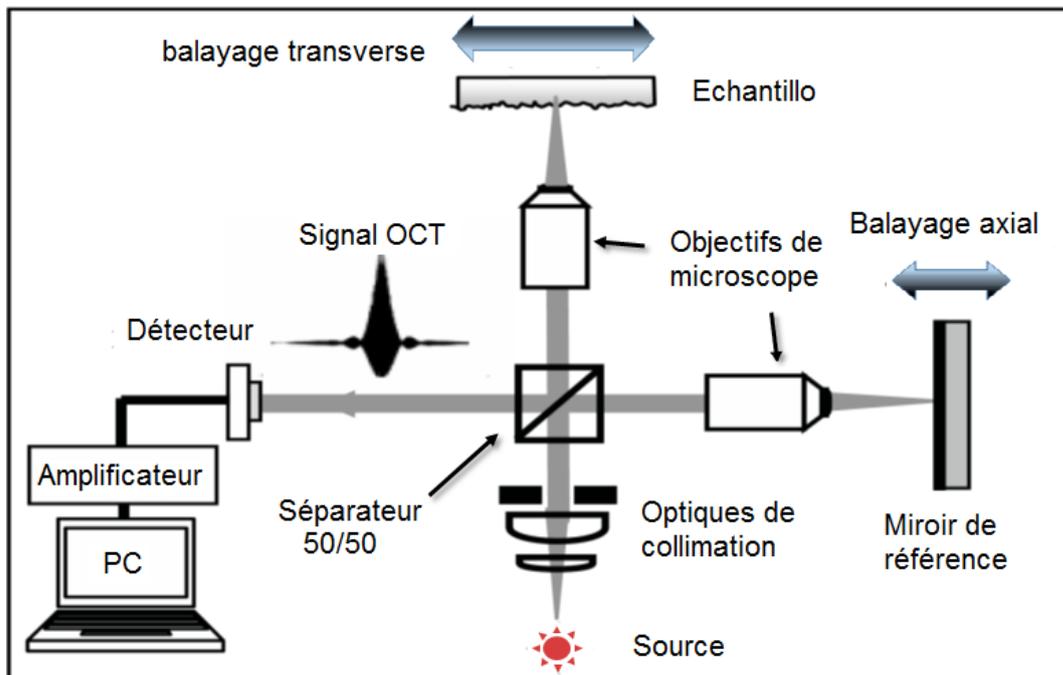


Figure. 1.10 Interféromètre de Michelson utilisé pour des applications OCT

1.5 Conclusion

Il existe à l'heure actuelle un certain nombre de techniques d'imagerie permettant d'imager les structures cachées dans le corps humain comme les ultrasons, les rayons X, la résonance magnétique. Récemment il est apparu une autre voie, l'optique infrarouge qui fournit depuis une dizaine d'année des images inédites. De plus, les développements récents au niveau de l'intégration de l'optique dans des cathéters et le perfectionnement des ballonnets d'angioplastie permettent des avancées rapides au niveau des systèmes d'imagerie.

Ainsi, la Tomographie Optique Cohérente (OCT) est devenu la méthode la plus utilisée. Cette nouvelle méthode non destructive basée sur l'utilisation de sources optiques à faible cohérence temporelle permet d'obtenir des profils haute résolution de microstructures enfouies dans des tissus biologiques ou des matériaux.)

L'OCT est une méthode réalisée sans contact, non invasive, et avec une résolution spatiale élevée, ce qui permet de visualiser la structure biologique sous la peau.

Chapitre 3 Interféromètre de Michelson et interférences

3.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent, les différents types des systèmes tomographie par cohérence optique, leur concept général et les performances, Toutes ces méthodes sont basées sur le même principe qui est l'interférométrie et utilisent l'interféromètre de Michelson comme support. Nous allons aborder dans ce chapitre la théorie de l'interféromètre de Michelson ainsi que la notion d'interférences.

La notion de cohérence est tout d'abord introduite au début de ce chapitre.

3.2 La cohérence

L'onde est un phénomène de propagation de perturbations (Figure 3.1) avec une vitesse déterminée par l'espace de propagation.

Comme on a cité dans le précédent chapitre, la cohérence est un topique n'est pas simple à définir [16], Cependant, la définition suivante va imager cette notion.

L'amplitude et la phase de la lumière subissent des fluctuations trop rapides pour l'œil ou détecteurs physiques ordinaires. Si deux faisceaux proviennent de la même source, les fluctuations dans les deux faisceaux sont en général corrélées (ils ont un degré de relation entre eux) et les faisceaux sont dits être complètement ou partiellement cohérents, selon que la corrélation est complète ou partielle.

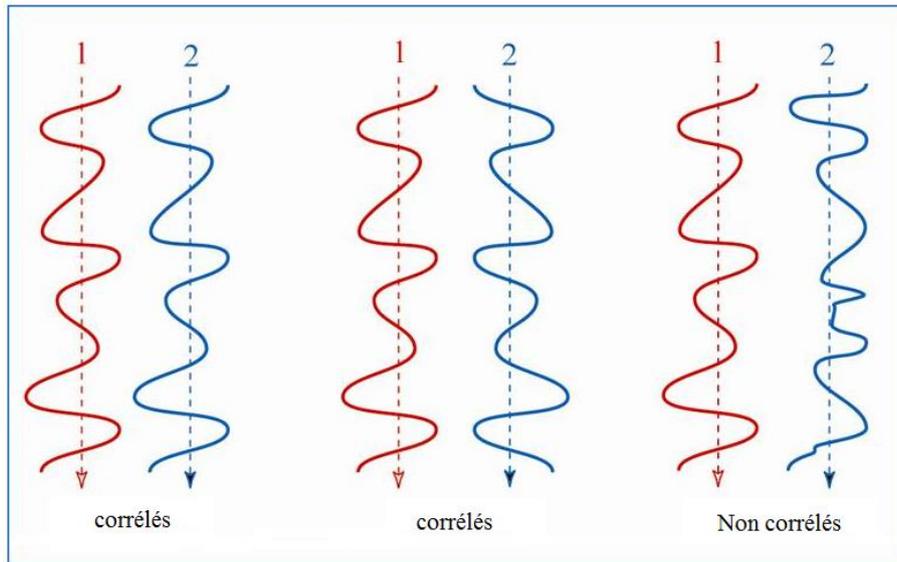


Figure 3.1. Exemple sur la corrélation entre deux ondes

3.3 La cohérence et la tavelure

Quand un objet est éclairé par un laser, il semble être couvert avec une structure granulaire très fin. Pour cela, il est nécessaire que l'objet diffuse la lumière, comme cela se produirait, par exemple, avec une feuille de papier, une surface de ciment, ou une surface métallique non polie. Tous les points de l'objet illuminé par le laser sont cohérents et les ondes qu'il transmet à l'œil sont susceptibles d'interférer. L'image de chaque point de l'objet sur la rétine produit une image de diffraction qui dépend du système de formation d'image de l'œil, Il est l'interférence entre ces images de diffraction qui est responsable de la structure granulaire appelé tavelures (« *Speckle* » en Anglais). Si l'œil est remplacé par un système photographique, le phénomène est le même, l'image de chaque point de l'objet est une tâche d'Airy : après développement, l'image affiche un motif de tavelures qui dépend de l'ouverture de la lentille [40].

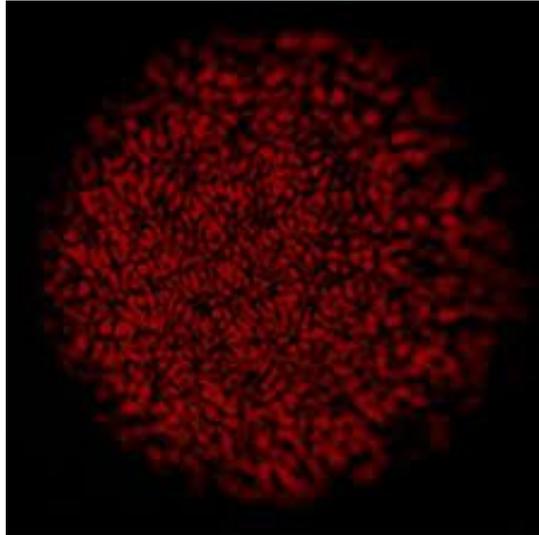


Figure 3.2. Speckle obtenues en sortie d'une fibre optique multimodes [38]. Les points apparus dus aux interférences mutuelles d'une série de fronts d'onde [38].

3.3.1 La cohérence spatiale

La cohérence spatiale est la capacité de chacun des points du front d'onde (**Figure 3.2**) à interférer avec n'importe quel autre point. La distance parcourue par le front d'onde pour laquelle deux points peuvent interférer appelé la longueur de cohérence l_c .

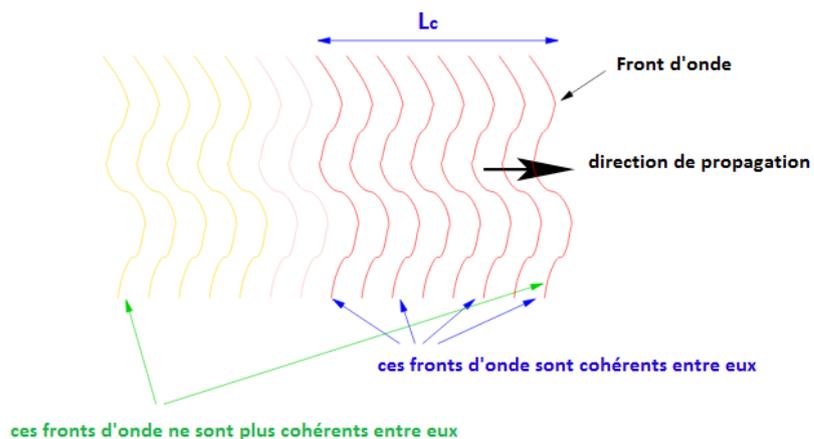


Figure 3.3. La longueur de cohérence d'une onde est la distance maximale entre deux fronts d'onde cohérents, c'est à dire capable d'interférer entre eux. Elle est infinie pour une onde parfaitement monochromatique.

3.3.2 Cohérence temporelle

La cohérence temporelle d'une onde est liée à la largeur de bande spectrale de la source. Une onde strictement monochromatique serait sinusoïdale dans le temps, de fréquence ν_0 , et devrait exister depuis un temps infini et durer encore un temps infini. Or toutes les ondes lumineuses que nous connaissons ont une durée finie, ne serait-ce que parce qu'elles ont été émises à un moment donné non infini et qu'elles cessent d'exister lorsque nous les détectons [39]. Donc, En pratique, aucune onde n'est réellement monochromatique, mais, en général, le temps de cohérence de la source directement proportionnel à sa longueur de cohérence temporelle.

$$\tau_c = \frac{l_c}{c} \quad (3.1)$$

Où c la vitesse de propagation de l'onde, l_c est appelé la longueur de cohérence temporelle, il faut que la différence de marche soit petite devant cette longueur pour que les franges soient nettes [39].

3.4 Interférence de deux faisceaux

L'expérience schématisée sur la figure 3.5 consiste à faire interférer deux faisceaux de lumière, issues d'une même source, en les perçant dans un plan opaque. Sur un écran disposé en face de fentes, on observe un motif de diffraction qui est une zone où s'alternent des zones obscures et autres brillantes appelées franges d'interférences.

Soient deux ondes S_1 et S_2 comme représenté dans la figure 3.4, leur déphasage est défini par la différence $\phi_2 - \phi_1$

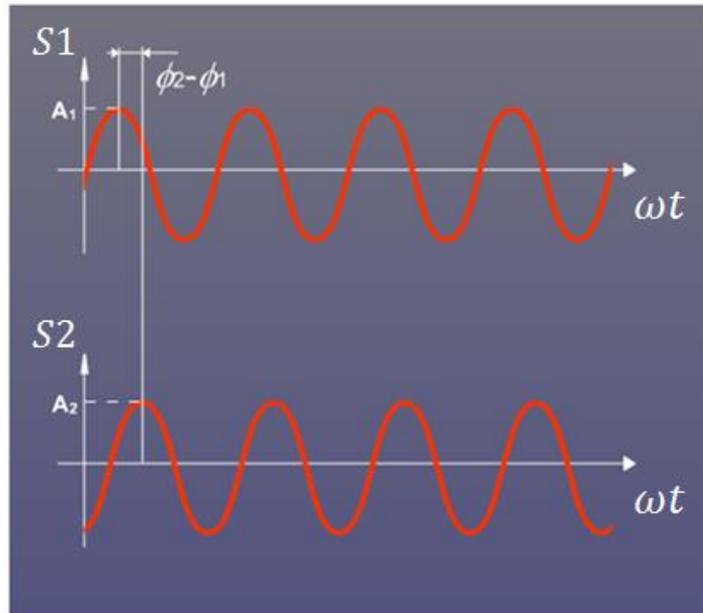


Figure 3.4 Deux ondes déphasées

- Si $\phi_2 - \phi_1$ est nulle à un multiple de 2π près, on dit que les ondes vibrent en phase, lorsqu'elles se combinent, leurs amplitudes s'additionnent : on parle d'interférences constructives.
- Si leur déphasage $\phi_2 - \phi_1$ est égale à π à un multiple de 2π près, on dit que les ondes se vibrent en opposition de phase, lorsqu'elles se combinent leur amplitudes se compensent, on parle alors des interférences destructives.

Deux sources S_1 et S_2 physiquement indépendantes sont toujours totalement incohérentes entre elles (même si elles sont ponctuelles) cela est dû au caractère aléatoire de l'émission lumineuse, (quelle que soit son origine), qui rend toute source de lumière temporellement incohérente.

L'idée est donc d'obtenir, à partir d'une source S appelée source primaire, deux sources secondaires S_1 et S_2 , possédant le même caractère aléatoire que S . Il faut pour cela séparer l'onde primaire en deux ondes secondaires. Ce concept a été utilisé dans plusieurs expériences d'interférences lumineuses comme : les miroirs de Fresnel, les trous ou fentes de Young, L'interféromètre de Michelson, de Jamin ou de Mach-Zender.

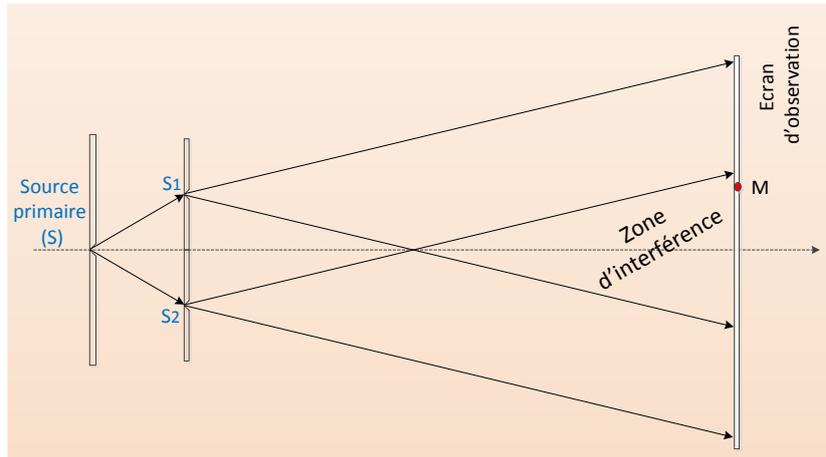


Figure 3.5 Expérience de fentes de Young

L'expérience schématisée ci-dessus fut réalisée pour la première fois par Thomas Young en 1801 et permit de comprendre le comportement et la nature de la lumière [32]. Une source primitive S donnera deux sources dérivées S_1 et S_2 corrélées, émettant en phase deux ondes lumineuses, supposées pour l'instant parfaitement monochromatiques et ponctuelles. Ces ondes vont parvenir en un point M quelconque de l'espace déphasées l'une par rapport à l'autre du fait d'un terme de propagation différent. On peut alors placer un écran en un endroit quelconque de l'espace (mais susceptible d'être atteint par des rayons issus des deux sources) (Figure 3.6) et y observer la répartition d'intensité, et qu'on visualise sur l'écran une figure d'interférences.

