

# Optische Kohärenztomografie (OCT)

Versuch im Fortgeschrittenenpraktikum Physik

## Anleitung

29.01.2024

Lars Kirsten, Maria Gärtner, Carsten Habenicht, Johannes Reinhold, Prof. Dr. rer. nat. Edmund Koch

Klinisches Sensoring und Monitoring  
Medizinische Fakultät Carl Gustav Carus  
Technische Universität Dresden

**Betreuer:**

Prof. Dr. rer. nat. Edmund Koch	Edmund.Koch@tu-dresden.de	0351/458 16131
Dr. rer. nat. Carsten Habenicht	Carsten.Habenicht@tu-dresden.de	0351/458 6133
Johannes Reinhold	Johannes.reinhold@tu-dresden.de	0351/458 6137

**Versuchsort:**

Medizinisch Theoretisches Zentrum (Haus 91)  
Fiedlerstraße 42, 01307 Dresden  
UG, Raum A.01.062  
Eingang Fiedlerstraße, Treppenhaus links, UG  
Beginn: 09:00 Uhr

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b> .....	<b>2</b>
<b>2 Grundlagen</b> .....	<b>3</b>
2.1 Time Domain OCT.....	5
2.2 Fourier Domain OCT.....	7
2.3 Doppler FD OCT.....	9
2.4 Signalverarbeitung.....	10
<b>3 Durchführung</b> .....	<b>11</b>
3.1 Versuchsaufbauten .....	11
3.1.1 TD OCT.....	11
3.1.2 FD OCT.....	12
3.2 Versuchsdurchführung.....	14
3.2.1 Bestimmung der axialen Auflösung des TD OCT-Systems .....	14
3.2.2 FD OCT-System - Signalverarbeitung .....	15
3.2.3 FD OCT-System - Aufquellen der Hornhautschicht im Wasserbad .....	16
3.2.4 Zusatzaufgabe.....	17
3.3 Auswertung.....	17
3.3.1 Bestimmung der axialen Auflösung des TD OCT-Systems .....	17
3.3.2 FD OCT-Systems - Signalverarbeitung.....	17
3.3.3 FD OCT-Systems - Aufquellen der Hornhautschicht im Wasserbad .....	18
<b>4 Hinweise</b> .....	<b>18</b>
4.1 Fragen.....	18
4.2 Protokoll .....	19
<b>A Technische Daten des OCT-Systems</b> .....	<b>20</b>
<b>Literaturverzeichnis</b> .....	<b>20</b>

## 1 Einleitung

Die Optische Kohärenztomografie (OCT) ist ein nichtinvasives, berührungslos arbeitendes Bildgebungsverfahren, welches vor allem in der medizinischen Diagnostik Anwendung findet [1]. Ähnlich der Ultraschallbildgebung werden Gewebeschnittbilder mit Bildraten von bis zu 400 fps und 3D Volumenstapel erzeugt. Das auf der Weißlichtinterferometrie beruhende Verfahren der OCT nutzt die Interferenz, die bei Überlagerung von Referenzlicht und rückgestreutem Licht aus der Probe in einem Interferometer entstehen, um das Tiefenprofil der Probe zu erhalten. Bei der Time Domain OCT (TD OCT) wird dazu der Referenzarm durchgeföhren, wobei Interferenzen nur im Bereich der Kohärenzlänge (wenige  $\mu\text{m}$ ) entstehen. Dagegen kann bei der Fourier Domain OCT (FD OCT) das Interferenzspektrum detektiert werden, was die komplette Tiefeninformation enthält. Für die 2D und 3D Bildgebung wird eine laterale Strahlableitung über der Probe durchgeföhrt. Es werden breitbandige Lichtquellen im nahinfraroten Bereich verwendet, da dort die Absorption im Gewebe

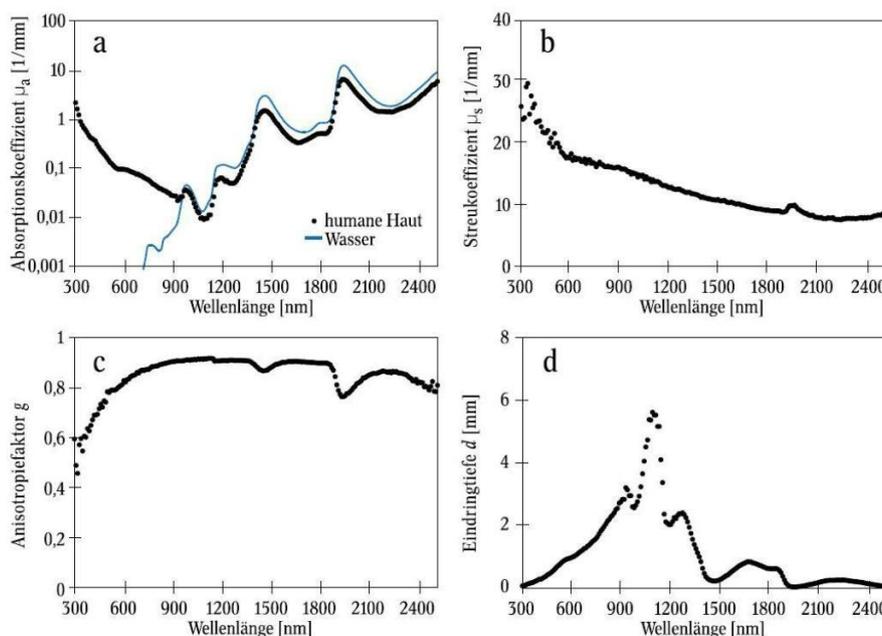
gering ist. Besonders geeignet ist sowohl der Spektralbereich um 800 nm, welcher durch die geringere Wellenlänge eine gute Auflösung ermöglicht, als auch der Bereich um 1300 nm, der den Vorteil einer größeren Eindringtiefe bietet. Aktuelle OCT-Systeme erreichen Tiefenaufösungen von 1  $\mu\text{m}$  bis 15  $\mu\text{m}$  [2] [3] und Eindringtiefen in Gewebe von 1 mm bis 2 mm. Damit füllt die OCT in der medizinischen Diagnostik die Lücke zwischen Mikroskopie und Sonografie.

Hauptanwendungsgebiete sind zum einen die Augenheilkunde, in der sich die OCT bei der Untersuchung der Netzhaut bereits etabliert hat [4] [5]. Zum anderen wird die OCT auch in der Dermatologie [6], bei endoskopischen bzw. Katheteruntersuchungen [7] sowie in der biomedizinischen Forschung [8] angewandt. Die OCT bietet zudem Möglichkeiten der Dopplerbildgebung zur Blutflussmessung [9] und der polarisationssensitiven Darstellung von Gewebe [10].

In diesem Praktikumsversuch sollen zunächst die Grundlagen zu den beiden Verfahren der Time Domain OCT sowie der Fourier Domain OCT behandelt werden. Als funktionale Erweiterung wird die phase-resolved Doppler-Methode vorgestellt, welche zur Messung von Bewegungen genutzt werden kann.

## 2 Grundlagen

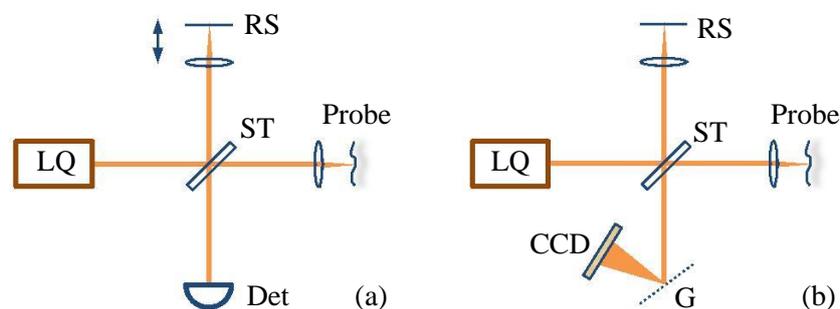
Zur medizinischen Diagnostik wird oft eine mikroskopische Darstellung von Gewebe benötigt. Im Vergleich zur Mikroskopie erweitert die OCT die Bildgebung um eine zusätzliche Dimension und liefert Tiefenschnittbilder des Gewebes, ähnlich zur Sonografie, mit der Möglichkeit einer schnellen online Bildgebung und einer hohen Tiefenauflösung. Um eine große Eindringtiefe zu erreichen, werden in der OCT Lichtquellen mit Wellenlängen im nahinfraroten Spektralbereich eingesetzt.



**Abbildung 1:** Für humane Haut ist der Absorptionskoeffizient (a), der Streukoeffizient (b), der Anisotropiefaktor (c) und die theoretisch berechnete Eindringtiefe (d) dargestellt. Im optischen Fenster von 700 nm bis 1400 nm ist die Eindringtiefe besonders groß. Abbildung entnommen aus [11].

Der Absorptionskoeffizient humaner Haut und die berechnete Eindringtiefe sind in Abbildung 1 dargestellt. Bei großen Wellenlängen über 1000 nm entspricht die Absorption der Haut im Wesentlichen der des Wassers. Bei niedrigeren Wellenlängen, vor allem im sichtbaren Bereich, steigt die Absorption dagegen an, was vor allem durch farbige Bestandteile von Melanin und Hämoglobin hervorgerufen wird [11]. Dagegen führen z. B. Lipide, Proteine und Zellorganellen zu stark vorwärtsgerichteter Streuung, was in Übereinstimmung mit dem Anisotropiefaktor von  $g \approx 0,9$  ist, der ein Maß für die richtungsabhängige Streueigenschaft eines Partikels ist. Die aus Streuung und Absorption berechnete Eindringtiefe in die menschliche Haut wird in Abbildung 1d dargestellt. Der Spektralbereich zwischen 700 nm und 1400 nm erlaubt eine große Eindringtiefe und wird deshalb als optisches Fenster bezeichnet. Bei der OCT Bildgebung zeigt sich jedoch die größte Eindringtiefe bei 1300 nm [12]. Der Spektralbereich bei 800 nm liefert aufgrund der kürzeren Wellenlänge in der Regel eine bessere Auflösung und damit auch einen verbesserten Kontrast.

Zur Erzeugung der Tiefenprofile (A-Scans) haben sich Time Domain und Fourier Domain OCT-Systeme etabliert. Diese beinhalten ein Interferometer, bei dem das Anregungslicht in Referenz- und Probenlicht aufgeteilt wird und die rückgestreuten Anteile superponiert werden. Abbildung 2 zeigt im Vergleich die Systemskizzen beider Verfahren. Die Aufnahme von Schnittbildern (B-Scans) und Volumenstapeln (C-Scans) erfolgt bei beiden Verfahren durch laterale Ablenkung des Probenstrahls über dem Untersuchungsgebiet.



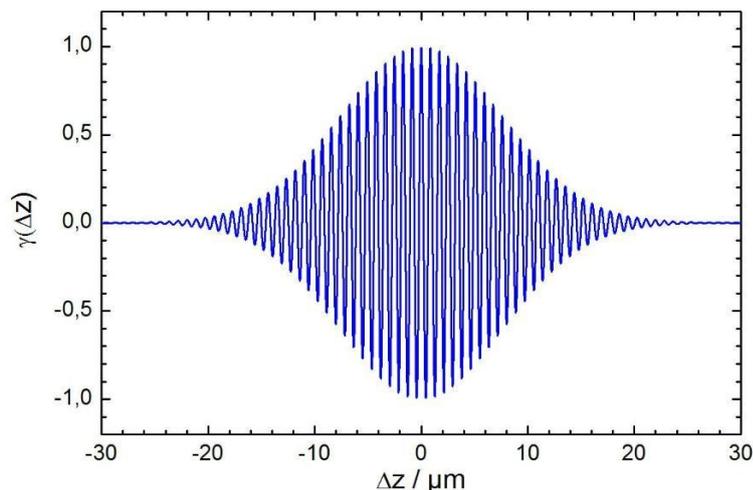
**Abbildung 2:** (a) Time Domain OCT: Von der Lichtquelle (LQ) ausgesendetes kurzkohärentes Licht wird mit einem Strahlteiler (ST) in einen Referenz- und einen Probenstrahl aufgespalten. Es werden genau dann Interferenzen am Detektor (Det) sichtbar, wenn die optischen Wege von Referenz- und Probenarm innerhalb der Kohärenzlänge übereinstimmen. Durch die Bewegung des Referenzspiegels (RS) wird das Tiefenprofil der Probe direkt vom Detektor aufgenommen. (b) Fourier Domain OCT: Mit einem Gitter (G) wird das Licht spektral zerlegt und das gesamte Spektrum mit einem Zeilendetektor (CCD oder CMOS Array) aufgenommen. Der Referenzspiegel wird in diesem Fall nicht verfahren.

Bei der Time Domain OCT (Abbildung 2a) wird kurzkohärentes, breitbandiges Licht verwendet, sodass nur dann ein Interferenzsignal entsteht, wenn beide Armlängen des Interferometers nahezu übereinstimmen. Die Kohärenzlänge des Lichtes bestimmt direkt die axiale Auflösung des Systems. Die Position des Referenzspiegels im Michelson-Interferometer muss nun durchgeföhren werden, um die Rückstreuamplitude in den korrespondierenden Tiefenpositionen der Probe zu bestimmen. Durch die mechanische Spiegelbewegung sind nur kleine Repetitionsraten von wenigen kHz möglich, weshalb Time Domain OCT-Systeme nicht zur schnellen Bildgebung geeignet sind.

Alternativ dazu wird beim Prinzip der Fourier Domain OCT durch spektrale Zerlegung des interferierten Lichtes das Interferenzspektrum detektiert, das mit den zu den Wegdifferenzen zwischen Proben- und Referenzlicht proportionalen Frequenzen moduliert ist. Es wird somit gleichzeitig die gesamte Tiefeninformation aufgenommen und eine wesentliche Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (SNR) erreicht [13]. Aus diesem Spektrum lässt sich durch Fouriertransformation und geeignete Filterung das Tiefenprofil berechnen. Somit ist keine mechanische Spiegelbewegung mehr notwendig. Die Auslesegeschwindigkeit der CCD bzw. CMOS Arrays limitiert spektrometerbasierte FD OCT Systeme (Spectral Domain OCT) auf Detektionsraten der Tiefenscans bis etwa 200 kHz. Generieren lässt sich das Spektrum ebenso mit Swept Source FD OCT Systemen, bei denen das Spektrum im Zeitmultiplex aufgelöst wird, weshalb nun nur noch ein Detektor benötigt wird. Als Lichtquellen werden typischerweise Laser eingesetzt, bei denen ein optisches Element (z. B. Gitter in Verbindung mit Polygonspiegel oder ein Filter) die Wellenlänge periodisch durchstimmt. In diesem Versuch wird ein spektrometerbasiertes FD OCT System verwendet.

## 2.1 Time Domain OCT

Ziel der OCT ist das Erreichen einer möglichst guten Auflösung im  $\mu\text{m}$  Bereich, weshalb man sich das Prinzip der Weißlichtinterferometrie zu Nutze macht. Die hohe Auflösung wird dabei durch die kleine Kohärenzlänge eines breitbandigen Spektrums, im Versuchsaufbau das Spektrum einer Superlumineszenzdiode (SLD), erreicht. Interferenzen werden nur dann sichtbar, wenn die Weglängendifferenz im Interferometer im Bereich der Kohärenzlänge liegt. Demnach ist zur Erzeugung eines Tiefenprofils der Probenreflektivität das Durchfahren des Referenzspiegels über den gewünschten Messbereich notwendig. Im Folgenden soll kurz die Kohärenz einer breitbandigen Lichtquelle und die entstehenden Interferenzen hergeleitet werden.



**Abbildung 3:** Normierte komplexe Selbstkohärenzfunktion als Funktion der optischen Wegdifferenz für ein gaußförmiges Spektrum mit einer Zentralwellenlänge von 845 nm und einer Halbwertsbreite von 35 nm.