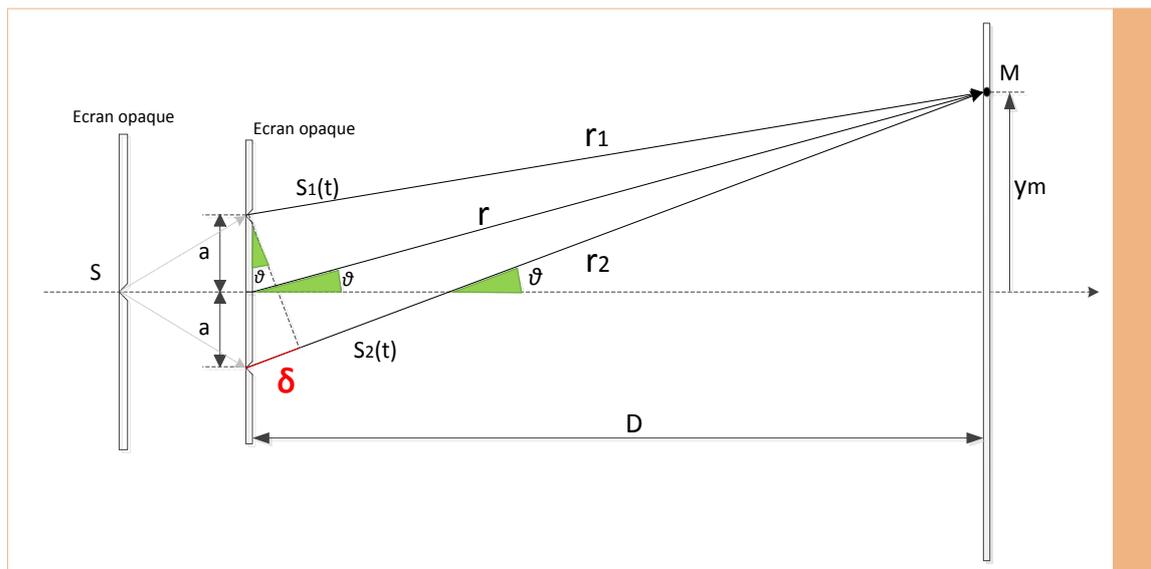


Figure 3.6 Superposition de deux ondes en un point M d'un écran d'observation

δ : Différence de marche entre S_1 et S_2

$$\delta = N \cdot \lambda \Rightarrow \textit{interférences constructives}$$

$$\delta = \left(N + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda \Rightarrow \textit{interférences destructives}$$

Avec : N un entier positif.

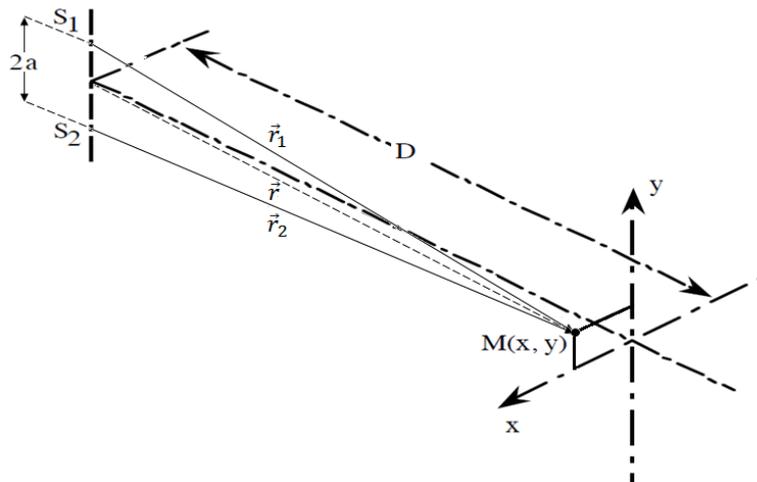


Figure 3.7 Illustration tridimensionnelle de l'expérience de Young

La condition d'interférence est lorsque telle que r_1, r_2 et r sont parallèles entre eux, or cette condition est réalisée si on a r_1, r_2 et r très grands devant a (on parle de quelques mètres devant quelques millimètres) (les schémas dans les figure (3.7) (3.6) et (3.5) ne sont pas à l'échelle)

Supposons que les deux signaux $S_1(t)$ et $S_2(t)$ sont deux informations reçues au point M

$$S_1(t) = A e^{j\omega\left(t - \frac{r_1}{c}\right)} \quad (3.2)$$

$$S_2(t) = A e^{j\omega\left(t - \frac{r_2}{c}\right)} \quad (3.3)$$

Les termes $\frac{r_1}{c}$ et $\frac{r_2}{c}$ représentent respectivement le retard fait par $S_1(t)$ et $S_2(t)$ pour atteindre M.

A : l'amplitude de chacun des deux signaux.

Le signal résultant des deux signaux au point M sera :

$$S_M = S_1 + S_2 \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} S_M(t, r_1, r_2) &= A e^{j\omega(t - \frac{r_1}{c})} + A e^{j\omega(t - \frac{r_2}{c})} \\ &= A e^{j\omega t} (e^{-jkr_1} + e^{-jkr_2}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Avec la constante de propagation $k = \frac{\omega}{c}$

Or $r_1 = r - a \cos(\theta)$

$r_2 = r + a \cos(\theta)$

$$S_M(t, r) = A e^{j\omega t} e^{-jkr} (e^{j.k.a \cos(\theta)} + e^{-j.k.a \cos(\theta)})$$

Le signal au niveau au point M sera :

$$S_M(t, r, \theta) = 2A \cos(k.a \cos\theta) e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} \quad (3.6)$$

Le signal résultant décrit par l'équation (3.6) représente la superposition des deux signaux sources au point M qui dépends de t , r et de θ , il a une valeur maximale et une autre minimale :

$$S \begin{cases} S_{max} = 2A \\ S_{min} = 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Les valeurs S_{max} et S_{min} représentent respectivement les zones brillantes et les zones obscures (**Figure 3.8**)

On peut connaître les positions de chacune des zones, on va les citer ci-dessous sans calcul :

$$S \begin{cases} S_{max} = 2A \Rightarrow \theta_N = \text{Arc cos} \left(N \frac{\lambda}{2.a} \right) \text{ (franges brillantes)} \\ S_{min} = 0 \Rightarrow \theta_N = \text{Arc cos} \left(N + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{4.a} \text{ (franges obscures)} \end{cases} \quad (3.8)$$

La distance séparant deux franges de même nature est appelée interfrange, son expression est donnée par la relation suivante :

$$i = \lambda \left(\frac{D}{a} \right) \quad (3.9)$$

L'intensité lumineuse au point **M** dépend de la valeur moyenne dans le temps du carré du champ électrique de la somme des deux signaux [9]

$$I_{moy} = \langle I \rangle = \frac{1}{T_{tr}} \int_0^{T_{tr}} I dt \quad (3.10)$$

Ce qui se traduit par :

$$I_{moy} = \frac{1}{T_{tr}} \int_0^{T_{tr}} (S_{Max} + S_{Min})^2 dt$$

$$I_{moy} = \langle (S_1 + S_2)^2 \rangle = \langle S_M S_M^* \rangle_T = \langle (S_M)^2 \rangle_T \quad (3.11)$$

Avec T_{tr} le temps de réponse du détecteur (10^{-12} à 10^{-9} seconde) dit " temps de transition" [9]. On détaillera plus tard les équations (3.5), (3.6) et (3.11). D'une façon beaucoup plus générale, l'intensité que peut mesurer un détecteur est la valeur moyenne de l'intensité de l'onde prise sur le temps de réponse du détecteur T_r .

La raison pour laquelle on utilise le complexe conjugué dans l'équation (3.11) est pour générer un résultat réel, car les systèmes de détection détectent que les quantités réelles.

Sur l'écran principal, on observe le phénomène d'interférence comme illustré dans la figure ci-dessous.

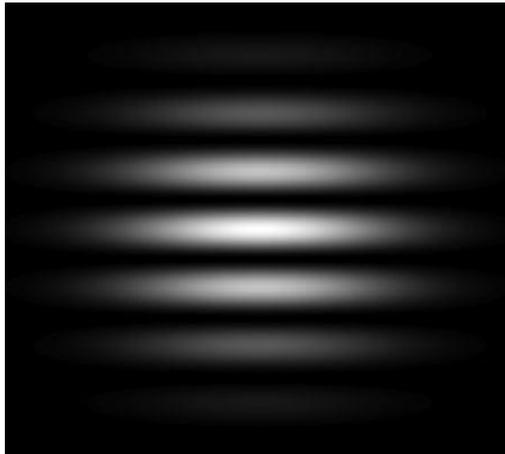


Figure 3.8 Les franges d'interférences

3.5 Interférence entre plusieurs sources

3.5.1 Sources identiques

Supposons que plusieurs sources identiques émettent des rayons parallèles comme illustré dans la figure ci-dessous :

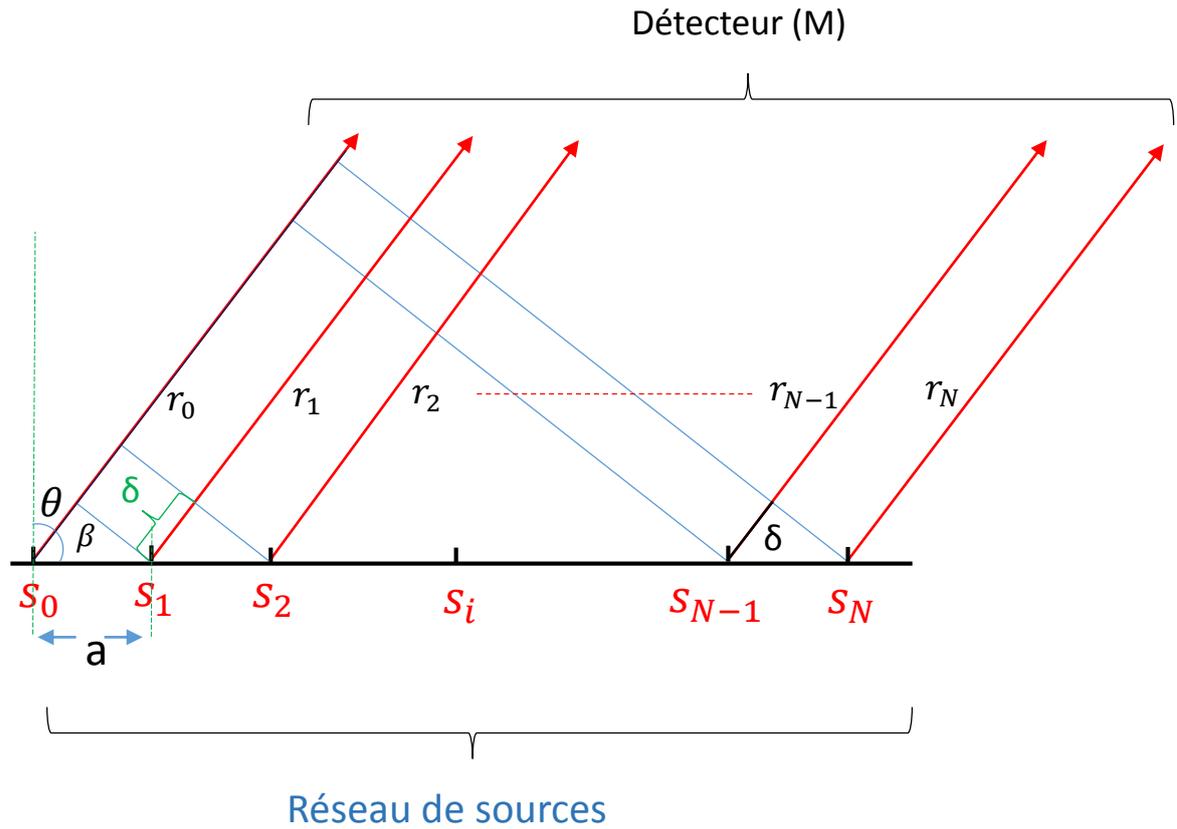


Figure 3.9 Réseau de sources identiques

$$\text{On a : } S_M = S_0 + S_1 + \dots + S_N \quad (3.12)$$

Or:

$$S_0 = A_0 e^{j\omega(t - \frac{r_0}{c})} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_0}$$

$$S_1 = A_1 e^{j\omega(t - \frac{r_1}{c})} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_1} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_0} e^{-jka \cos \beta}$$

$$S_2 = A_2 e^{j\omega(t - \frac{r_2}{c})} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_2} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_0} e^{-jk2a \cos \beta}$$

$$\vdots$$

$$S_{N-1} = A_{N-1} e^{j\omega(t - \frac{r_{N-1}}{c})} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_{N-1}} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_0} e^{-jk(N-1)a \cos \beta}$$

$$S_N = A_N e^{j\omega(t - \frac{r_N}{c})} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_N} = A_0 e^{j\omega t} e^{-jkr_0} e^{-jkNa \cos \beta}$$

$$A_0 = A_1 = \dots = A_N = A \quad (3.13)$$

On aura :

$$S_M = S_0 \{1 + e^{-jkacos\beta} + e^{-jk2acos\beta} + \dots + e^{-jkNacos\beta}\} \quad (3.14)$$

Et on a :

$$r_1 - r_0 = acos\beta \Rightarrow r_1 = r_0 + acos\beta$$

$$r_2 - r_1 = r_0 + 2acos\beta$$

⋮

$$r_i - r_{i-1} = r_0 + iacos\beta$$

⋮

$$r_N - r_{N-1} = r_0 + Nacos\beta$$

On pose $q = e^{-jkacos\beta}$

$$S_M = (1 + q + q^2 + \dots + q^N)S_0 \quad (3.15)$$

On pose aussi :

$$S_{q,N} = 1 + q + q^2 + \dots + q^N$$

Donc :

$$qS_{q,N} = q + \dots + q^N + q^{N+1}$$

$$S_{q,N}(1 - q) = 1 - q^{N+1}$$

$$S_{q,N} = \frac{1 - q^{N+1}}{1 - q} \quad (3.16)$$

Dans l'équation (3.16) On remplace q^{N+1} par $q^{\frac{N+1}{2}} * q^{\frac{N+1}{2}}$ et q par $q^{\frac{1}{2}} * q^{\frac{1}{2}}$

$$S_{q,N} = \frac{1 - q^{\frac{N+1}{2}} * q^{\frac{N+1}{2}}}{1 - q^{\frac{1}{2}} * q^{\frac{1}{2}}} = \frac{q^{\frac{N+1}{2}}}{q^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{q^{-\frac{(N+1)}{2}} - q^{\frac{N+1}{2}}}{q^{-\frac{1}{2}} - q^{\frac{1}{2}}} \right]$$

$$S_{q,N} = q^{\frac{N}{2}} \left[\frac{q^{\frac{N+1}{2}} - q^{-\frac{(N+1)}{2}}}{q^{\frac{1}{2}} - q^{-\frac{1}{2}}} \right] \quad (3.17)$$

On a $e^{jX} - e^{-jX} = 2j\sin X$

On pose $q = e^{-jX}$ avec $X = kac\cos\beta$

$$S_{q,N} = \frac{\sin \frac{X(N+1)}{2}}{\sin \frac{X}{2}} q^N \quad (3.18)$$

$$S_{q,N} = \frac{\sin \frac{X(N+1)}{2}}{\sin \frac{X}{2}} e^{-jNX}$$

$$S_M = \frac{\sin \frac{(N+1)X}{2}}{\sin \left(\frac{X}{2}\right)} e^{-jNX} * S_0 \quad (3.19)$$

Le signal au point M sera de la forme suivante :

$$S_M(t, r, \beta) = (N+1) \frac{\sin \frac{(N+1)X}{2}}{(N+1) \sin \left(\frac{X}{2}\right)} A_0 e^{j\left[\omega\left(t - \frac{r_0}{c}\right) - NX\right]} \quad (3.20)$$

$$\text{Avec} \left\{ \begin{array}{l} S_0 = (N+1)A_0 \\ X = kac\cos\beta \\ k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \end{array} \right.$$

Le tracé de l'amplitude de l'équation (3.20) ressemble à la forme gaussienne comme illustré dans la figure ci-dessous.

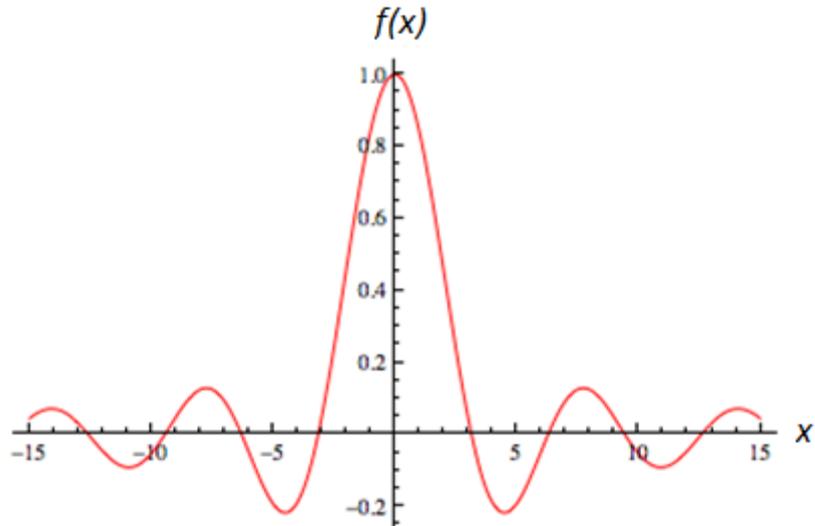


Figure 3.10 L'allure du signal résultant.

3.5.2 Réflexions multiples dans une structure

Supposons maintenant un rayon incident sur une structure (tissu biologique par ex), cette dernière est composée d'une seule épaisseur donc deux interfaces qui ont respectivement n_0 et n_1 comme indice de réfraction. On aura en effet des réflexions multiples (fig 3.11).

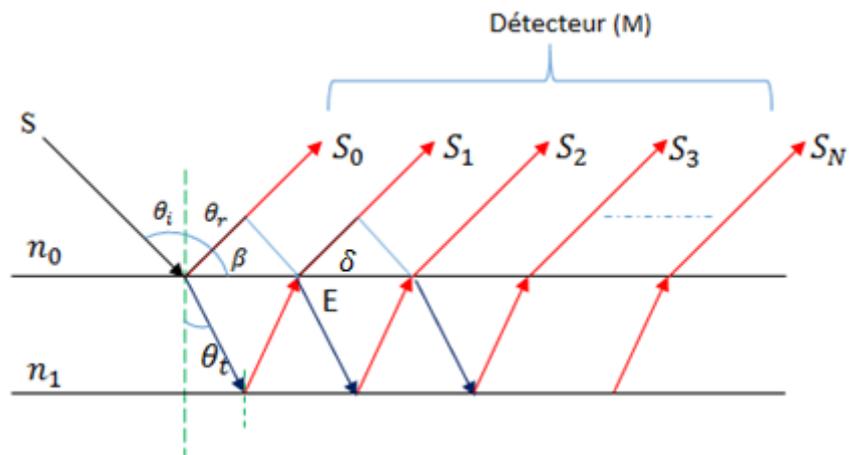


Figure 3.11 Réflexions multiples dans une structure

$\delta_{i (i=0, N-1)}$: Différence de marche

T : Coefficient de transmission

$$\begin{array}{ll}
S_0 \rightarrow A_0 & S_0 \rightarrow \frac{A_0}{T} e^{j\omega\left(t-\frac{r_1}{c}\right)} = A_0 e^{j\omega t} \\
S_1 \rightarrow \frac{A_0}{T} & S_1 \rightarrow \frac{A_0}{T} e^{j\omega\left(t-\frac{r_1}{c}\right)} = \frac{s_0}{T} e^{-jk a \cos\beta} \\
S_2 \rightarrow \frac{A_0}{2T} & S_2 \rightarrow \frac{A_0}{2T} e^{j\omega\left(t-\frac{r_2}{c}\right)} = \frac{s_0}{2T} e^{-jk 2 a \cos\beta} \\
S_3 \rightarrow \frac{A_0}{3T} & S_3 \rightarrow \frac{A_0}{3T} e^{j\omega\left(t-\frac{r_3}{c}\right)} = \frac{s_0}{3T} e^{-jk 3 a \cos\beta} \\
\vdots & \vdots \\
S_N \rightarrow \frac{A_0}{NT} & S_N \rightarrow \frac{A_0}{NT} e^{j\omega\left(t-\frac{r_N}{c}\right)} = \frac{s_0}{NT} e^{-jk(N+1) a \cos\beta}
\end{array}$$

$$S_M = s_0 \left[1 + \frac{q}{T} + \frac{q^2}{2T} + \frac{q^3}{3T} + \dots + \frac{q^N}{NT} \right] \quad (3.21)$$

On pose :

$$S_{q,T} = 1 + \frac{q}{T} + \frac{q^2}{2T} + \dots + \frac{q^N}{NT} \quad (3.22)$$

Dans l'équation (2.20), on s'intéresse seulement aux deux premiers termes, car au-delà, le signal commence à être assez faible donc très difficile à détecter à cause du coefficient d'absorption de la structure.

$$S_{q,T} \approx 1 + \frac{q}{T} = 1 + \frac{\frac{1}{q^2} \cdot \frac{1}{q^2}}{\frac{1}{T^2} \cdot \frac{1}{T^2}} \quad (3.23)$$

$$S_{q,T} = \left[1 + \frac{\frac{1}{q^2} \cdot \frac{1}{q^2}}{T} \right]$$

3.6 L'interféromètre de Michelson et les interférences

L'OCT mesure l'interférence lumineuse au lieu de la retro-réflexion par l'utilisation d'un interféromètre, composé d'un bras de référence. Le bras de référence est nécessaire car l'intensité de retro-réflexion ne peut pas être mesurée directement en raison de la grande vitesse associée à la propagation de la lumière. C'est pourquoi l'OCT utilise l'intensité d'interférence pour évaluer l'intensité de la rétro-réflexion indirectement.

L'interféromètre de Michelson (fig 3.12) est la base de la tomographie par cohérence optique. Dans l'OCT l'interféromètre de Michelson est utilisé. La lumière provenant de la source, exprimée en termes de champ électrique E_0 , est dirigée sur la lame séparatrice qui est inclinée à 45° par rapport à l'horizontale [8]. La moitié de la lumière provenant de la séparatrice est dirigée vers un miroir dans le bras de l'échantillon tandis que la moitié est dirigée vers un miroir qui peut se déplacer dans le bras de référence. La lumière se reflète sur les deux miroirs et est recombinaison à la séparatrice. Une partie de la lumière est alors dirigée vers un détecteur. La différence de longueur d des bras de l'interféromètre induit une différence de marche entre les deux rayons égale à $2d$ [20].

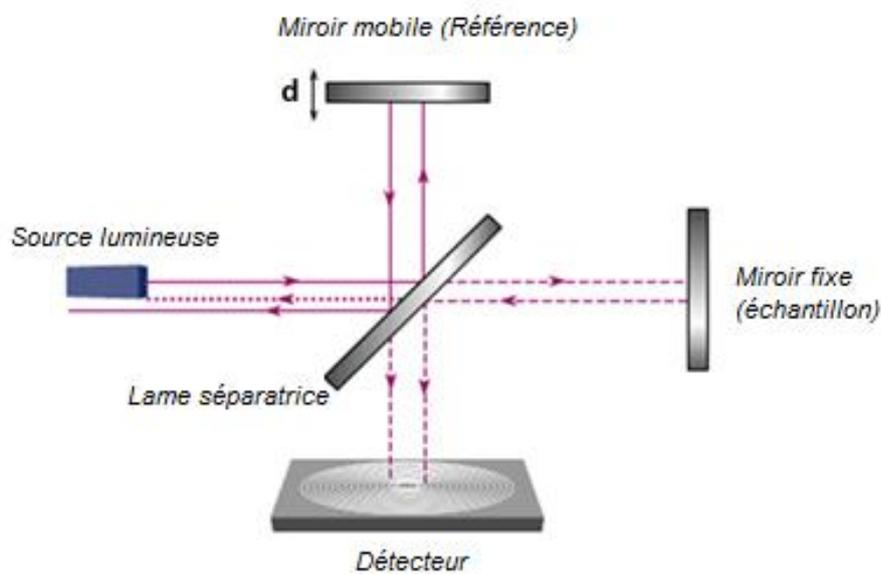


Figure 3.12 Schéma de base de l'interféromètre de Michelson

Dans la pratique, la lame séparatrice possède une certaine épaisseur. Et la face semi-réfléchissante est la face du côté d'entrée de la lumière. Alors que le rayon dans le bras de référence ne la traverse qu'une fois, le rayon dans le bras de l'échantillon la traverse trois fois. Cette traversée induit une différence de marche supplémentaire. Pour corriger cela, on place sur le chemin du rayon A (c'est-à-dire à droite de la séparatrice) une lame dite compensatrice qui doit être de même indice de réfraction et de même épaisseur que la séparatrice, parfaitement parallèle à celle-ci. Ainsi, le rayon B et le rayon A auront traversé quatre fois une lame de même épaisseur et de même indice. Aucune différence supplémentaire n'est donc induite [20].

- **La lame séparatrice**

Comme il est illustré dans la figure 3.13, la lame séparatrice divise le rayon lumineux de la source en deux parties, une partie se dirige perpendiculairement vers le miroir de référence et l'autre parallèlement (même sens que le rayon source) vers le miroir fixe (là où on place l'échantillon), ces deux rayons se reflètent à leur tour vers la lame séparatrice qui les dirige vers le détecteur.

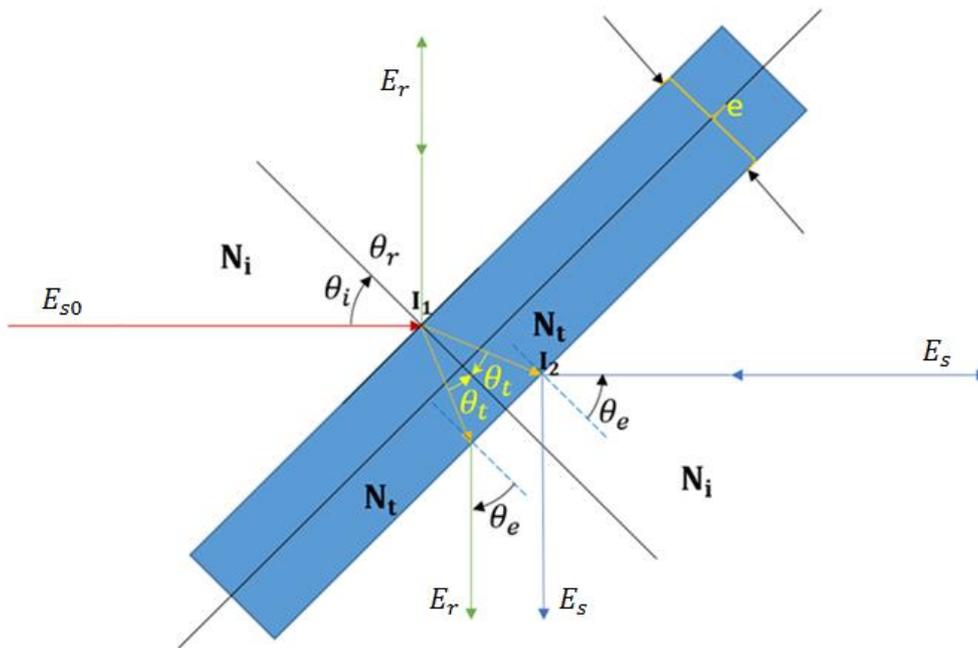


Figure 3.13 les séparations des rayons au niveau de la lame séparatrice

D'après la loi de Snell-Descartes

$$N_i \sin\theta_i = N_t \sin\theta_t \quad (3.24)$$

N_i : Indice de réfraction du milieu d'incidence

θ_i : L'angle d'incidence

N_t : Indice de réfraction du milieu de transmission de la lumière.

θ_t : L'angle de transmission

- Appliquant la loi (2.8) sur la figure 2.11, on aura :

$$N_i \sin\theta_i = N_t \sin\theta_t \text{ Et } N_t \sin\theta_t = N_i \sin\theta_e \quad (3.25)$$

θ_e : Angle d'émergence

- Alors : $N_i \sin\theta_i = N_i \sin\theta_e \Rightarrow \theta_i = \theta_e$ ce qui implique que le rayon incident E_0 est exactement parallèle au rayon émergent E_s .

Et on a $\theta_i = \theta_r$ (Angle d'incidence égale à l'angle de réflexion) donc : $E_0 \perp E_r$

3.6.1 Cas d'une source lumineuse monochromatique

Soit E_r et E_s les deux champs électriques qui caractérisent respectivement les deux parties de la lumière dans le bras de référence l'échantillon. Ces deux ondes monochromatiques ont la même fréquence, nombre d'onde, et la phase telle qu'elles sont provient de la même source. Après réflexion par les deux miroirs, la lumière se recombine au niveau de la séparatrice, de sorte que le champ électrique au niveau du détecteur est $E_D = (1/\sqrt{2})E_r + (1/\sqrt{2})E_s$. La raison pour laquelle le champ au niveau du détecteur est à $1/\sqrt{2}$ du champ de référence E_r et du champ réfléchi de l'échantillon E_s est que la moitié de l'irradiance est redirigée vers la source sur la séparatrice ce qui n'est pas représenté dans la figure 3.13 [16]. Supposons que :

$$E_r(x) = (1/\sqrt{2})E_{s0}e^{j(\omega_r \frac{x_r}{c})} \quad (3.26)$$

$$E_s(x) = (1/\sqrt{2})E_{s0}e^{j(\omega_s \frac{x_s}{c})} \quad (3.27)$$

On a ignoré les déphasages causés par les composants de l'interféromètre pour simplifier les calculs, la seule différence entre les deux champs électriques est la distance parcourue. E_D va être égale :

$$E_D(x) = (1/\sqrt{2})E_r + (1/\sqrt{2})E_s \quad (3.28)$$

$$E_D(x) = (1/2)E_{s0}e^{j(\omega_r \frac{x_r}{c})} + (1/2)E_{s0}e^{j(\omega_s \frac{x_s}{c})} \quad (3.29)$$

Maintenant ce qui est généralement mesuré au niveau du détecteur est l'irradiance et non le champ électrique, qui est donnée précédemment dans ce chapitre comme la valeur

moyenne dans le temps du carré du champ électrique. Ceci est représenté par l'équation (3.11)

$$I_D(x) \propto \langle E_D E_D^* \rangle_T = \left(\frac{1}{2}\right) \langle E_r E_r^* \rangle_T + \left(\frac{1}{2}\right) \langle E_s E_s^* \rangle_T + \left(\frac{1}{2}\right) \langle E_r^* E_s \rangle_T + \left(\frac{1}{2}\right) \langle E_s^* E_r \rangle_T \quad (3.30)$$

E_r^* Et E_s^* sont respectivement les complexes conjugués de E_r et E_s

$$I_D(x) \propto \langle E_D E_D^* \rangle_T =$$

$$\left(\frac{1}{2}\right) I_r(x) + \left(\frac{1}{2}\right) I_s(x) + \left(\frac{1}{4}\right) \langle E_{s0}^* e^{-j(\omega \frac{x_s}{c})} \cdot E_{s0} e^{j(\omega \frac{x_r}{c})} + E_{s0} e^{j(\omega \frac{x_s}{c})} + E_{s0}^* e^{-j(\omega \frac{x_r}{c})} \rangle \quad (3.31)$$

Dans la partie gauche de l'équation (3.31) les deux premiers termes représentent l'irradiance DC provenant des bras de l'échantillon et de référence (elles ne portent pas d'informations) [16].