Analog zu [14] [15] wird zunächst die Kontrastfunktion betrachtet, welche die Superposition eines elektrischen Feldes mit sich selbst in Abhängigkeit der Laufzeitdifferenz  $\tau$  beschreibt.

$$I(\tau) = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \langle |E(t) + E(t + \tau)|^2 \rangle_t = 2I_0 + \epsilon_0 c \cdot \text{Re}\{\langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle_t\} \quad (1)$$

Dabei wurde

$$I_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \langle E(t)E^*(t) \rangle_t = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \langle E(t + \tau)E^*(t + \tau) \rangle_t \quad (2)$$

benutzt. Der Interferenzterm wird als komplexe Selbstkohärenzfunktion bezeichnet:

$$\Gamma(\tau) = \langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle. \quad (3)$$

Die normierte komplexe Selbstkohärenzfunktion lautet:

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} \quad (4)$$

und berechnet sich für eine Lichtquelle mit dem Leistungsspektrum  $S(\omega)$  mit der Kreisfrequenz  $\omega$  gemäß [14] zu:

$$\gamma(\tau) = \frac{\int_0^\infty S(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega}{\int_0^\infty S(\omega) d\omega}. \quad (5)$$

Für ein gaußverteiltes Leistungsspektrum zentriert um  $\Omega$

$$S(\omega) = S_0 e^{-4\ln(2) \left(\frac{\omega - \Omega}{\Delta\Omega}\right)^2} \quad (6)$$

berechnet sich die normierte komplexe Selbstkohärenzfunktion zu

$$\gamma(\tau) = e^{-i\Omega\tau} e^{-\frac{1}{16\ln(2)} (\Delta\Omega\tau)^2} \quad (7)$$

Die Interferenzen zeigen eine schnelle Modulation die durch die Zentralwellenlänge bestimmt wird. Die Intensität ist allerdings auf Laufzeitdifferenzen im Bereich der Kohärenzzeit beschränkt, was durch die gaußförmige Einhüllende beschrieben wird. In Abbildung 3 ist die normierte komplexe Selbstkohärenzfunktion in Abhängigkeit der Weglängendifferenz  $\Delta z = c_0 \cdot \tau$  für eine in der OCT typische Lichtquelle mit ideal gaußförmigem Leistungsspektrum dargestellt.

Die Kohärenzzeit soll im Folgenden auf das Abklingen des Betrages der Interferenzen auf  $\frac{1}{2}$  bezogen werden:

$$\tau_{1/2} = \frac{4\ln(2)}{\Delta\Omega}. \quad (8)$$

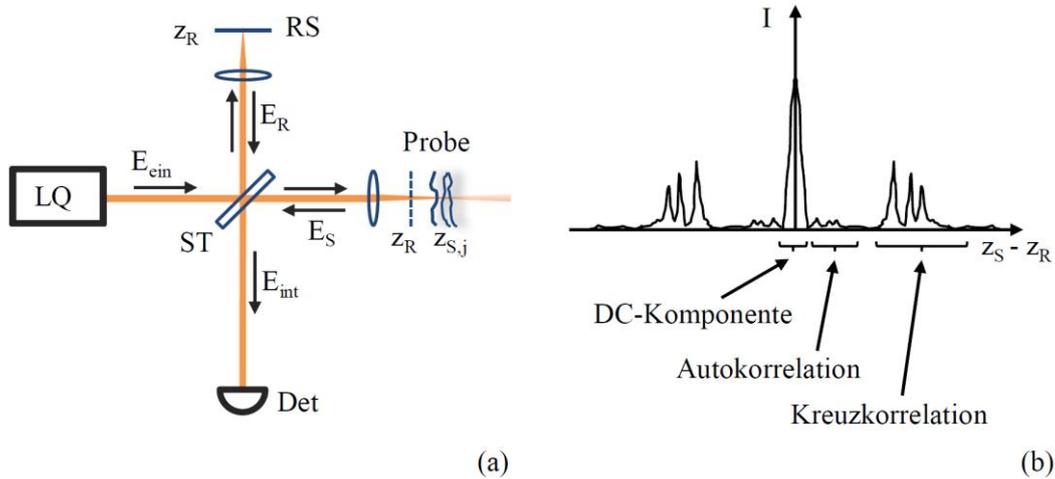
Die Kohärenzlänge ergibt sich damit zu

$$l_c = \frac{2\ln(2)}{\pi} \cdot \frac{\lambda_c^2}{\Delta\lambda}. \quad (9)$$

Für die OCT ist diese identisch mit der axialen Auflösung (FWHM).

## 2.2 Fourier Domain OCT

Alternativ zur Time Domain OCT wird bei der modernen Fourier Domain OCT das Interferenzspektrum erfasst, welches die gesamte Tiefeninformation eines Tiefenscans enthält. Für beide Varianten der Fourier Domain OCT, Spectral Domain OCT und Swept Source OCT, ist die mathematische Beschreibung identisch. Am Beispiel des Michelson-Interferometers kann die Entstehung der Interferenzspektren analog zu [13] [16] erklärt werden.



**Abbildung 4:** Im Michelson-Interferometer (a) wird das einfallende Licht aus der Lichtquelle (LQ) im Strahlteiler (ST) in einen Referenz- und Probenstrahl aufgespalten. Das am Referenzspiegel (RS) reflektierte Licht wird mit dem aus der Probe zurückgestreuten Licht superponiert und vom Detektor (Det) erfasst. Durch Fouriertransformation (b) erhält man das Tiefenprofil, das durch den Kreuzkorrelationsterm beschrieben wird.

Wie in Abbildung 4a dargestellt, wird die einfallende, polychromatische Lichtwelle mit der spektralen Amplitude des elektrischen Feldes  $s(k, \omega)$

$$E_{\text{ein}}(k, \omega) = s(k, \omega)e^{i(kz - \omega t)} \quad (10)$$

im Strahlteiler in einen Referenzstrahl und in einen Probenstrahl aufgeteilt. Dabei ist  $k$  die Wellenzahl und  $\omega$  die Frequenz. Der Teilungsfaktor soll durch die Reflektivitäten mitberücksichtigt werden und wellenlängenunabhängig sein. Für den Referenzarm der Länge  $z_R$  und der Reflektivität  $r_R$  gilt für die reflektierte Welle:

$$E_R(k, \omega) = E_{\text{ein}}(k, \omega)r_R e^{i2kz_R} \quad (11)$$

Das rückgestreute Probenlicht kann zur Veranschaulichung in eine Summe verschiedener Wellen zerlegt werden, die aus unterschiedlichen Tiefen  $z_{S,j}$  mit den Reflektivitäten  $r_{S,j}$  rückgestreut wurden:

$$E_S(k, \omega) = E_{\text{ein}}(k, \omega) \sum_j r_{S,j} e^{i2kz_{S,j}} \quad (12)$$

Das superponierte elektrische Feld lautet dann:

$$E_{\text{int}}(k, \omega) = E_{\text{ein}}(k, \omega)r_R e^{i2kz_R} + E_{\text{ein}}(k, \omega) \sum_j r_{S,j} e^{i2kz_{S,j}} \quad (13)$$

Damit ergibt sich für die Leistung  $P(k) \propto \langle |E(k, \omega)|^2 \rangle_t$ :

$$P_{\text{int}}(k) = P_{\text{ein}}(k) \left| r_R e^{i2kz_R} + \sum_j r_{S,j} e^{i2kz_{S,j}} \right|^2 \quad (14)$$

Unter Einführung der Leistungsreflektivitäten  $R_R = r_R^2$  und  $R_{S,j} = r_{S,j}^2$  ergeben sich damit folgende drei Terme:

$$P_{\text{int}}(k) = P_{\text{ein}}(k) \left\{ R_R + \sum_j R_{S,j} + \right. \quad (15a)$$

$$\left. \sum_j \sqrt{R_R R_{S,j}} \left( e^{i2k(z_R - z_{S,j})} + e^{-i2k(z_R - z_{S,j})} \right) + \right. \quad (15b)$$

$$\left. \sum_{j,m} \sqrt{R_{S,j} R_{S,m}} \left( e^{i2k(z_{S,j} - z_{S,m})} + e^{-i2k(z_{S,j} - z_{S,m})} \right) \right\} \quad (15c)$$

Vereinfachen lässt sich das zu:

$$P_{\text{int}}(k) = P_{\text{ein}}(k) \left\{ R_R + \sum_j R_{S,j} + \right. \quad (16a)$$

$$2 \sum_j \sqrt{R_R R_{S,j}} \cos \left( 2k(z_R - z_{S,j}) \right) + \quad (16b)$$

$$\left. 2 \sum_{j,m} \sqrt{R_{S,j} R_{S,m}} \cos \left( 2k(z_{S,j} - z_{S,m}) \right) \right\}. \quad (16c)$$

Der Term 16a beschreibt die DC-Komponente, die mit dem Leistungsspektrum und den Reflektivitäten skaliert. Die zweite Komponente 16b enthält die für die OCT interessanten Kreuzkorrelationen. Jede Reflexion in der Probe führt zu einer Modulation des Spektrums im  $k$ -Raum, die proportional zur Wegdifferenz  $(z_R - z_{S,j})$  moduliert ist. Da die Länge des Referenzarmes in der Regel kürzer oder länger als alle Reflexionen im Probenarm gewählt wird, kann jeder Modulationsfrequenz einer eindeutigen Tiefe in der Probe zugeordnet werden. Die Amplitude skaliert dabei mit der wesentlich höheren Referenzreflektivität  $\sqrt{R_R}$ . Der letzte Term 16c beschreibt die Autokorrelation der Probe, die aus Wegdifferenzen innerhalb der Probe entsteht. Da die Referenzreflektivität in der Regel viel größer ist als die Reflektivität einer biologischen Probe, ist dieser Term in den meisten Fällen zu vernachlässigen.