Ces termes sont : $I_r(x) \propto \langle E_r E_r^* \rangle_T$

$$I_s(x) \propto \langle E_s E_s^* \rangle_T$$

Et on va les remplacer par le symbole DC dans l'équation (3.32)

$$I_D(x) \propto \langle E_D E_D^* \rangle_T = DC + \left(\frac{1}{4}\right) \langle E_{s0} E_{s0}^* e^{\frac{j\omega}{c}(x_r - x_s)} + E_{s0} E_{s0}^* e^{-\frac{j\omega}{c}(x_r - x_s)} \rangle \quad (3.32)$$

On utilise la propriété suivante dans l'équation (3.32)

$$\cos(x) = \frac{(e^{jx} + e^{-jx})}{2} \Rightarrow 2 \cos(x) = (e^{jx} + e^{-jx}) \quad (3.33)$$

On a :

$$I_D(x) \propto \langle E_D E_D^* \rangle_T = \left(\frac{1}{2}\right) I_r(x) + \left(\frac{1}{2}\right) I_s(x) + \left(\frac{1}{4}\right) \langle E_r E_s^* \rangle_T \cos \left[\frac{\omega}{c} (x_r - x_s) \right] \quad (3.34)$$

Les termes $I_r(x)$ et $I_s(x)$ représentent sont les DC termes [16], de champ électrique de la source lumineuse, cependant, le troisième est le terme d'interférences.

Si $\frac{\omega}{c} (x_r - x_s) = 0$ ou un multiple de $\pm 2\pi$ près, la valeur du cosinus est maximale et est égale à 1, la valeur d'interférences est donc égale à $\left(\frac{1}{4}\right) \langle E_r E_s^* \rangle_T$, ceci est une interférence

totalement constructive. Quand la valeur de $\frac{\omega}{c}(x_r - x_s)$ est un multiple de $\pm\pi$, la valeur du cosinus est à -1 et $I_D(x)$ est minimale. Ceci est une interférence destructive.

Quand la réflectivité est la même dans les deux bras de l'interféromètre c'est-à-dire :

$$I_r(x) = I_s(x) = (1/2) I_{s0} \quad (3.35)$$

L'équation (3.34) devient :

$$I_D = \left(\frac{1}{2}\right) I_{s0} + \left(\frac{1}{2}\right) I_{s0} \cos \left[\frac{\omega}{c} (x_r - x_s) \right] \quad (3.36)$$

Quand $\frac{\omega}{c}(x_r - x_s) = 0$, l'intensité sera I_{s0} , quand $\frac{\omega}{c}(x_r - x_s) = \pm\pi$, l'intensité vaut zéro.

3.6.2 Cas d'une source lumineuse monochromatique à deux longueurs d'ondes

En OCT, On utilise souvent l'interféromètre de Michelson avec une source à large bande, Avant de passer à l'interférométrie avec une large bande, Nous allons passer à l'étape intermédiaire à l'interférométrie avec une source de deux fréquences. Cela nous permettra d'introduire la fonction d'autocorrélation.

L'aspect le plus important ici est que contrairement aux interférences avec des ondes de mêmes fréquences, l'interférence entre des ondes de différentes fréquences conduit à une modulation d'amplitude (battements) [16] (fig 3.14). Cette dernière est due à la position relative entre les deux bras.

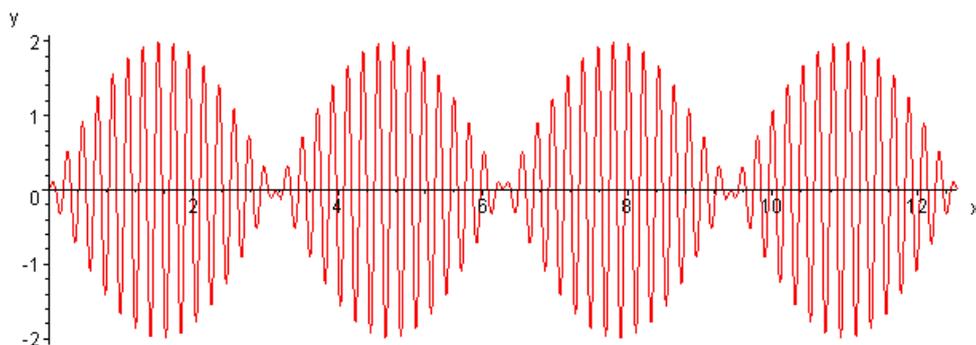


Figure 3.14 résultat d'interférence entre deux ondes de fréquences différentes.

On commence par le résultat de la section 3.6.1.

$$I_D = \left(\frac{1}{2}\right) I_{s0} + \left(\frac{1}{2}\right) I_{s0} \cos \left[\frac{\omega}{c} (x_r - x_s) \right] \quad (3.37)$$

$$I_D = \left(\frac{1}{2}\right) I_{s0} \left(1 + \cos \left[\frac{\omega}{c} (x_r - x_s) \right] \right)$$

$$I_D = I_{D1} + I_{D2} = \left(\frac{1}{2}\right) I_{s01} \left[1 + \cos \left(\frac{\omega_1 x}{c} \right) \right] + \left(\frac{1}{2}\right) I_{s02} \left[1 + \cos \left(\frac{\omega_2 x}{c} \right) \right] \quad (3.38)$$

$$= \left(\frac{1}{2}\right) I_{s01} + \left(\frac{1}{2}\right) I_{s02} + \left[\left(\frac{1}{2}\right) I_{s01} \cos \left(\frac{\omega_1 x}{c} \right) + \left(\frac{1}{2}\right) I_{s01} \cos \left(\frac{\omega_1 x}{c} \right) \right]$$

Avec: $s01, s02$ représentent les deux fréquences provenant de la source et $D1, D2$ les deux fréquences au niveau du détecteur.

On met : $I_{D0} = \left(\frac{1}{2}\right) I_{s01} + \left(\frac{1}{2}\right) I_{s02}$ qui représente le terme DC (constant) , l'équation (3.38) devient :

$$I_D = I_{D0} [1 + \gamma(x)] \text{ Avec}$$

$$\gamma(x) = (1/2) [(I_{s01}/I_{D0}) \cos(\omega_1 x/c) + (I_{s02}/I_{D0}) \cos(\omega_2 x/c)] \quad (3.39)$$

La fonction $\gamma(x)$ est appelée le degré de cohérence partielle, elle mesure et les interférences et la cohérence. Quand $\gamma(x)$ est égale à 1, I_D est en max avec une valeur de $2I_{D0}$. Ce cas est la cohérence totale entre les deux rayons. Quand $\gamma(x) = 0$, il n'y a pas d'interférences, et I_D est minimal et égale I_{D0} (seulement les composantes constantes) . Ce cas est l'incohérence totale entre les deux rayons. Toute valeur de $\gamma(x)$ entre 0 et 1 est la cohérence partielle. La relation entre ω_1 et ω_2 est cruciale pour établir $\gamma(x)$ [16].

Supposons que $I_{s02} = I_{s01}$, l'équation (3.39) devient :

$$\gamma(x) = [(I_{s01}/I_{D0}) \cos(\omega_1 + \omega_2) x/(2c)] \cos[(\omega_1 - \omega_2) x/(2c)] \quad (3.40)$$

Le cosinus premier n'égalé jamais zéro (il n'existe pas des fréquences négatives) et est une oscillation très rapide, le deuxième cosinus est le moins oscillant. Quand le deuxième cosinus égale à zéro, donc $\gamma(x) = 0$. Ce qui veut dire que : $(\omega_1 - \omega_2) x / (2c) = \pm \pi/2$

L'utilisation de deux ondes lumineuses de fréquences différentes, mène à une modulation d'amplitude (battements).

3.6.3 Cas d'une source polychromatique (source a une largeur de bande)

Dans la partie 3.6.1, on a vu qu'utilisant une source à un nombre fini de fréquences, il résulte une amplitude qui fluctue d'une manière périodique, en outre, si un spectre continue est utilisé, nous aurions une fonction non périodique ou fini. Nous allons maintenant modifier l'équation (3.37) de sorte qu'elle contienne un nombre infini de longueurs d'ondes.

$$I_D = \frac{1}{2} \int_0^\infty I_{s0}(k) \left[1 + \cos\left(\frac{\omega}{c}(x_r - x_s)\right) \right] \quad (3.41)$$

Posons : $\frac{\omega}{c}(x_r - x_s) = kx$ avec x est la différence du chemin optique.

L'équation (3.41) sera :

$$\begin{aligned} I_D &= \frac{1}{2} \int_0^\infty I_{s0}(k) dk + \frac{1}{4} \int_0^\infty I_{s0}(k) (e^{jkx} + e^{-jkx}) dk \\ &= \frac{1}{2} I_{s0} + \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{s0}(k) e^{jkx} dk \end{aligned} \quad (3.42)$$

Avec : $I_{s0}(k)$ est la puissance de la source à une valeur donnée de k , la puissance totale I_{s0} égale à $\int_0^\infty I_{s0}(k) dk$.

L'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} I_{s0}(k) e^{jkx} dk$ est appelé la fonction d'autocorrélation (Γ_{11}). L'OCT mesure la fonction d'autocorrélation et l'utilise pour représenter la retroréflexion.

Elle égale aussi :

$$\Gamma_{11} = \langle E_r(t)E_s^*(t + \tau) \rangle_T \quad (3.43)$$

Avec τ le temps de retard entre les deux bras de l'interféromètre. Sa relation avec le degré partiel de cohérence est [16] : $\gamma_{11}(x) = \frac{\Gamma_{rs}}{\sqrt{I_r I_s}}$

La fonction Γ_{11} nous donne une idée sur le degré de cohérence, pratiquement elle donne deux choses : (1) la transformée de Fourier du spectre de puissance. (2) le degré de corrélation de deux portions d'onde de lumière [16].

L'enveloppe du terme de corrélation peut être écrite en fonction du degré partiel de cohérence $\gamma_{11}(x)$ par multiplication de la fonction d'autocorrélation par $\sqrt{I_r I_s}$. L'équation (3.42) sera égale à:

$$I_D = \left(\frac{1}{2}\right) I_r + \left(\frac{1}{2}\right) I_s + Re(\gamma_{11}(x)\sqrt{I_r I_s}) \quad (3.44)$$

Cette fonction est une fonction normalisée de sorte que la partie réelle a des valeurs de 0 à 1. Les valeurs du degré de cohérence sont classées comme suit :

$$|\gamma_{11}(x)| = 1 \text{ Limite de cohérence}$$

$$|\gamma_{11}(x)| = 0 \text{ Limite de l'incohérence}$$

$$0 < |\gamma_{11}(x)| < 1 \text{ Cohérence partielle}$$

3.7 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que les interférences sont sensibles à la longueur d'onde, donc à la source. La condition sur les distances entre les points sources et le détecteur n'est plus à considérer en cas d'utilisation de l'interféromètre de Michelson, cela permet de réduire la taille du dispositif, et ceci est également valable pour l'interféromètre de Michelson fibré.

Chapitre 2 Tomographie par cohérence optique, état de l'art et théorie

2.1 Introduction

L' **OCT** (ou tomographie par cohérence optique) est une technique d'imagerie inventée par des chercheurs du **MIT** au début des années 1990 [1] qui permet de produire des images en coupe de tissus biologiques de manière non invasive, *in vivo* et *in situ*, sans contact et avec une grande précision. Par analogie avec l'échographie qui mesure l'intensité et le temps de propagation d'une onde acoustique ultrasonore réfléchi par les structures de l'échantillon, le signal obtenu en OCT dépend de l'amplitude et du chemin optique parcouru par une onde électromagnétique lumineuse réfléchi par le milieu biologique. Le contraste des images obtenues en OCT résulte donc des inhomogénéités d'indice de réfraction du milieu. Cependant, les fréquences optiques étant considérablement plus élevées que les fréquences acoustiques (de l'ordre de 10^{14} Hz contre quelques 10^6 Hz pour des applications courantes de l'échographie), la mesure en OCT ne peut se faire que par corrélation de l'onde revenant du milieu étudié avec une onde de référence. En pratique, cette corrélation est réalisée par interférométrie [33]

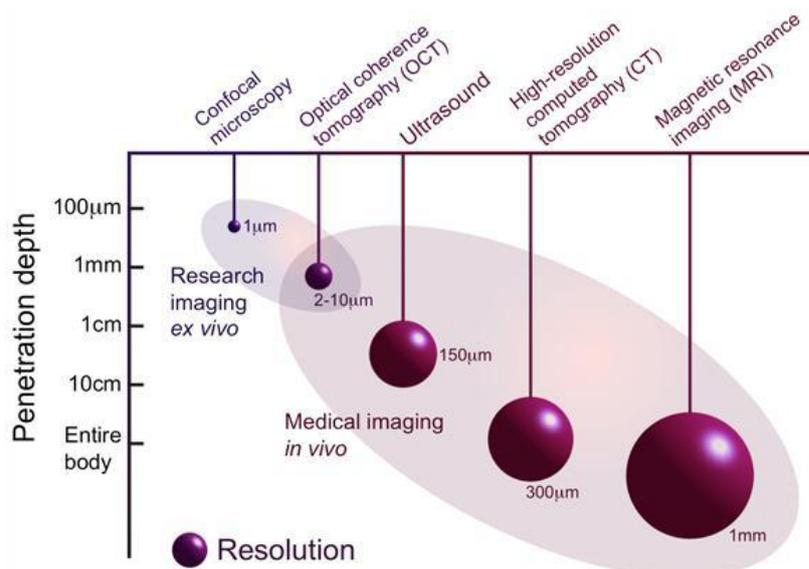


Figure 2.1 Comparatif entre les différentes techniques d'imagerie en résolution et en profondeur de pénétration

Comme on a cité dans le chapitre précédent, il existe des méthodes d'imagerie médicale tel que : l'échographie, la Microscopie confocale, la résonance magnétique nucléaire, qui sont en concurrence avec l'OCT, cependant, cette dernière présente de nombreux avantages par rapport à ces techniques, l'OCT est une méthode de nature non invasive et non destructrice, elle est facile à utiliser, c'est une technique de très haute résolution et d'une haute sensibilité. Elle permet d'obtenir des images avec un bon contraste même avec un très faible signal [2, 3].