Durch Anwendung der inversen Fouriertransformation ( $\mathcal{F}^{-1}$ ) erhält man das Tiefenprofil, also eine Funktion von  $z$ :

$$\mathcal{F}^{-1} [P_{\text{int}}(k)](z) = \mathcal{F}^{-1}[P_{\text{ein}}(k)](R_R + \sum_j R_{S,j}) + \quad (17a)$$

$$+ \mathcal{F}^{-1}[P_{\text{ein}}(k)] \otimes \sum_j \sqrt{R_R R_{S,j}} \delta \left( z \pm 2(z_R - z_{S,j}) \right) + \quad (17b)$$

$$+ \mathcal{F}^{-1}[P_{\text{ein}}(k)] \otimes \sum_{j,m} \sqrt{R_{S,j} R_{S,m}} \delta \left( z \pm 2(z_{S,j} - z_{S,m}) \right). \quad (17c)$$

Enthalten ist wieder der DC-Term 17a um  $z = 0$ , der Autokorrelationsterm 17c und in Term 17b die Faltung der Fouriertransformation des Leistungsspektrums mit dem Tiefenprofil. Diese Terme sind in Abbildung 4b skizziert. Dabei ist das Tiefenprofil symmetrisch zu  $z_S - z_R = 0$ , da nicht zwischen positiven und negativen Abständen unterschieden werden kann.

Entsprechend Gleichung (17b) wird jede einzelne Reflexion (Deltafunktion) entsprechend der Fouriertransformierten des Leistungsspektrums zur PSF (point spread function) verbreitert. Aus dieser Beziehung lässt sich direkt die Auflösung (FWHM der PSF) berechnen, hier für den Fall eines gaußförmigen Leistungsspektrums. Dann gilt für die FWHM (full width at half maximum) die Beziehung  $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$  und bei Fouriertransformation für die Standardabweichungen bezüglich der Wellenzahl bzw. des optischen Wegunterschiedes  $L$  die Relation  $\sigma_k = 1/\sigma_L$ , womit sich die axiale Auflösung berechnen lässt:

$$FWHM_z = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_z = 2\sqrt{2\ln 2}\frac{1}{2n}\sigma_L \quad (18)$$

$$= \frac{\sqrt{2\ln 2}}{n} \frac{1}{\sigma_k} = \frac{\sqrt{2\ln 2}}{n} \frac{\lambda_c^2}{2\pi\sigma_\lambda} \quad (19)$$

$$= \frac{2\ln 2}{\pi n} \frac{\lambda_c^2}{FWHM_\lambda} \quad (20)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex in der Probe,  $\sigma_z = 2n\sigma_L$  die Standardabweichung bezüglich der Tiefe,  $\lambda_c$  die Zentralwellenlänge des Laserspektrums und  $FWHM_\lambda$  seine Halbwertsbreite.

Ein weiterer wichtiger Parameter für die Bildgebung ist der maximale Messbereich, der direkt durch die Auflösung des Spektrums bestimmt wird. Wenn das  $k$ -Spektrum in Intervallen  $\delta k$  vorliegt, ist die korrespondierende Frequenz in der Tiefe  $\pi/\delta k$ . Damit ergibt sich unter Berücksichtigung des Nyquist-Theorems die maximale, eindeutig darstellbare Tiefe:

$$z_{\max} = \frac{\pi}{2\delta k} = \frac{\lambda_c^2}{4\delta\lambda} \quad (21)$$

### 2.3 Doppler FD OCT

In der Standard Fourier Domain OCT wird nur der Betrag der mittels Fouriertransformation berechneten komplexwertigen Amplitude als Maß für die Rückstreuamplitude benutzt. Um Aussage über die Bewegung der Probe, also z. B. über eine Flussgeschwindigkeit, machen zu können, muss die Phase betrachtet werden. Am Beispiel des Interferenzterms (Vergleich zu Gleichung (16b))

$$P_{\text{int}}(k) \sim \cos(2k(z_R - z_S) + \varphi) \quad (22)$$

mit einer willkürlichen Phase  $\varphi$  wird deutlich, dass eine axiale Verschiebung ( $z$ -Richtung) zu einer Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  führt:

$$\cos(2k(z_R - z_S - \Delta z_S) + \varphi) = \cos(2k(z_R - z_S) - \Delta\varphi + \varphi) \quad (23)$$

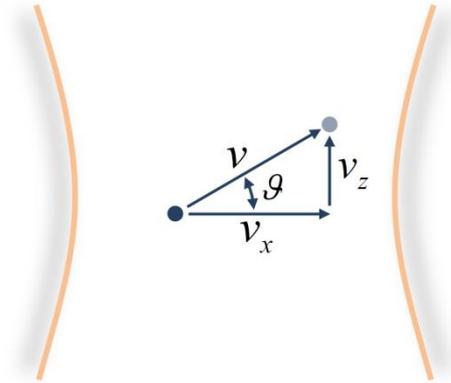
Mit

$$\Delta\varphi = 2k\Delta z_S. \quad (24)$$

Für eine Geschwindigkeit  $v$  berechnet sich die Phasenverschiebung zwischen zwei nachfolgenden A-Scans deshalb zu:

$$\Delta\varphi(z) = \frac{4\pi n T_{\text{A-Scan}} v(z) \sin\vartheta}{\lambda_0} \quad (25)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex des Probenmediums,  $T_{A\text{-Scan}}$  das Zeitintervall zwischen zwei A-Scans,  $\lambda_0$  die Zentralwellenlänge und  $\vartheta$  der Dopplerwinkel, d. h. der Winkel zwischen Horizontale (senkrecht zum Strahlverlauf) und Geschwindigkeitsvektor (Abbildung 5). Experimentell zugänglich wird die Phasendifferenz durch Multiplikation der komplexen Amplitude des A-Scans mit der konjugiert komplexen Amplitude des um  $T_{A\text{-Scan}}$  nachfolgenden A-Scans, berechnet jeweils für eine konstante Tiefe und bei unveränderter lateraler Fokusposition.



**Abbildung 5:** Ein Streuteilchen bewegt sich mit einer Geschwindigkeit  $v$  durch den Strahlfokus. Dabei verändert es zwischen zwei Tiefenscans die laterale Position um  $\Delta x = v_x \cdot T_{A\text{-Scan}}$  und die axiale Position um  $\Delta z = v_z \cdot T_{A\text{-Scan}}$ .

Die Beziehung 25 beschreibt das klassische Dopplermodell und wird bei der phase-resolved Doppler Methode zur quantitativen Geschwindigkeitsmessung genutzt. Allerdings führt die transversale Bewegung der Streuzentren zu Abweichungen, die mit diesem Modell nicht beschrieben werden und deshalb die Ableitung eines erweiterten Doppler Modells [9] notwendig machen, welches hier aber nicht weiter erläutert wird.

## 2.4 Signalverarbeitung

Die Prozessierung der vom Spektrometer ausgelesenen Daten beinhaltet folgende Schritte: Zur Durchführung der Fouriertransformation wird das Spektrum als Funktion der Wellenzahl  $k$  ( $k = 1/\lambda$ ) benötigt. Eine Verzerrung des Spektrums würde nach Durchführung der Fouriertransformation zu einer Verbreiterung der Punktspreizfunktion führen. Daher ist zunächst eine Reskalierung in den Wellenzahlraum (Dechirp) notwendig. Die Fourier-Transformation ist zunächst nur für periodische Signale geeignet und führt ansonsten zu Artefakten. Um den Sprung zwischen Anfang und Ende des Spektrums zu beseitigen, wird das Signal mit einer Funktion multipliziert, die an beiden Enden auf Null geht. Gleichzeitig soll die Form des Interferenzsignals „rund“ gemacht werden. Da die Form (Amplitudenverlauf) des Interferenzsignals nicht vorliegt, wird stattdessen der Verlauf des Referenzlichtes verwendet. Ziel ist ein Verlauf des Interferenzsignals entsprechend einem Hann-(oder ähnlichem) Fenster, was zur Eliminierung von Bildartefakten, insbesondere zur Reduktion von Seitenpeaks bei möglichst hoher axialer Auflösung, führt. Mittels Fast Fourier Transformation wird das Tiefenprofil berechnet. Zur Intensitätsdarstellung werden die Amplituden gemäß

$$I_{\text{dB}} = 20 \cdot \lg I \quad (26a)$$

$$GW = \begin{cases} 255 & ; I_{dB} \geq I_{dB,max} \\ \frac{I_{dB} - I_{dB,min}}{I_{dB,max} - I_{dB,min}} \cdot 255 & ; I_{dB,min} < I_{dB} < I_{dB,max} \\ 0 & ; I_{dB} \leq I_{dB,min} \end{cases} \quad (26b)$$

in die logarithmische Skala überführt und als 8 bit Grauwerte (GW) ausgegeben. Die untere und obere Grenze für die Grauwertskalierung,  $I_{dB,min}$  und  $I_{dB,max}$ , können eingestellt werden. Die Phasendifferenz zur Dopplerauswertung wird durch konjugiert-komplexe Multiplikation benachbarter A-Scans berechnet und farbcodiert dem Grauwertbild überlagert. Dabei gilt: blau entspricht  $-\pi$ , weiß entspricht 0 und rot entspricht  $\pi$ .

### 3 Durchführung

Ziel der Versuchsreihe ist es, sich mit den Prinzipien von TD und FD OCT praktisch vertraut zu machen.

Im ersten Teil (Versuchsteil: Bestimmung der axialen Auflösung des TD OCT-Systems) soll die axiale Auflösung eines einfachen TD OCT-Systems experimentell bestimmt werden. Dabei wird ein Spiegel als Probe verwendet und dessen Oberflächenreflex zur Messung eines scharfen Interferenzsignals genutzt, aus dessen Einhüllender die Signaldauer berechnet werden kann. Zusammen mit der Oszillationsgeschwindigkeit des Spiegels im Referenzarm kann daraus die axiale Auflösung ermittelt werden. Zur Bestimmung der Oszillationsgeschwindigkeit wird mittels FD OCT dessen Oszillationsamplitude gemessen.

Weiterhin (Versuchsteil: FD OCT-System - Signalverarbeitung) sollen die Einflüsse verschiedener Prozessierungsschritte auf die Qualität von OCT Messergebnissen gezeigt werden. Verwendet werden insbesondere die Prozessierungsmethoden Apodization (Weißabgleich), Dechirp (k-Linearisierung), Spectral Shaping (Angleichen des Ausgangsspektrums an eine gewählte Fensterfunktion) und logarithmische Umrechnung in Grauwerte. Dazu werden mit FD OCT aufgezeichnete 2D-Rohdatensätze einer Glasplatte und einer Epidermis verwendet.

Als medizinische Anwendung (Versuchsteil: FD OCT-System - Aufquellen der Hornhautschicht im Wasserbad) soll das Aufquellen einer Hornhautschicht in einem Wasserbad sowie die schützende Wirkung von Handcreme untersucht werden.

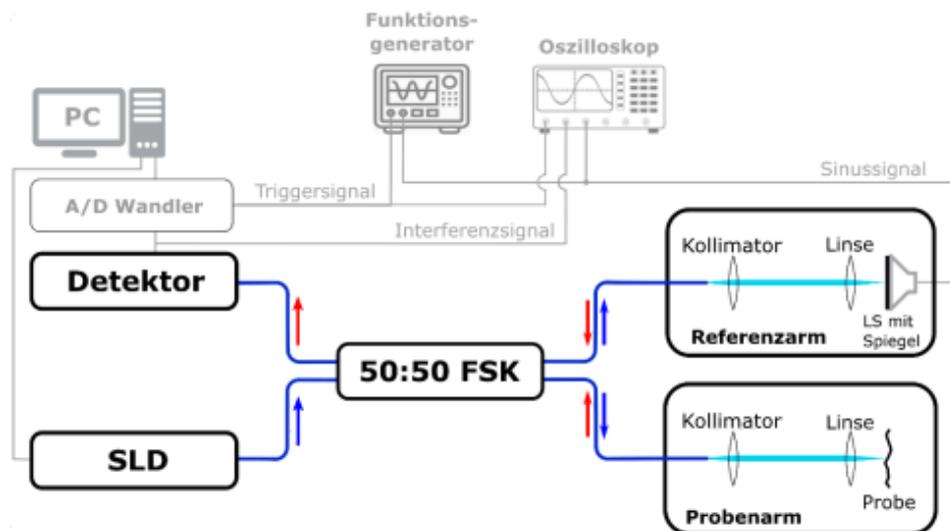
Darüber hinaus können 3D-Aufnahmen von beliebigen Objekten angefertigt werden.

#### 3.1 Versuchsaufbauten

##### 3.1.1 TD OCT

Der zu realisierende TD OCT Versuchsaufbau ist in Abbildung 6 schematisch dargestellt. Das nahinfrarote Licht wird durch eine Superlumineszenzdiode (SLD, Zentralwellenlänge  $\lambda_0 = 1283,7$  nm, Halbwertsbreite  $\Delta\lambda = 138,5$  nm) eines Thorlabs Telesto Systems erzeugt und mittels eines 50:50 Faserschmelzkopplers (FSK) in den Referenz- und Probenarm des Interferometers aufgespalten (siehe blaue Pfeile in Abbildung 6). Das in beiden Armen rückreflektierte Licht (siehe rote Pfeile in Abbildung 6) wird im FSK überlagert und durch einen auf einer Photodiode basierten Detektor erfasst.

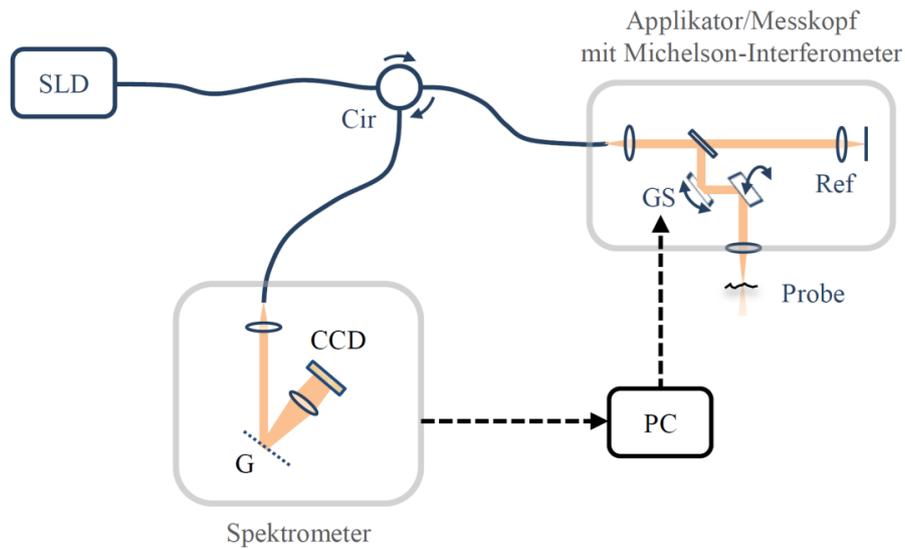
Die Detektorspannung, welche das Interferenzsignal repräsentiert, wird mithilfe eines Analog-Digital-Wandlers (A/D Wandler) digitalisiert und vom PC mittels des Programms TD-OCT.exe aufgezeichnet. Der Probenarm besteht nur aus einem Kollimator zur Erzeugung des Parallelstrahls, einer Linse zur Fokussierung des Lichtes auf die Probe und einem Spiegel, der als Probe dient. Der Referenzarm hat den grundsätzlich gleichen Aufbau. Zur Erzeugung der für TD OCT notwendigen Längenveränderung dieses Armes ist der Spiegel an der Membran eines Lautsprechers befestigt, welche eine Oszillationsbewegung axial zum Lichtweg vollzieht. Der Lautsprecher wird durch einen Funktionsgenerator betrieben. Das Triggersignal des Generators dient außerdem als Taktgeber für den A/D Wandler. Für eine einfachere Optimierung des Systems ist es weiterhin vorteilhaft, das Detektor- und das Lautsprechersignal auf einem Oszilloskop darzustellen.