Ce chapitre consiste à introduire les principes de base et les différentes configurations de la tomographie par cohérence optique.

2.2 Principe de l'OCT

Son principe consiste en l'utilisation de rayonnement cohérent, telle que la lumière comme vecteur d'information. Basée sur une technique d'interférométrie impliquant 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) [3, 5]. L'imagerie LCI est une méthode permettant d'obtenir des images des tissus par la mesure du profil en profondeur de la réflectance lumineuse [4]. L'échantillon est placé dans le bras de mesure d'un interféromètre de Michelson (Figure 2.10). La pénétration des rayons lumineux dans l'échantillon est déterminée par une corrélation entre le faisceau réfléchi par le miroir de référence en translation et le faisceau issu des différentes couches constituant l'échantillon. En modifiant la longueur du bras référence, un profil en profondeur est obtenu en fonction de la différence entre les longueurs des deux bras ou en fonction du retard temporel entre l'impulsion issue du bras référence en translation et les différentes impulsions réfléchies par les couches de l'échantillon. La première application clinique de cette technique a été l'imagerie de la rétine, et plus tard a été appliqué à la mesure de l'épaisseur de la cornée [6] et à la profondeur de l'œil [7]. L'OCT en revanche fournit des images bidimensionnelles (2D). Plus récemment, dans le domaine de Fourier (**FD-OCT** pour *Fourier Domain-Optical Coherence Tomography*) a permis de réaliser de l'imagerie en trois dimensions ou en temps réel.

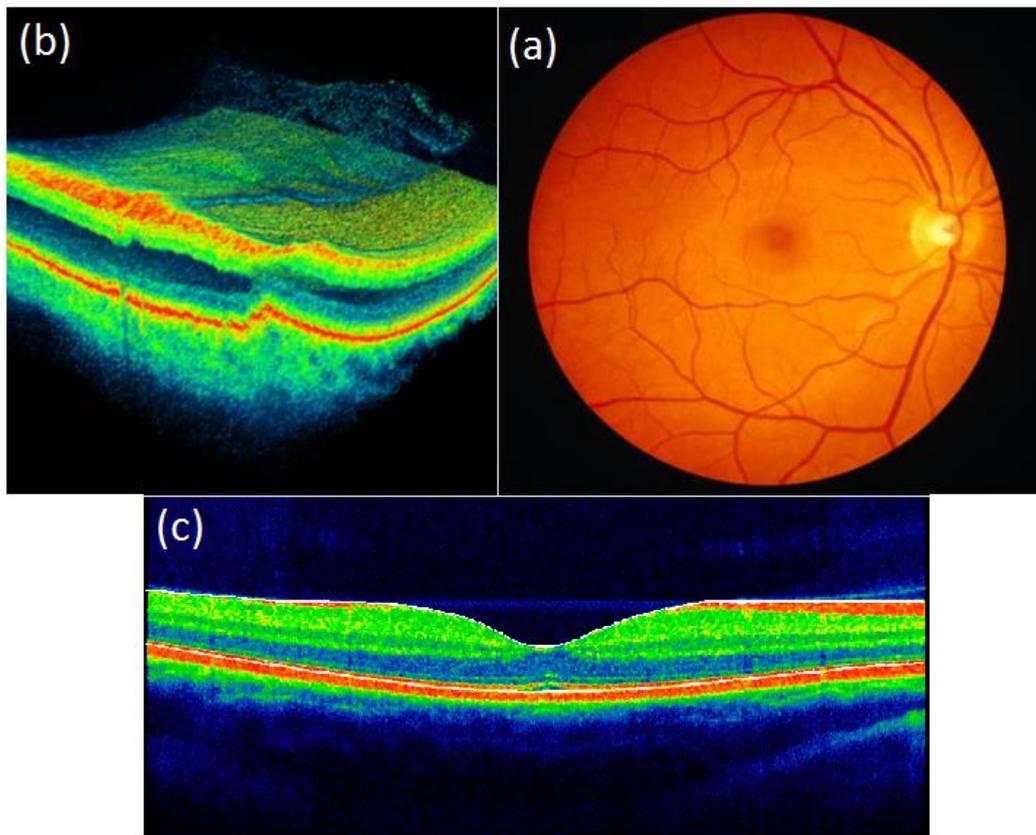


Figure 2.2. Résultat final d'un procédé OCT appliqué à la rétine : (a) image en face, (b) image tridimensionnelle, (c) Image en coupe.

2.3 Le concept de la tomographie par cohérence optique

Le concept de l'OCT est analogue à celui de l'échographie, ces deux techniques présentent toutefois une différence fondamentale. En effet, à cause de la vitesse de la lumière, les variations de temps de parcours ne peuvent pas être mesurées directement. En OCT, ces mesures sont effectuées de manière indirecte, par corrélation, au moyen d'un interféromètre éclairé par de la lumière polychromatique afin de pouvoir pénétrer dans l'échantillon étudié. Le schéma du dispositif expérimental de l'OCT classique est représenté sur la figure 2.9. Un interféromètre de type Michelson, à fibres optiques (**Figure 2.3**), est éclairé par une source de lumière de spectre large. Cette lumière est séparée en deux parties, l'une est envoyée dans le bras de référence et l'autre vers le bras de l'échantillon. A la sortie de l'interféromètre, des interférences se produisent à condition que la différence de longueur optique des deux bras δ soit **inférieure** à la longueur de cohérence de la lumière l_c , ($\delta < l_c$). En faisant varier la

longueur du bras de référence (par déplacement du miroir de référence), on peut sonder la profondeur de l'objet. En effet, lorsque l'égalité des trajets optiques dans les deux bras de l'interféromètre correspond à une profondeur dans l'objet où se trouve une structure réfléchissante (ou rétro-diffusante), des interférences se produisent (fig 2.4)

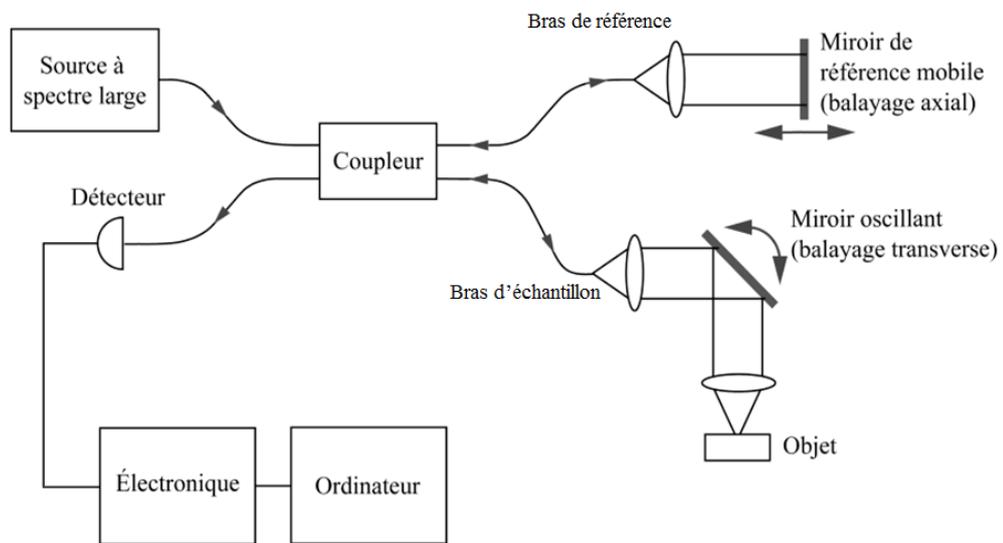


Figure 2.3. Interféromètre de Michelson à fibres optiques

En enregistrant l'amplitude des interférences au cours du déplacement du miroir de référence, on peut accéder à la distribution des structures internes de l'objet en fonction de leur profondeur. Ce « sondage » de la profondeur est réalisé à différents endroits dans l'objet en balayant le faisceau lumineux. On obtient ainsi une image tomographique. Cette configuration de l'OCT appelé tomographie par cohérence optique temporelle ou **TD-OCT** (pour *Time Domain Optical Coherence Tomography*). On enregistre à la sortie du détecteur un signal interférométrique au cours du déplacement du miroir de référence qui correspond aux différentes couches,

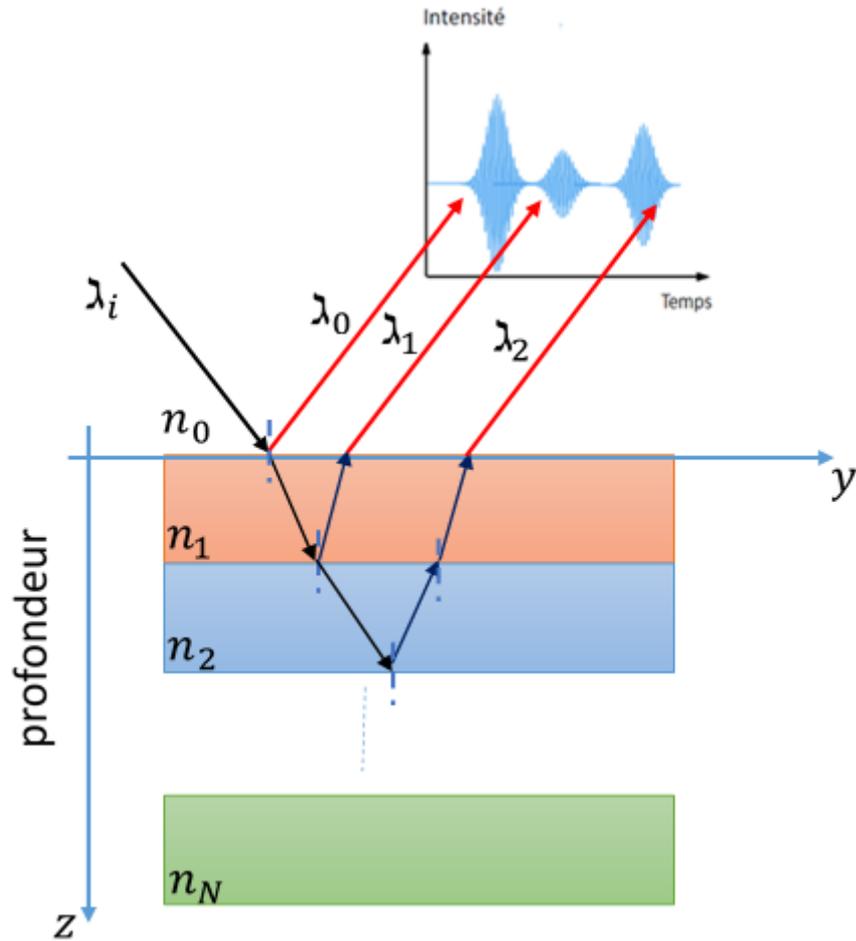


Figure 2.4. Différents signaux correspondants aux différentes couches d'un échantillon

Comme celui représenté sur la figure 2.5 (a), dont on peut extraire l'enveloppe (figure 2.5 (b)). Les positions des maxima de l'enveloppe indiquent alors les positions axiales des différentes structures du milieu alors que leurs intensités correspondent à leurs coefficients de réflexion, figure 2.5 (c). On passe au domaine fréquentiel par la transformée de Fourier inverse afin d'extraire les fréquences contenues dans le signal interférométrique donc les couleurs de l'objet. On déplace le faisceau incident transversalement sur l'échantillon, il est possible de reconstruire la structure de l'échantillon en deux ou trois dimensions.

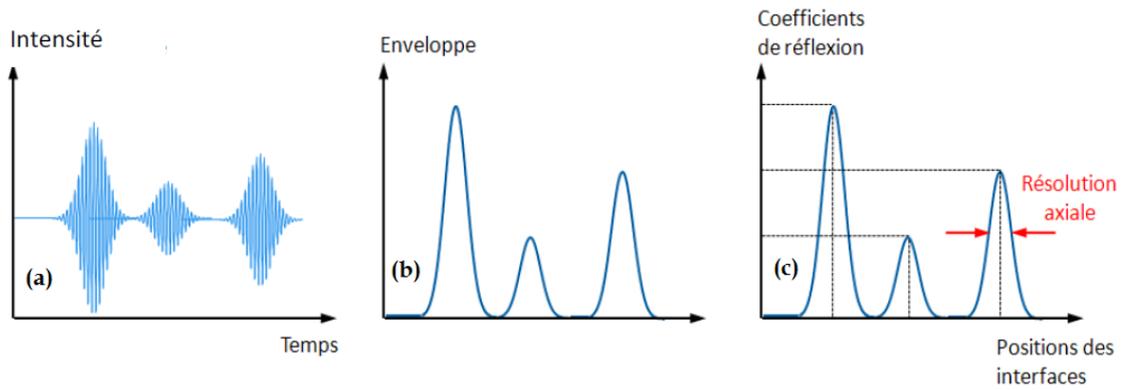


Figure 2.5. Méthode de reconstruction des structures pour un dispositif de TD-OCT [33]

Jusqu'ici, on a parlé surtout du principe de fonctionnement de la Tomographie par cohérence optique temporelle **TD-OCT**, On va parler maintenant d'autres configurations d'OCT.

2.4 Les différentes configurations d'OCT

Il existe différentes configurations d'OCT selon la méthode d'acquisition et de traitement du signal interférométrique. Elles diffèrent de la technique d'OCT présentée précédemment, ces différentes méthodes sont résumées dans le Tableau 2.1

	Description de la technique	Acronyme
OCT conventionnelle	L'image tomographique (XZ) est acquise dans l'espace temporel par balayage du miroir de référence (Z) et balayage transverse du faisceau (X).	TD-OCT
OCT fréquentielle	L'image tomographique (XZ) est acquise dans l'espace fréquentiel par balayage de la longueur d'onde ou acquisition par un spectromètre (Z) et balayage transverse du faisceau (X).	FD-OCT
OCT plein champs	L'image tomographique (XY) est acquise sans balayage de faisceau.	FF-OCT

Tableau 2.1. Différentes configurations d'OCT.

2.4.1 Tomographie par cohérence optique fréquentielle (FD-OCT)

En TD-OCT, on réalise l'acquisition du signal interférométrique dans l'espace temporel par balayage du miroir de référence. Il est également possible d'accomplir la détection sans déplacer le miroir de référence en se plaçant dans l'espace de Fourier conjugué : on parle alors de tomographie par cohérence optique fréquentielle ou FD-OCT (pour Fourier Domain Optical Coherence Tomography). Ce concept, est basé sur le principe que l'information en profondeur est également codée dans les fréquences de modulation du spectre du signal d'interférences [33]. Le profil axial n'est donc plus enregistré en fonction du temps mais en fonction de la fréquence ou de la longueur d'onde et ne nécessite donc plus de balayage du miroir de référence, ce qui permet un gain en temps d'acquisition considérable par rapport au TD-OCT. Deux solutions sont possibles pour enregistrer expérimentalement ce profil axial en fonction de la longueur d'onde : l'OCT dans le domaine spectral et l'OCT à balayage spectral.

a OCT dans le domaine spectral (SD-OCT)

L'OCT dans le domaine spectral ou SD-OCT (*pour Spectral Domain Optical coherence tomography*) utilise une source lumineuse de grande largeur spectrale et acquiert le spectre du signal d'interférence à l'aide d'un spectromètre constitué d'un réseau de diffraction et d'une caméra CCD linéaire comme illustré sur la figure 2.6.