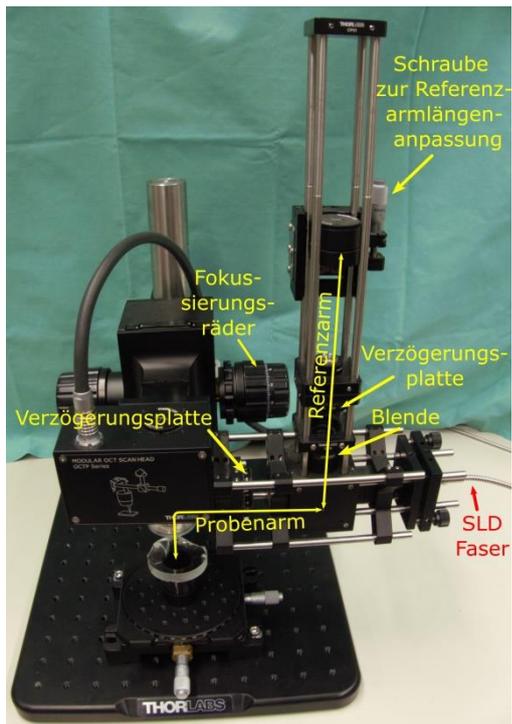
**Abbildung 6:** Schematische Darstellung des TD OCT Aufbaus. Das Michelson-Interferometer ist dabei als Faseraufbau realisiert, wobei ein Faserschmelzkoppler (FSK) als Strahlteiler dient. Detektor: Photozelle, SLD: Superlumineszenzdiode, LS mit Spiegel: Lautsprecher mit darauf gefestigtem Spiegel, Probe: als Spiegel realisiert.

### 3.1.2 FD OCT

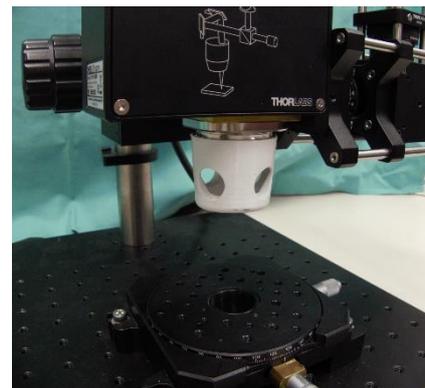
Der FD OCT-basierte Versuchsteil wird mit einem spektrometerbasierten OCT-System durchgeführt (Thorlabs Telesto). Der schematische Aufbau ist in Abbildung 7 gezeigt. Als Lichtquelle wird dieselbe Superlumineszenzdiode eingesetzt, die im TD OCT-Aufbau verwendet wurde. Der laterale Durchmesser des auf der Probe auftreffenden Strahles ist  $\sim 10 \mu\text{m}$ . Das Licht wird durch einen optischen Zirkulator (Cir) zum Messkopf (Applikator) geleitet, der das Michelson-Interferometer und die Galvanometerscanner zur Strahlableitung enthält. Das vom Proben- und Referenzarm zurückreflektierte Licht wird im Messkopf mittels eines halbdurchlässigen Spiegels überlagert und propagiert durch den Zirkulator zum Spektrometer. Das Auslesen der CCD Zeile des Spektrometers erfolgt mit Frequenzen zwischen 12 und 76 kHz und wird synchron zur Strahlableitung mittels PC über die Software ThorImageOCT gesteuert. Das System erlaubt die Aufnahmen, Verarbeitung und Anzeige von 1-D, 2-D und 3-D OCT-Messungen. Weiterhin ist es möglich ein live Kamerabild der untersuchten Probe anzuzeigen. In diesem kann auch der gewünschte Scanbereich ausgewählt werden. Anders als in Abbildung 7 vereinfacht dargestellt, hat das Thorlabs Telesto System zwei Spektrometer, die es erlauben, verschiedenen Lichtpolarisationsrichtungen gleichzeitig zu detektieren. Diese Fähigkeit wird in diesem Versuch nicht genutzt.



**Abbildung 7:** FD OCT System: Das Licht der Superlumineszenzdiode (SLD) wird über einen optischen Zirkulator (Cir) und eine Singlemodefaser zu einem Applikator (Scankopf) geleitet, der das Michelson-Interferometer mit Referenzarm (Ref) sowie Probenarm mit zwei Galvanometerspiegeln (GS) zur Strahlableitung enthält. Das rückreflektierte Licht wird wieder über den Zirkulator zur Spektrometereinheit mit Gitter (G) und CCD Zeile geleitet. Die Aufnahme und Steuerung erfolgen über einen PC.



**Abbildung 9:** (links) Messkopf des Thorlabs Telesto Systems



**Abbildung 8:** (oben) Abstandshalter für Epidermisdickenmessungen auf dem Objektiv des Messkopfes

## 3.2 Versuchsdurchführung

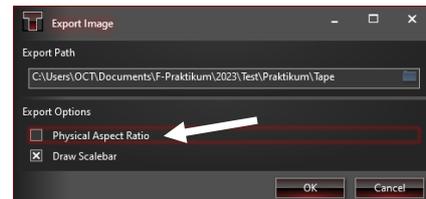
### 3.2.1 Bestimmung der axialen Auflösung des TD OCT-Systems

Die Optimierung des Aufbaus und die Signalerfassung sollten nach dem folgenden Schema erfolgen. Die Einzelheiten werden vom Betreuer während des Versuches erklärt.

- A. Alle Geräte im Versuchsaufbau einschalten (A/D Wandler, PC, Telestoeinheit, Detektor mit Stromversorgung, Funktionsgenerator, Oszilloskop)
- B. Programm TD-OCT.exe auf PC starten
- C. Die SLD mittels des Programms TD-OCT.exe einschalten und mithilfe einer IR-Wandlerkarte überprüfen, ob Licht am Proben- und Referenzarm ankommt
- D. Optimieren des Referenzarms:
  - a) Das Licht im Probenarm blockieren
  - b) Mithilfe der IR-Wandlerkarte den Lautsprecher so in den Strahlengang platzieren, dass sich der darauf befestigte Spiegel im Strahlengang befindet
  - c) Strahlengang optimieren: Fokussieren des Lichtes auf den Spiegel (d.h. Optimierung des Abstandes zwischen Linse und Spiegel) und Verkippen des Spiegels/Lautsprechers, so dass der Spiegel das Licht bestmöglich in den Kollimator zurückreflektiert. Die durch diese Anpassungen resultierende Veränderung der Intensität des zurückgestreuten Lichtes kann über das Detektorsignal, welches durch das Programm TD-OCT.exe oder das Oszilloskop angezeigt wird, beobachtet werden. Das Detektorsignal sollte maximiert werden.
  - d) Probenarm freigeben
- E. Die Länge des Strahlengangs im Referenzarm messen und den Strahlengang im Probenarm auf dieselbe Länge einstellen
- F. Optimieren des Probenarms:
  - a) Das Licht im Referenzarm blockieren
  - b) Strahlengang optimieren: Kollimator mithilfe des Detektorsignals so ausrichten, dass die Intensität des zurückgestreuten Lichtes maximiert wird.
  - c) Referenzarm freigeben
- G. Mittels des Funktionsgenerators eine sinusförmige Spannung mit  $V_{pp} = 20 \text{ V}$  und  $f = 20 \text{ Hz}$  an den Lautsprecher anlegen, so dass der Spiegel oszilliert
- H. Justierung der Probenarmlänge, sodass Interferenzen beim Nulldurchgang des Lautsprechers entstehen. Die Übereinstimmung kann am besten auf dem Oszilloskop festgestellt werden, wo sich das Lautsprecher- und das Interferenzsignal gleichzeitig darstellen lassen.
- I. Abspeichern der Signale mittels des Programms TD-OCT.exe:
  - a) Das Licht im Proben- und Referenzarm blockieren und das Hintergrundsignal abspeichern (Background.dat)
  - b) Nur das Licht im Probenarm blockieren und das Referenzsignal abspeichern (Referenz.dat)
  - c) Nur das Licht im Referenzarm blockieren und das Probensignal abspeichern (Probe.dat)
  - d) Alle Arme freigeben und das Interferenzsignal abspeichern (Interferenz.dat)

Hinweis zur Auswertung der Datensätze: Ein Datensatz besteht aus 50.000 Messwerten mit einer Erfassungsrate von 500 kHz pro Messwert.