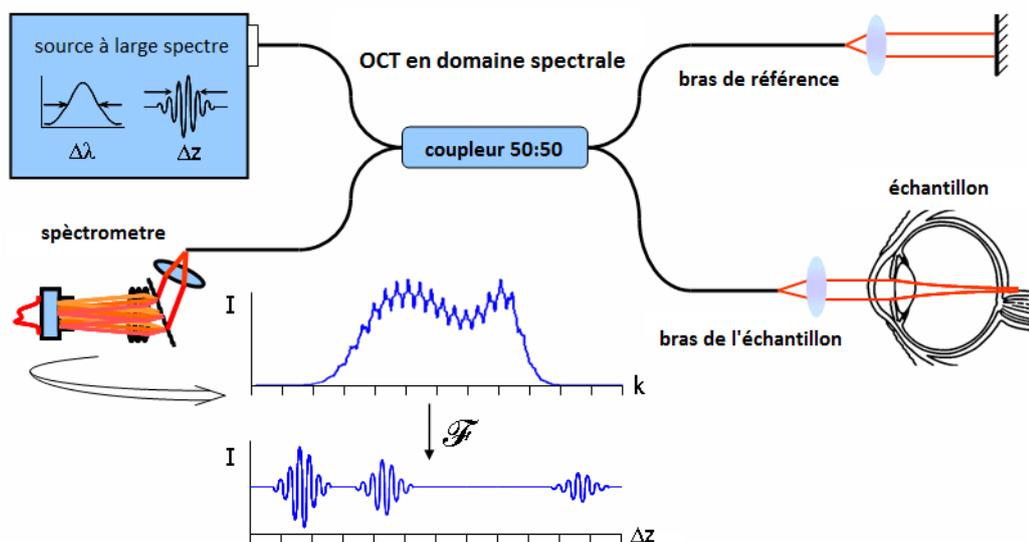


Figure 2.6. Schéma de principe de l'OCT en domaine spectral (SD-OCT)

Principe de fonctionnement

Un interféromètre de Michelson agit comme un filtre périodique de fréquence, pour lequel la périodicité est une fonction de la différence de chemin optique entre les bras référence et objet. Une source de faible cohérence temporelle est envoyée dans l'interféromètre. Dans le bras objet, les structures de l'échantillon, situées à différentes profondeurs, réfléchissent et/ou rétrodiffusent la lumière alors que dans le bras de référence, la lumière est réfléchiée par un miroir de position fixe. Ces faisceaux issus des deux bras de l'interféromètre possèdent un déphasage déterminé par la différence de chemin optique parcourue et donc la profondeur des structures au sein de l'échantillon. Le signal interférométrique entre ces deux faisceaux sera donc modulé spectralement, avec une période de modulation inversement proportionnelle au déphasage entre les ondes. Les structures situées à des profondeurs différentes vont posséder des déphasages différents et donc produire des périodes de modulation distinctes. En enregistrant le signal interférométrique à l'aide d'un spectromètre, on peut grâce à une transformée de Fourier du signal connaître les déphasages et donc la distribution axiale des structures au sein de l'échantillon, et ceci sans déplacer le miroir de référence [33].

b OCT fréquentielle avec une source à balayage spectral (SS-OCT)

L'OCT fréquentielle avec une source à balayage spectral (appelée aussi source à balayage de longueur d'onde) ou **SS-OCT** (*pour Swept Source Optical Coherence Tomography*) utilise une source de faible largeur spectrale, accordable en longueur d'onde. L'acquisition consiste dans cette configuration en un balayage de la longueur d'onde d'illumination et l'acquisition du signal interférométrique par un monodétecteur comme illustré sur la Figure 2.7 [14-15]. On remplace donc l'acquisition simultanée de toutes les longueurs d'onde à l'aide d'un spectromètre par une acquisition des différentes longueurs d'onde au cours du temps.

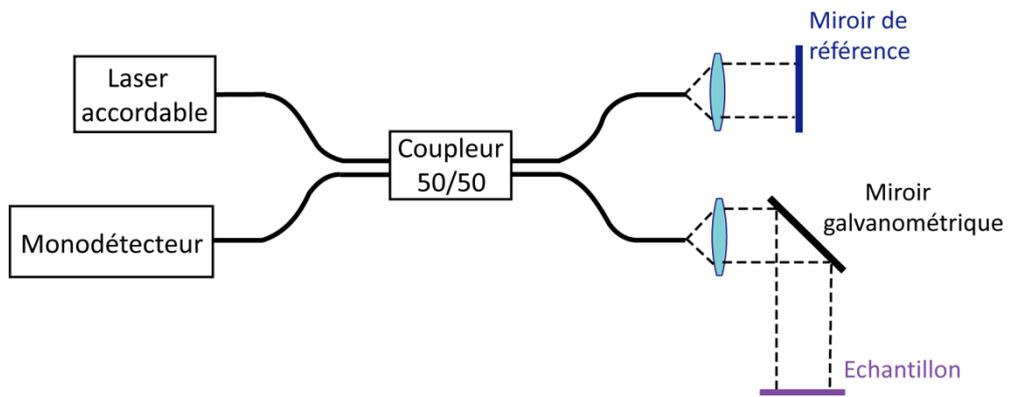


Figure 2.7. Schéma de principe de l'OCT fréquentielle avec source accordable.

Principe de fonctionnement

Une source de faible largeur spectrale est envoyée dans l'interféromètre de Michelson [33].

Dans le bras objet, les structures de l'échantillon, situées à différentes profondeurs, réfléchissent et/ou rétrodiffusent la lumière alors que dans le bras de référence, la lumière est réfléchiée par un miroir de position fixe. Ces faisceaux issus des deux bras de l'interféromètre possèdent un décalage temporel déterminé par la différence de chemin optique parcourue et donc la profondeur des structures au sein de l'échantillon. Comme la fréquence de l'onde d'illumination est balayée au cours du temps, le signal échantillon va posséder un décalage fréquentiel par rapport au signal de référence. En interférant, les deux signaux vont produire un signal modulé à une fréquence déterminée par ce décalage. Les structures situées à des profondeurs différentes vont posséder des décalages différents et donc produire des périodes de modulation distinctes. En enregistrant le signal interférométrique au cours du temps grâce à une photodiode, on peut, grâce à une transformée de Fourier du signal, connaître les différents décalages temporels et donc la distribution axiale des structures au sein de l'échantillon.

2.5 Avantages du FD-OCT par rapport au TD-OCT

L'intérêt de la tomographie par cohérence optique en domaine fréquentiel (FD-OCT) est de ne plus faire un balayage d'un miroir de référence pour atteindre la profondeur de l'objet, cela est traduit par une réduction du temps d'acquisition de 50 à 100 fois par rapport au temps d'acquisition de la tomographie en domaine temporel (TD-OCT) [12-13]

Un autre avantage de la technique de FD-OCT est que sa sensibilité de détection ne dépend pas de la largeur spectrale de la source, contrairement au TD-OCT qui doit réaliser un compromis entre la résolution axiale et la sensibilité donc la vitesse d'acquisition. [33]

De ce fait, la technique de FD-OCT est devenue la technique de choix pour toutes les applications cliniques, et est à ce jour la configuration la plus utilisée et la plus commercialisée. Citons par exemple le dispositif Cirrus OCT de Zeiss® (SD-OCT) et le dispositif SS-OCT de Thorlabs® [33].

La Figure 2.8 est un exemple de comparaison à temps d'acquisition égaux entre les dispositifs d'OCT temporelle et fréquentielle [12].

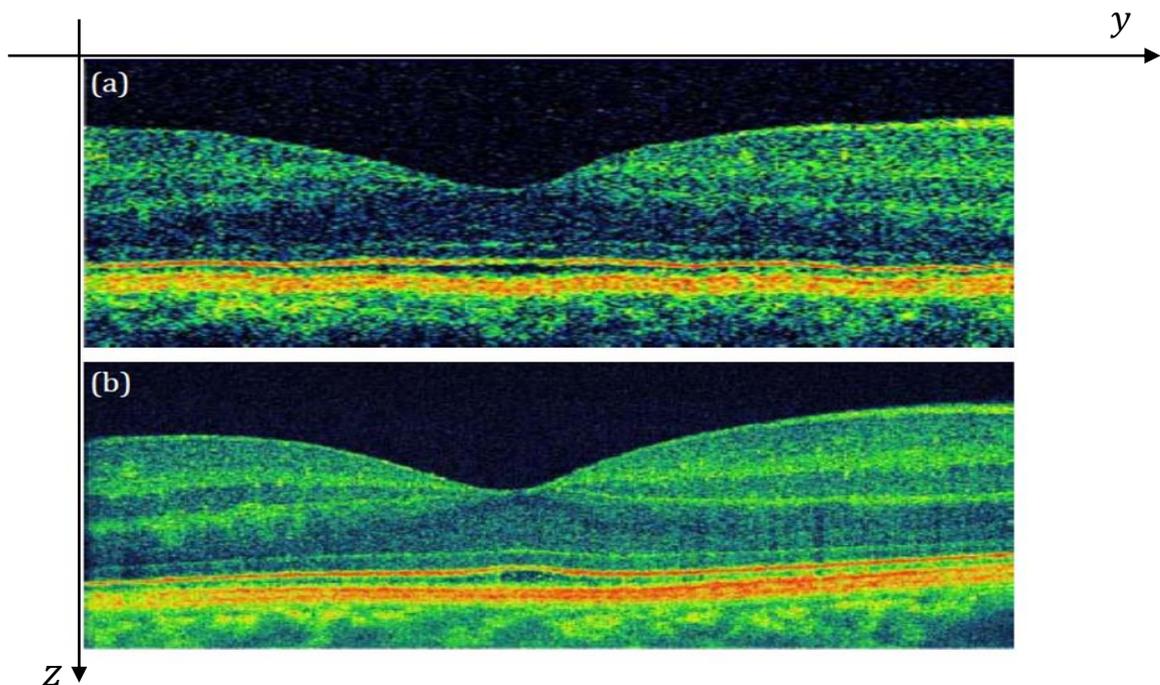


Figure 2.8. Images de rétine obtenues avec dispositif respectif OCT temporelle (a) et fréquentielle (b) [12].

2.6 Tomographie par cohérence optique plein champ

Contrairement aux techniques temporelle et fréquentielle illustrées précédemment, la tomographie par cohérence optique plein champs (FF-OCT pour full Field Optical Coherence Tomography) produit des images en-face (c'est-à-dire perpendiculairement à l'axe optique) et ceci sans balayage transverse du faisceau lumineux ou de l'échantillon [11].

La détection du signal interférométrique se fait dans tout un plan de l'échantillon à une profondeur donnée et une coupe bidimensionnelle est directement obtenue.

Pour réaliser ces images, l'intégralité du champ est illuminée par une source de faible cohérence temporelle et spatiale et acquise sur un détecteur matriciel de type caméra CCD.

2.6.1 Principe de fonctionnement

Le dispositif expérimental de l'OCT plein champ est fondé sur un interféromètre de Michelson (Figure 2.9) avec des objectifs de microscope placés dans ses deux bras. Le système d'illumination utilise une lampe halogène à filament de tungstène. à cause du spectre très large de cette lumière, des interférences se produisent à condition que la différence de marche dans l'interféromètre soit très proche de zéro. La longueur du bras de référence de l'interféromètre détermine, au niveau de l'objet à imager, une tranche d'épaisseur Δz fixée par la largeur du spectre de la source lumineuse. Seule la lumière réfléchiée par les structures de l'objet situées dans cette tranche crée des interférences. Ces structures peuvent être imagées si l'on parvient à extraire l'amplitude du signal d'interférence. Pour cela, on combine plusieurs images interférométriques, acquises au moyen d'un détecteur matriciel CCD, et déphasées entre elles grâce à l'oscillation du miroir de référence [36]

Les détecteurs utilisés fonctionnent tous selon le principe de la photodiode. L'intensité détectée est :

$$i(t) = \frac{\eta e I(t)}{h\nu 2Z_0} \quad (2.1)$$

Où η est l'efficacité quantique du détecteur, e est la charge électrique, $h\nu$ est l'énergie du photon, Z_0 est l'impédance du vide, $I(t)$ est l'intensité moyenne des champs électrique. On cherche un détecteur ayant la meilleure efficacité quantique possible afin de récupérer le maximum de signal ce qui nous permettra d'obtenir une meilleure sensibilité.

2.6.2 Configurations possibles d'OCT plein champs

Plusieurs configurations d'OCT plein champ sont possibles,

a Configuration de type Michelson

La première configuration utilisée est le dispositif de type Michelson [37-44]. la lumière issue d'un objectif de microscope est séparée à l'aide d'un cube séparateur entre un bras d'échantillon, contenant le milieu biologique à étudier, et un bras de référence, contenant une surface de référence de réflectivité adaptée. Ce dispositif possède l'avantage d'être compact, donc très stable mécaniquement. [33] (figure 2.10)

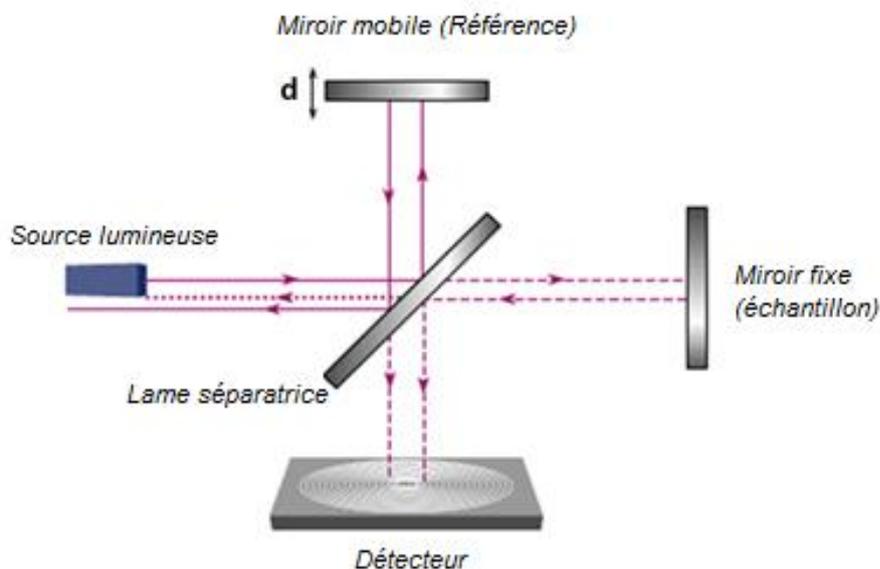


Figure 2.9 configuration de Michelson

b Configuration de type Mirau

La deuxième configuration possible est un dispositif de type Mirau [41]. Dans cette configuration, l'objectif de microscope contient une lame séparatrice placée dans le faisceau convergent. Du fait de la finesse, la lame séparatrice n'introduit pas d'aberrations notables. Contrairement à un cube séparateur, et permet de travailler avec des objectifs de plus grande ouverture numérique, donc de meilleures résolutions latérales. Cependant, ce montage compact présente des dont le principal est

- L'impossibilité d'utiliser des objectifs à immersion, qui rend la dispersion due à la traversée du milieu biologique difficile à compenser [33]

c Configuration de type Linnik

Une troisième configuration possible est un dispositif de type Linnik [42, 43], dans cette configuration, deux objectifs de microscope identiques sont placés dans les bras de l'interféromètre, après séparation de la lumière par un cube séparateur, Les objectifs pouvant être amené au plus près de l'échantillon ou de la surface de référence de grande ouverture numérique peuvent être utilisés, permettant d'obtenir des résolutions transverses (latérales) élevés. La réflectivité du miroir de référence peut être adaptée selon l'échantillon étudié, permettant d'optimiser le contraste du signal interférométrique et dont la sensibilité de détection du dispositif. Des objectifs à immersion dans l'eau peuvent être utilisés afin de minimiser la dispersion entre les deux bras et de limiter la réflexion spéculaire. Ce type de configuration est idéal pour une expérience de recherche [33].

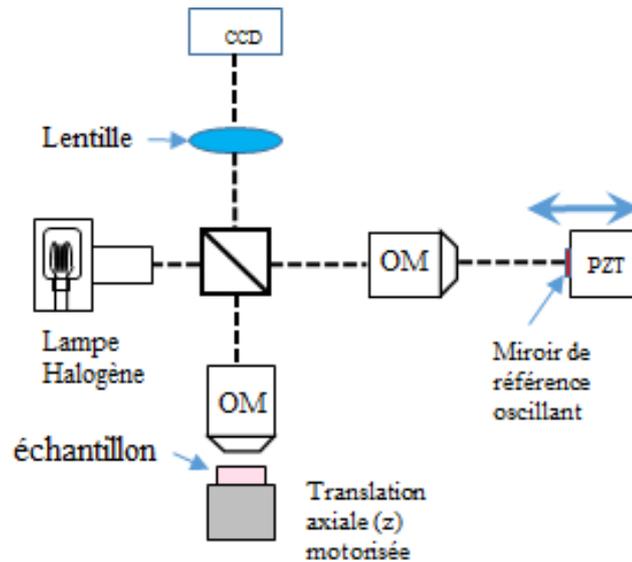


Figure 2.10 configuration de linnik

2.7 Performances d'un système OCT

Il existe plusieurs paramètres pour comparer les performances des dispositifs d'imagerie, pour des applications biomédicales, les quatre paramètres les plus importantes sont :

2.7.1 La sensibilité de détection

La sensibilité de détection (*SNR pour Signal to Noise Ratio*) d'un dispositif d'OCT est le plus petit signal de rétrodiffusion que le dispositif peut détecter à la limite du bruit.

En OCT, la sensibilité de détection est très élevée en raison de la nature interférométrique de cette technique. [33] Elle peut s'exprimer selon la formule suivante :

$$SNR = \frac{\rho I_0 R}{4eB} \quad (2.2)$$

Tel que ρ est la sensibilité spectrale du détecteur, I_0 La puissance de la source, R le coefficient de réflexion de l'échantillon, B la bande passante du système de détection. Notons que la SNR est indépendante du coefficient de réflexion du miroir de référence.

2.7.2 La résolution

Un des paramètres importants lors du choix de la méthode d'imagerie est la résolution. En échographie, on définit la résolution comme l'aptitude du système à présenter deux échos distincts pour deux cibles très rapprochées. La plus petite distance entre ces deux cibles pour laquelle on a encore deux échos distincts caractériserait la résolution du système. En OCT, la résolution est la plus petite distance entre deux taches d'Airy pour lequel le système peut les distinguer. (Comme illustrée dans la figure 2.11).

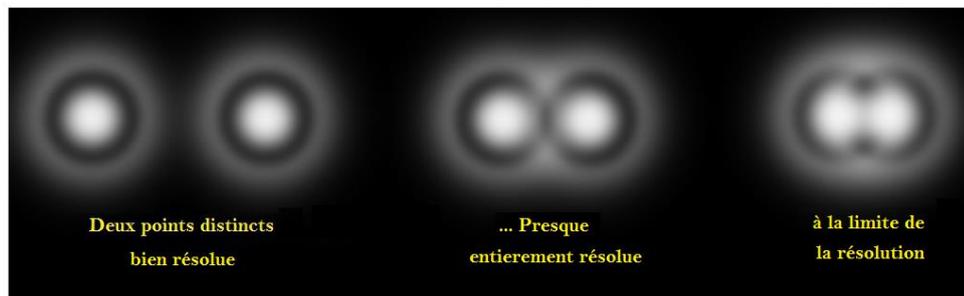


Figure 2.11. La distinction entre les signaux recevait

a La résolution axiale

La résolution axiale est la plus petite distance entre deux cibles situées dans l'axe de propagation que le système peut distinguer. Cette résolution est proportionnelle à la longueur de cohérence temporelle de la source lumineuse [33] puisqu'il ne peut y avoir d'interférences que si la différence de marche accumulée entre les deux bras de l'interféromètre est inférieure à cette longueur de cohérence. Elle est donnée par la formule suivante [7].

$$\Delta z = \frac{l_c}{2n} = \frac{2 \ln(2) \lambda_0^2}{n\pi \Delta\lambda} \quad (2.3)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde centrale de la source, $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de la source, l_c est la longueur de cohérence de la source, n est l'indice de réfraction du milieu biologique imagé.

b La résolution latérale

La résolution latérale caractérise le pouvoir séparateur dans la direction perpendiculaire à la propagation du faisceau. Cette résolution est liée l'ouverture numérique, (ON), de l'objectif de microscope servant à imager l'échantillon [17]

$$\Delta r = \frac{2\lambda_0}{\pi(ON)} \quad (2.4)$$

2.7.3 La profondeur de pénétration

Les milieux biologiques sont généralement constitués d'une assemblée hétérogène de structures de tailles, formes et compositions très diverses. Ces structures affectent la lumière au cours de sa propagation via les phénomènes d'absorption et de diffusion. Il devient alors difficile de voir le milieu au-delà d'une certaine épaisseur. Cette épaisseur définit la profondeur de pénétration au sein de l'échantillon. Cependant, en pratique, la profondeur de pénétration d'imagerie en OCT est bien plus faibles que la profondeur de pénétration de la lumière car à partir d'une certaine profondeur les photons ont subi des diffusions multiples et ne contribuent plus au signal utile en OCT. Donc la profondeur de pénétration désignera la profondeur d'imagerie accessible.

Selon la loi de Beer-Lambert, l'intensité d'une onde électromagnétique dans un matériau tombe de façon exponentielle depuis la surface.

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.5)$$

Si δ_p décrit la profondeur de pénétration, On a :

$$\delta_p = \frac{1}{\alpha} \quad (2.6)$$

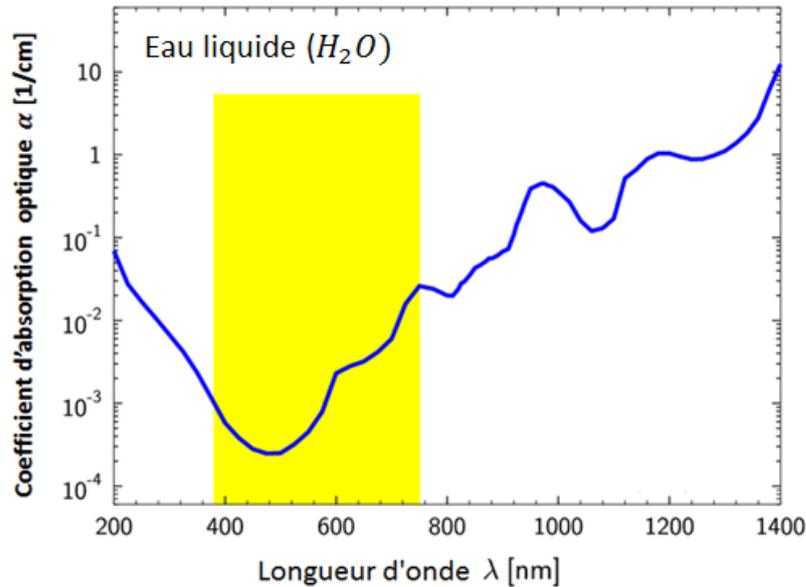


Figure 2.12. Coefficient d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde incidente [19].

Le coefficient d'absorption de la lumière dans la plupart des milieux biologiques est de l'ordre de $\alpha \sim 0.1 - 1 \text{ mm}^{-1}$ [18]. Il est dominé par l'absorption de l'eau, constituant principale de ces milieux dont le coefficient d'absorption est minimale autour de 500 nm et a une évolution croissante avec la longueur d'onde.

2.7.4 Vitesse d'acquisition

L'OCT plein champ utilise une caméra pour détecter des images fournies par un microscope interférentiel. Contrairement à l'OCT à balayage (TD-OCT et FD-OCT), tout le champ d'observation est illuminé et tous les pixels de la caméra détectent simultanément le signal.

Ceci peut sembler être un avantage par rapport aux techniques d'OCT nécessitant un balayage transverse du faisceau. Cependant, le nombre de photons que peut acquérir chaque pixel d'un détecteur matriciel est très faible par rapport à celui que peut acquérir un mono-détecteur. De ce fait, et grâce aux luminances élevées des sources cohérentes spatialement (par exemple une diode super-luminescente ou un laser femtoseconde),

2.8 Application de la Tomographie par cohérence optique

2.8.1 Dans le domaine médical

La tomographie par cohérence optique a initialement été développée pour l'ophtalmologie [21] elle est utilisée pour prendre des images tomographiques de la rétine. Elle est utilisée aussi en dermatologie [22]. Elle permet de mesurer des vitesses de déplacement, a ouvert la voie à l'étude des écoulements sanguins de très petite vitesse [23, 24], le dentaire [25], la gastro-entérologie [26], l'imagerie interne des tissus par endoscopie [27], ainsi qu'en biologie du développement [28].

2.8.2 Dans le domaine non médical

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 [33], pour l'étude du matériau papier [30] ainsi que des peintures et vernis utilisés dans les œuvres d'art, nécessaire à une restauration et conservation du patrimoine efficace [29].

Récemment enfin, un dispositif d'OCT plein champ a également permis un relevé d'empreintes digitales [31].

2.9 Sources à faible cohérence

La source idéale pour un système OCT a typiquement une longueur d'onde centrale autour de 1300 nm à cause des faibles coefficients d'absorption dans les tissus biologiques [10, 16], une large bande spectrale, a faible cohérence, un profil de faisceau gaussien, puissance de sortie élevée, faible bruit, design compact, être peu coûteuse, et être simple à intégrer dans un appareil d'imagerie médicale. Les sources à semi-conducteurs et les femto-seconde représentent les sources qui sont actuellement plus couramment utilisés [16].

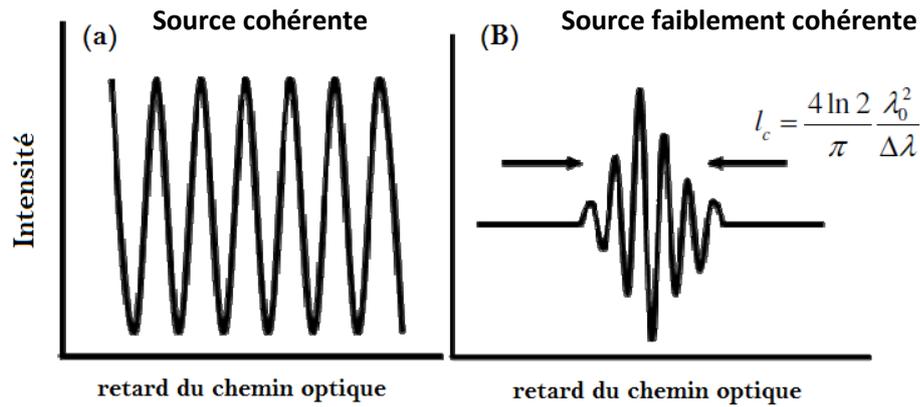


Figure 2.13. (a) Modèle d'interférence observée pour une source de lumière à haute cohérence, (B) Modèle d'interférence observée pour une source à faible cohérence.

2.9.1 Sources à base du semi-conducteur

Ce type de sources d'ondes continues comprennent les diodes super-luminescentes (SLD) et les sources à puits quantiques. Quand un électron absorbe une énergie plus grande que le gap du matériau avec lequel fabriqué le composant, cet électron se libère, puis il tombe dans un trou dans un processus connu sous le nom de recombinaison émettant un photon. Les puits quantiques sert à confiner les électrons entres des barrières de potentiel afin d'augmenter la probabilité de recombinaisons radiatives.

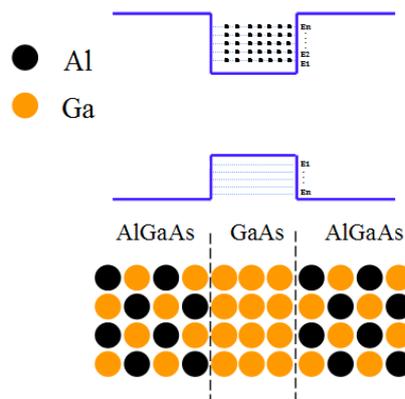


Figure 2.13. Structure de puits quantique pour un laser

2.9.2 Les Lasers femtoseconde

C'est un type de laser particulier qui produit des impulsions ultra-courtes dont la durée est de l'ordre de quelques femtosecondes à quelques centaines de femtosecondes. Ce type de laser est largement étudié et utilisé en recherche, dans l'industrie et dans le domaine des applications biomédicales. (16)

2.9.3 Lampes Halogènes

Ce type de sources lumineuses est du spectre très large ce qui améliore la profondeur de pénétration, de faible cohérence. Avec une simple lampe halogène, on atteint ainsi une résolution identique à celle obtenue avec un laser émettant des impulsions de 5 femtosecondes [20].

2.10 Conclusion

L'imagerie en profondeur est possible jusqu'à une épaisseur de trois millimètres, de façon non-invasive. L'utilisation des fibres optiques et d'actionneurs micrométrique autorisent l'implémentation dans un endoscope : on peut ainsi imager des organes internes. La réduction de la longueur d'onde par rapport à l'imagerie par ultrasons a amélioré d'au moins un ordre de grandeur la résolution atteignable. Cette résolution a encore été améliorée par les microlentilles accordables. Enfin, l'OCT dans le domaine de Fourier et les mécanismes de balayages ultra-rapides nous permettent d'obtenir un nombre d'images par seconde suffisamment élevé pour imager en temps réel.

Jusqu'ici on a parlé sur la tomographie par cohérence optique, ses différentes configurations et les sources lumineuses utilisées dans les systèmes OCT, Dans le prochain chapitre, on va définir la notion de cohérence, l'interféromètre de Michelson qui est la base de l'OCT et les interférences.

Introduction générale

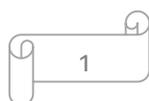
Le principe de la tomographie optique réside dans le fait que la lumière infrarouge ($\lambda = 1300 \text{ nm}$) peut traverser un tissu biologique et ressortir avec de l'information des microstructures qu'elle a traversées. L'OCT est une technique d'imagerie non destructive, non invasive (sans aucun danger pour les tissus vivants) et sans contact avec les tissus. Elle est analogue à la technique de l'échographie qui utilise les ultra-sons au lieu de la lumière comme vecteur d'information.

La technique peut être utilisée non seulement dans le domaine médical mais aussi en sciences des matériaux. Notre travail vise l'apport de solutions de test et d'analyse qui répondent à la capacité en restauration d'images tomographiques. Les caractéristiques recherchées sont la robustesse, la convivialité, l'automatisation, ainsi qu'une performance photonique supérieure. En effet il s'agit en fait, de tenter de réaliser un appareil de mesure sans contact dont la finalité est de permettre la visualisation de coupes biologiques très fines d'un tissu particulier, la rétine avec une résolution d'une dizaine de microns en utilisant les techniques interférométriques, basés sur le concept de Michelson. Ainsi, par le biais de franges d'interférence obtenues grâce à des à retard optique, des informations nécessaires à la formation d'images sont déduites. Les inconvénients de ces retards sont les instabilités dues principalement aux montages optiques complexes.