- J. Gespeicherte Daten im Programm ShowData.exe oder einer anderen geeigneten Software öffnen, um sicherzustellen, dass die korrekten Daten abgespeichert wurden
- K. SLD mittels TD-OCT.exe ausschalten und dieses Programm schließen
- L. Messung der Amplitude der Spiegeloszillation mittels FD OCT:
  - a) Glasfaser der SLD (Faser mit spiralförmigem Metallmantel) vom FSK des TD OCT Systems abschrauben, Faserende reinigen und in den Messkopf des Telesto Systems schrauben (siehe Abbildung 9)
  - b) Software ThorImageOCT auf dem PC öffnen
  - c) 1-D Scan (A-Scan) in der Software starten und die Einstellung der  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte am Referenzarm (siehe Abbildung 9) so anpassen, dass die Intensitäten beider Detektoren ähnlich sind
  - d) Lautsprecher mit Spiegel unter den Messkopf platzieren und mithilfe des Kamerabildes der ThorImageOCT Software zentrieren und auf den Spiegel fokussieren. Die Fokussierung erfolgt durch Drehen der Fokussierungsräder des Messkopfes (siehe Abbildung 9).
  - e) 2-D Scan (B-Scan) in der ThorImageOCT Software starten und die Blende im Referenzarm des Messkopfes so anpassen, dass die Intensitätsanzeige der Software im grünen Bereich ist
  - f) Den Fokus des Messkopfes so anpassen, dass der Oberflächenreflex des Spiegels auf dem 2-D OCT-Bild der Software zu sehen ist, ggf. die Länge des Referenzarms anpassen
  - g) Breite des 2-D Scans so einstellen, dass mindestens ein Maximum und ein Minimum der Oszillation des Oberflächenreflexes auf dem OCT-Bild der Software zu sehen ist
  - h) OCT-Bild exportieren, so dass die Pixelzahl proportional zur tatsächlichen Größe des gemessenen Bildes ist (entlang A-Scanrichtung:  $1 \text{ px} \cong 3,47 \text{ }\mu\text{m}$ ). Dazu die Option „Physical Aspect Ratio“ beim Exportieren nicht ausgewählt lassen.



- M. Alle elektrischen Geräte des TD OCT-Aufbaus ausschalten (nicht des FD OCT-Aufbaus)

### 3.2.2 FD OCT-System - Signalverarbeitung

Die Aufzeichnung und Bearbeitung der FD OCT-Daten sollten wie folgt ausgeführt werden:

- A. Dicke Glasplatte unter dem Messkopf des Telesto Systems platzieren und das Kamerabild der ThorImageOCT Software auf die obere Glasoberfläche fokussieren
- B. 2-D Scan in der ThorImageOCT Software starten und Blende im Referenzarm des Messkopfes (siehe Abbildung 9) so anpassen, dass die Intensitätsanzeige der Software im grünen Bereich ist
- C. Den Focus des Messkopfes so anpassen, dass der Oberflächenreflex der Glasplatte auf dem 2-D OCT-Bild der Software zu sehen ist, ggf. die Länge des Referenzarms anpassen. Hinweis: Um sicherzustellen, dass es sich bei dem dargestellten Bild um den Oberflächenreflex handelt, sollte der Reflex von unten nach oben ins Bild wandern, wenn der Messkopf nach unten bewegt wird.

D. Messergebnis exportieren (korrekte Skalierung sicherstellen)

E. Prozessierung der Messdaten:

- a) Matlab-basiertes Auswertungsprogramm „OCT Signal Processing“ starten und damit die Datei mit den Messdaten (\*.oct) öffnen
- b) Einen A-Scan aus dem B-Scan auswählen (über den „AScan“-Slider oder das Eingabefeld „A-Scan Nr“ rechts oben im Programmfenster)
- c) Fouriertransformierte des A-Scans und B-Scan-Image für folgende Konfigurationen speichern:
  - i. Unprozessierte Daten
  - ii. Mit aktivierter Apodization-Option
  - iii. Mit deaktivierter Apodization-Option und aktivierter Dechirp-Option
  - iv. Mit aktivierten Apodization- und Dechirp-Optionen
  - v. Mit aktivierten Apodization-, Dechirp- und Hann-Fenster-Optionen
  - vi. Mit aktivierten Apodization- und Dechirp-Optionen und mindestens zwei jeweils anderen Fenster-Optionen

F. Glasplatte entfernen

G. Abstandshalter für Epidermisdickenmessungen auf das Objektiv des Messkopfes schieben (siehe Abbildung 8)

H. Hautoberfläche (z.B. Fingerspitze) gegen das Glasfenster des Abstandshalters halten

I. Schritte D) und E) für dieses Messobjekt wiederholen

### **3.2.3 FD OCT-System - Aufquellen der Hornhautschicht im Wasserbad**

Bei der Messung der Hornhautschichten im Wasserbad ist wie folgt vorzugehen:

- A. An einer Hand werden zwei Finger untersucht. Auf diesen wird jeweils eine Stelle markiert, um nachfolgend an der gleichen Position Messungen durchführen zu können.
- B. Abstandshalter für Epidermisdickenmessungen auf das Objektiv des Messkopfes schieben (falls zwischenzeitlich entfernt)
- C. 2-D Scan der beiden unbehandelten Hautstellen durchführen und exportieren (korrekte Skalierung sicherstellen)
- D. Einen der Finger eincremen und den anderen unbehandelt lassen
- E. 15 Minuten warten damit die Creme einziehen kann
- F. 2-D Scans der beiden Hautstellen durchführen und exportieren (korrekte Skalierung sicherstellen)
- G. Beide Finger für 10 Minuten in ein Wasserbad halten
- H. 2-D Scans der beiden Hautstellen durchführen und exportieren (korrekte Skalierung sicherstellen)
- I. Beide Finger für weitere 10 Minuten in das Wasserbad halten
- J. 2-D Scans der beiden Hautstellen durchführen und exportieren (korrekte Skalierung sicherstellen)

### 3.2.4 Zusatzaufgabe

Es ist auch möglich, eigene Objekte, die sich für OCT Bildgebung eignen, zur Anfertigung von 3D Stapeln mitzubringen.

## 3.3 Auswertung

### 3.3.1 Bestimmung der axialen Auflösung des TD OCT-Systems

Auf der Grundlage der Interferenzsignale der TD OCT-Messung (vgl. Abbildung 3) und der Schwingungsamplitudenabbildung mittels FD OCT soll im Protokoll die axiale Auflösung des Systems bestimmt und mit der theoretischen Auflösung verglichen werden:

A. Bestimmung der axialen Auflösung des Systems aufgrund der OCT-Messungen

a) Interferenzsignaldauer bestimmen:

- i. Einhüllende der Interferenzsignale berechnen
- ii. FWHM der Einhüllenden mittels Fit einer Gaussfunktion berechnen. Die FWHM wird als Maß der Interferenzsignaldauer verwendet.

b) Geschwindigkeit des Referenzspiegels zum Zeitpunkt der Interferenz mithilfe der Schwingungsamplitude berechnen (Hinweis: Der Spiegel vollzieht sinusförmige Oszillationen). Die Amplitude kann auf dem B-Scan-Image der FD OCT-Aufnahme ausgemessen werden.

c) Berechnung der axialen Auflösung des Systems auf der Basis von Punkt a) und b)

B. Berechnung der theoretischen Auflösung des Systems aus der Kohärenzlänge der SLD

C. Vergleich der experimentell ermittelten und der theoretischen Auflösung des Systems

Optional: Man kann aus dem Interferenzsignal über eine Fouriertransformation die Form des Spektrums (zunächst als Funktion von  $1/\lambda$ ) berechnen.

### 3.3.2 FD OCT-Systems - Signalverarbeitung

Die Auswertung sollte beinhalten:

A. Visualisierung des Einflusses unterschiedlicher Prozessierungsschritte auf die Aufnahme eines Glasplattenreflexes und einer biomedizinischen Probe (bspw. Epidermis)

B. Bestimmung der Halbwertsbreite (FWHM der A-Scan-Intensitäten) des Rückstreupeaks der Glasplattenoberfläche in Abhängigkeit von der durchgeführten Prozessierung aus den Intensitätswerten eines A-Scans. Zur Bestimmung der Peakbreite kann ein Parabelfit in der logarithmischen Skala durchgeführt werden.