Comme la technique OCT utilise les principes de la réflectométrie optique des stratégies d'analyses à partir de technique unidimensionnelle, elle permet de fournir l'information sur le signal rétrodiffusé par l'échantillon lorsqu'il est illuminé par une source de lumière de faible cohérence. Dans le but de sélectionner les photons, on utilise une source de lumière continue qui possède un spectre d'émission large tout en mettant en œuvre une technique interférométrique adaptée.

C'est alors la faible longueur de cohérence temporelle de la source va permettre de réaliser la sélection des photons en fonction de leur temps de parcours dans le milieu diffusant. Dans le cadre d'un modèle simple, nous avons supposé que la source émet une succession de trains d'onde qui n'ont aucune relation de phase entre eux.

Leur durée τ est d'autant plus courte que le spectre d'émission est large et la longueur de cohérence temporelle l_c est définie comme le produit de cette durée par la durée de propagation de l'onde de telle sorte qu'on a $l_c = c \tau$. La méthode repose sur une mesure interférométrique



réalisée avec un interféromètre de Michelson (**figure. A et B**). Un train d'onde issu de la source est divisé en deux par une lame séparatrice. Dans un bras de

L'interféromètre, le train d'onde est rétrodiffusé par le milieu, alors que dans l'autre bras dit de référence il est réfléchi par un miroir plan. Puis les deux trains d'onde sont combinés sur un photodétecteur. Pour une position donnée du miroir de référence, les trains d'onde vont se superposer temporellement sur le détecteur à condition que la différence de chemins optiques parcourus soit inférieure à la longueur de cohérence.

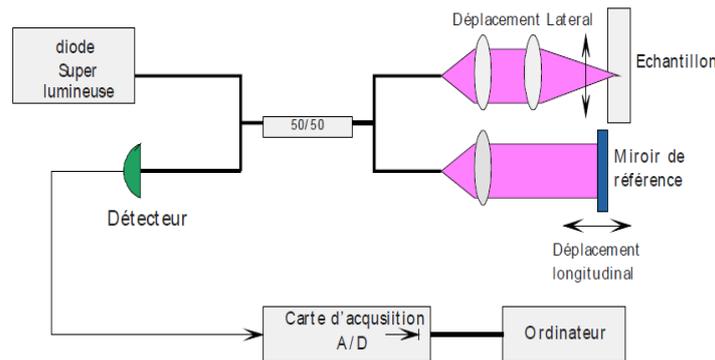


Figure (A) : Système d'imagerie OCT

L'OCT fournit une cartographie de l'échantillon analysé. Les réflexions sont générées par les différences d'indice des différentes couches. Le profil de réflectivité à une dimension peut être obtenu, ainsi que des images à deux dimensions par codage en niveaux de gris.

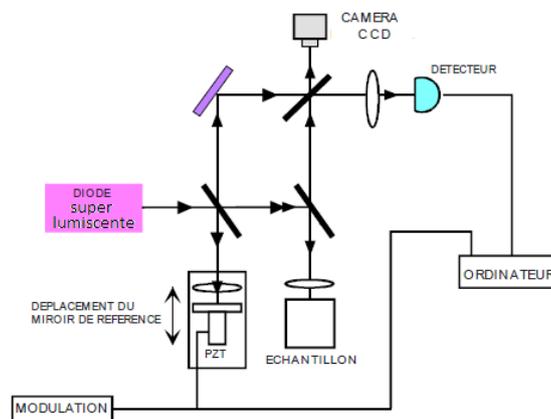


Figure (B) : Système d'imagerie OCT de Michelson

La source de lumière est une diode super luminescente de puissance du milliwatt pour un courant d'injection d'une centaine de milliampères. Son spectre est une Gaussienne centrée sur 1500 nm et de largeur spectrale à mi-hauteur de 40 nm. Une caméra CCD couplée à un moniteur vidéo permettant de visualiser les interférogrammes.

Le miroir de référence commandé par ordinateur, est solidaire d'un moteur pas à pas qu'on peut déplacer par pas de $2 \mu m$ ou bien d'une façon continue. La vitesse de déplacement est de

6 mm/s correspondant à une fréquence de modulation de l'ordre de 8 KHz. Enfin, un détecteur permettant de mesurer le signal lumineux de sortie en fonction du temps ou de la position du miroir de référence. Une carte d'acquisition A/D devrait autoriser l'acquisition et le transfert des signaux sur ordinateur. Un profil à une dimension est illustré sur la **figure. (C)**.

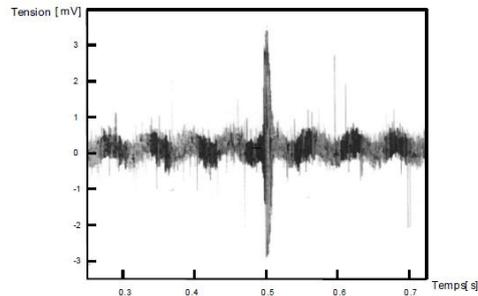


Figure (C) : Exemple de signal obtenu

Notre mémoire s'articulera autour de trois thèmes principaux suivants :

Le premier chapitre introduira les méthodes d'imagerie médicale suivit de l'état de l'art et de la théorie de la tomographie par cohérence optique afin de constituer le cœur de notre travail en tant que charpente du deuxième chapitre. Le troisième chapitre se verra destiné à la présentation d'une application associée à ses résultats. Une conclusion greffée à des perspectives scellera l'objet du projet abordé.

Listes des acronymes et abréviations

OCT : Optical coherence tomography

LCI : low-coherence interferometry

FD-OCT: Fourier Domain-Optical Coherence Tomography

TD-OCT : Time domaine-Optical Coherence Tomography

FF-OCT : Full-Field-Optical Coherence Tomography

SS-OCT : Swept Source-Optical Coherence Tomography

SD-OCT : Spectral Domain-Optical Coherence Tomography

δ : La différence de marche entre deux rayons lumineux.

l_c : La longueur de cohérence.

τ_c : Le temps de cohérence

C : la célérité de la lumière

Δz : La résolution axiale.

CCD : coupled charge device

CMOS : complementary Metal Oxyde Semiconductor.

$i(t)$: L'intensité du courant détectée.

η : L'efficacité quantique du détecteur

e : La charge électrique

$h\nu$: L'énergie du photon

Z_0 : L'impédance du vide

$I(t)$: L'intensité moyenne des champs électriques

SNR : Signal to noise ratio.

ρ : La sensibilité spectrale du détecteur

I_0 : La puissance de la source

R : le coefficient de réflexion de l'échantillon

B : la bande passante du système de détection.

n : indice de réfraction

λ : La longueur d'onde

λ_0 : La longueur d'onde centrale.

$\Delta\lambda$: La largeur spectrale de la source.

Δr : La résolution latérale

ON : l'ouverture numérique.

$I(z)$: L'intensité d'une onde électromagnétique dans un matériau

α : Le coefficient de d'absorption

δ_p : La profondeur de pénétration.

SLD : Super-luminescente diode

S : Le signal d'une source lumineuse

A : L'amplitude d'un signal lumineux

ϕ : La phase d'un signal lumineux

r : La distance entre l'écran d'observation et la source lumineuse.

ω : La pulsation temporelle.

k : Le vecteur d'onde

θ : L'angle entre le rayon lumineux et la tangentielle.

a : La demi-distance entre les deux sources.

N : un entier positive

θ_N : Angle de la Nième frange

D : La distance entre les sources et l'écran d'observation et l'écran opaque.

I_{moy} : La valeur moyenne de l'intensité lumineuse

T_{tr} : Le temps de réponse du détecteur

β : Angle complément de θ

j : L'imaginaire

T : Coefficient de transmission

E_{s0}, E_0 : Le champ électrique provenant de la source.

E_r : Le champ électrique dans le bras de référence.

E_s : Le champ électrique dans le bras de l'échantillon.

d : La différence entre les bras de l'interféromètre

N_i : Indice de réfraction du milieu d'incidence

N_t : Indice de réfraction du milieu de transmission de la lumière.

θ_t : L'angle de transmission

x_r : La distance parcourue par de rayon de référence

x_s : La distance parcourue par de rayon de l'échantillon

ω_r : La pulsation temporelle de rayon de référence

ω_s : La pulsation temporelle de rayon de l'échantillon

E^* : Le complexe conjugué de E

I_r : L'intensité dans le bras de référence

I_s : L'intensité dans le bras de l'échantillon.

I_D : L'intensité lumineuse au niveau du détecteur

I_{s0} : L'intensité lumineuse au niveau de la source

γ : Le degré de cohérence partielle.

Γ_{11} : La fonction d'autocorrélation

Re : la partie réelle d'un nombre complexe.

[1]: D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography", Science, 1991

[2]: Handbook of Optical coherence tomography, edited by B. E. Bouma and G. J. Tearney, Marcel Dekker, Inc. New York, Basel (2002).

[3]: C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher, "Optical Measurement of the axial eye length by laser Doppler Interferometry", Invest. Ophthalmol. and Vis. Sci. 32, 21-31 (1991).

[4]: Malha OUADOUR-ABBAR, "PRINCIPE DE TOMOGRAPHIE ET SPECTROTOMOGRAPHIE OPTIQUE DE COHERENCE PAR INTERCORRELATION SANS BALAYAGE BASEE SUR UN RESEAU DE DIFFRACTION", these, UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ, France, 2009.

[5]: B. R. Masters, "Early development of optical low-coherence reflectometry and some recent biomedical application", J. Biomed. Opt. 4, 236-247 (1999).

[6]: C. K. Hitzenberger, "Measurement of corneal thickness by low coherence interferometry" (1992)

[7] : Annabelle Gascon, 'La tomographie par cohérence optique pour l'endoscopie', Ecole polytechnique de Montréal, Article international, Canada, 2010

[8] : <http://ressources.univ-lemans.fr/AccessLibre/UM/Pedago/physique/02bis/optiphy/michelson.html>

[9] : Lihong V. Wang and Hsin-I WU. Biomedical Optics : Principles and Imaging. John Wiley & Sons, USA, 2007

[10] : M. Chikh-Bled, R. Maciejko « Tomographie Optique Cohérente (OCT) » Article international, Université Abou Bakr Belkaid - Tlemcen, Ecole polytechnique de Montréal Canada.

[11] : E. Beaurepaire, A. C. Boccara, M. Lebec, L. Blanchot, and H. Saint-Jalmes, "Full-field optical coherence microscopy", *Opt. Lett.*, 23 (4), pp. 244-246 (1998)

[12] : R. A. Leitgeb, W. Drexler, A. Unterhuber, B. Hermann, T. Bajraszewski, T. Le, A. Stingl, and A. F. Fercher, "Ultrahigh resolution Fourier domain optical coherence tomography", (2004)

[13] : M. Wojtkowski, V. J. Srinivasan, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, A. Kowalczyk, and J. S. Duker, "Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation", *Opt. Express*, 12 (11), pp. 2404-2422 (2004)

[14] : S. R. Chinn, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source", *Opt. Lett.*, 22 (5), pp. 340-342 (1997)

[15] : M. A. Choma, M. V. Sarunic, C. H. Yang, and J. A. Izatt, "Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography", *Opt. Express*, 11 (18), (2003)

[16] : Mark Brezinski, "optical coherence tomography: principles and applications", Livre , USA, 2006

[17] : Lihong V. Wang and Hsin-I WU. *Biomedical Optics : Principles and Imaging*. John Wiley & Sons, 2007.

[18]: B. C. Wilson, and S. L. Jacques, "Optical reflectance and transmittance of tissues - principles and applications", *IEEE J. Quantum Electron.* Canada (1990)

[19] : G. M. Hale and M.R. Querry. *Appl. Opt.* 12 (1973)

[20] : http://fr.wikipedia.org/wiki/Interf%C3%A9rom%C3%A8tre_de_Michelson

[21] : E. A. Swanson, J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J.G. Fujimoto, "In vivo retinal imaging by optical coherence tomography", (1993)

[22]: Dr. Pierre Bouhanna, N. Basset-Seguin, E. Delaporte, D. Dhouailly, MT. Leccia, M. Lecha, A. Taieb, J. Mazereeuw, L. Misery, JM. NaeyaertJF. Nicolas, JH. Saurat, D. Schmitt, G. Serre, N. Stavrianeas. "Principes et Applications de la Tomographie Cohérence Optique (OCT) en Dermatologie" Article scientifique, France, 2005

[23]: Chen Z, Miller TE, Srinivas S, et al. Noninvasive imaging of in vivo blood flow velocity using optical Doppler tomography. 1997

[24]: Westphal V, Yazdanfar S, Rollins AM, Izatt JA. Real-time, high velocity-resolution color Doppler optical coherence tomography. 2002

[25]: B. Colston, U. Sathyam, L. DaSilva, M. Everett, P. Stroeve, and L. Otis, "Dental OCT", (1998)

[26]: J. A. Izatt, M. D. Kulkarni, H. W. Wang, K. Kobayashi, and M. V. Sivak, "Optical coherence tomography and microscopy in gastrointestinal tissues", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. (1996)

[27]: G. J. Tearney, M. E. Brezinski, B. E. Bouma, S. A. Boppart, C. Pitris, J. F. Southern, and J. G. Fujimoto, "In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography", Science, (1997)

[28]: A. Dubois, K. Grieve, G. Moneron, R. Lecaque, L. Vabre, and C. Boccara, "Ultrahigh resolution full-field optical coherence tomography", (2004)

[29]: H. Liang, M. Cid, R. Cucu, G. Dobre, A. Podoleanu, J. Pedro, and D. Saunders, "En-face optical coherence tomography : a novel application of non-invasive imaging to art conservation", (2005)

[30]: Marie BLAVIER, " DÉVELOPPEMENT ET APPLICATION DE LA TOMOGRAPHIE PAR COHÉRENCE OPTIQUE PLEIN CHAMP POUR L'ÉTUDE DU MATÉRIAU PAPIER", l'UNIVERSITÉ PARIS 6 - PIERRE ET MARIE CURIE, THESE, France, 2008

[31]: S. K. Dubey, T. Anna, C. Shakher, and D. S. Mehta, "Fingerprint detection using full-field swept-source optical coherence tomography", Applied Physics Letters, (2007)

[32]: http://fr.wikipedia.org/wiki/Fentes_de_Young

[33]: Delphine SACCHET, Tomographie par cohérence optique plein champ linéaire et non linéaire, these, 2010, France

[34]: Bettina Heise, Stefan Schausberger, David Stifter, " Full Field Optical Coherence Microscopy: Imaging and Image Processing for Micro-Material Research Applications", Livre DOI: 10.5772/53509 , Autriche 2013

[35]: http://fr.wikipedia.org/wiki/Tavelure_%28optique%29#mediaviewer/Fichier:Speckle_fiber.JPG

[36]: Isabelle Bloch, " Imagerie Médicale" présentation, ParisTech, France

[37] : Sylvette CHASSEROT-GOLAZ, " introduction sur la microscopie confocale" Unité CNRS UPR Strasbourg, France.

[38]: https://www.princeton.edu/~achaney/tmve/wiki100k/docs/Speckle_pattern.html

[39]: http://olivier.sigwarth.free.fr/CoursTS1/Chap7/Ch7_coherence_spat_temp.pdf

[40]: M. FRANCON, "Laser Speckle and Applications in Optics", publication, Laval university, Canada, 1979

[41]: Isabelle Bloch, " Imagerie Médicale" présentation, ParisTech, France