C. Vergleich der unter Punkt B. berechneten axialen Auflösungen mit dem theoretischen Werte aus der spektralen Bandbreite der SLD

D. Beurteilung des Einflusses der Prozessierungen auf die Auflösung und Bildqualität

*Hinweis zur Auswertung:* Da für die Bestimmung der axialen Auflösung die Halbwertsbreite der gemessenen Intensitäten (vgl. Anleitung 2.4: I zu  $I_{dB}$  zu  $I_{GW}$ ) benötigt wird, hier aber die logarithmierten Intensitäten  $I_{dB}$  abgespeichert werden, ist neben der Rückrechnung auf lineare

Intensitäten folgende Vorgehensweise möglich: Wegen  $20 \cdot \log(0,5) = -6,02 \dots$  dB kann die FWHM auch aus der Breite in  $I_{dB}$  bei 6 dB unter dem Maximum des Peaks bestimmt werden.

### 3.3.3 FD OCT-Systems - Aufquellen der Hornhautschicht im Wasserbad

In jedem OCT Bild soll an mindestens drei verschiedenen Stellen die Dicke der Hornhautschicht ausgemessen werden. Dazu kann z.B. das Programm *Fiji*<sup>1</sup> verwendet werden. Für die Beurteilung des zeitlichen Verlaufs ist die relative Dickenänderung zu berechnen. Bei der Bestimmung der tatsächlichen Epidermisdicken ist der Brechungsindex, welcher mit  $n = 1,45$  angenommen werden kann, zu berücksichtigen.

## 4 Hinweise

Bei der Aufnahme der 3D-Stacks entstehen große Datenmengen (bis zu 500 MB pro 3D Stack). Deshalb muss zur Speicherung der OCT Aufnahmen für die Mitnahme zur Protokollanfertigung ein Speichermedium (USB-Stick) mit mindestens 4 GB freiem Speicherplatz mitgebracht werden bzw. die Möglichkeit geschaffen werden, die Daten online zu sichern.

Das Versuchsprotokoll sollte die Anforderungen an eine wissenschaftliche Publikation erfüllen. Das bedeutet, dass es so geschrieben sein sollte, dass ein Leser sowohl die experimentellen Schritte als auch die Auswertung allein auf der Grundlage des Protokolls selber durchführen und zu den gleichen Ergebnissen kommen könnte.

Hinweise für den Umgang mit Formeln und Einheiten in wissenschaftlichen Arbeiten finden Sie hier: [https://re-bachelor.htw-berlin.de/files/Stg/RE/Merkblatt\\_Formelschreibweise.pdf](https://re-bachelor.htw-berlin.de/files/Stg/RE/Merkblatt_Formelschreibweise.pdf)

### 4.1 Fragen

Die folgenden Fragen sind zur Vorbereitung auf das Praktikum zu verwenden. Wesentliches sollte auch im Protokoll diskutiert werden.

1. Wie unterscheidet sich bei TD OCT und FD OCT die Anordnung der Referenzebene?
2. Was bestimmt die Auflösung und den Messbereich bei der TD OCT und der FD OCT?
3. Welche Anforderung ist an die Kohärenz der Lichtquelle zu stellen?
4. Leiten Sie aus der Kohärenzzeit (Gleichung (8)) die Kohärenzlänge (Gleichung (9)) her.
5. Was macht der Dechirp?
6. Welche geometrische Anordnung und welche Geschwindigkeiten sind für eine quantitative Messung von Flussgeschwindigkeit sinnvoll?
7. Wie wird die Halbwertsbreite eines Peaks bei einer logarithmischen Intensitätsdarstellung bestimmt?
8. Wie kann man die Einhüllende eines frequenzmodulierten Signals bestimmen?

---

<sup>1</sup> <http://fiji.sc>

## 4.2 Protokoll

Das Protokoll sollte folgende Punkte beinhalten:

1. Aufgabenstellung
2. Grundlagen
3. Durchführung
4. Ergebnisse
5. Diskussion
6. Zusammenfassung
7. ggf. Quellenangaben/Literaturverzeichnis
7. Kopie des Messprotokolls vom Versuchstag

Das Protokoll (eines pro Gruppe) ist dem Betreuer innerhalb von zwei Wochen nach dem Versuchstermin möglichst als pdf-Datei zuzusenden.

## A Technische Daten des OCT-Systems

$f_A$	A-Scan Frequenz	12-76 kHz
$\lambda_0$	Zentralwellenlänge	1283,7 nm
$\Delta\lambda$	Halbwertsbreite	138,5 nm
$\omega_0$	lateraler Strahldurchmesser	$\sim 10 \mu\text{m}$
$\Delta z_{\text{Pixel}}$	Pixeltiefe	$3,47 \mu\text{m}$

## Literaturverzeichnis

- [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 und J. G. Fujimoto, „Optical coherence tomography,“ *Science*, Bd. 254, pp. 1178-1181, 1991.
- [2] R. Leitgeb, W. Drexler, A. Unterhuber, B. Hermann, T. Bajraszewski, T. Le, A. Stingl und A. Fercher, „Ultrahigh resolution Fourier domain optical coherence tomography,“ *Opt. Express*, Bd. 12, p. 2156–2165, 2004.
- [3] C.-C. Tsai, Y.-S. Lin, T.-H. Chen, Y.-T. Wang, W. Chang, P.-K. Hsu, Y.-H. Chang, E. Sun und S.-L. Huang, „Ultrahigh Resolution Optical Coherence Tomography via Ce<sup>3+</sup>:YAG Double-Clad Crystal Fiber Source,“ in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2010.
- [4] M. Gora, K. Karnowski, M. Szkulmowski, B. J. Kaluzny, R. Huber, A. Kowalczyk und M. Wojtkowski, „Ultra high-speed swept source OCT imaging of the anterior segment of human eye at 200 kHz with adjustable imaging range,“ *Opt. Express*, Bd. 17, p. 14880–14894, 2009.
- [5] V. J. Srinivasan, D. C. Adler, Y. Chen, I. Gorczynska, R. Huber, J. S. Duker, J. S. Schuman und J. G. Fujimoto, „Ultrahigh-Speed Optical Coherence Tomography for Three-Dimensional and En Face Imaging of the Retina and Optic Nerve Head,“ *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, Bd. 49, pp. 5103-5110, 2008.
- [6] M. Coßmann und J. Welzel, „Evaluation of the atrophogenic potential of different glucocorticoids using optical coherence tomography, 20-MHz ultrasound and profilometry; a double-blind, placebo-controlled trial,“ *British Journal of Dermatology*, Bd. 155, p. 700–706, 2006.
- [7] I.-K. Jang, G. Tearney und B. Bouma, „Visualization of Tissue Prolapse Between Coronary Stent Struts by Optical Coherence Tomography: Comparison With Intravascular Ultrasound,“ *Circulation*, Bd. 104, pp. 2754-, 2001.
- [8] S. Meissner, L. Knels, C. Schnabel, T. Koch und E. Koch, „Three-dimensional Fourier domain optical coherence tomography in vivo imaging of alveolar tissue in the intact thorax using the parietal pleura as a window,“ *Journal of Biomedical Optics*, Bd. 15, p. 016030, 2010.
- [9] J. Walther, G. Mueller, H. Morawietz und E. Koch, „Blood flow measurement in the in vivo mouse model by the combination of Doppler OCT and the signal power decrease in Spectral Domain OCT,“ in *Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques IV*, 2009.

- [10] E. Götzinger, B. Baumann, M. Pircher und C. K. Hitzenberger, „Polarization maintaining fiber based ultra-high resolution spectral domain polarization sensitive optical coherence tomography,“ *Opt. Express*, Bd. 17, p. 22704–22717, 2009.
- [11] A. Roggan, J. Beuthan, S. Schröder und G. Müller, „Diagnostik und Therapie mit dem Laser,“ *Physikalische Blätter*, Bd. 55, p. 25–30, 1999.
- [12] A. Aneesh, B. Povazay, B. Hofer, E. Z. Zhang, C. Kendall, J. Laufer, S. Popov, C. Glittenberg, S. Binder, N. Stone, P. C. Beard und W. Drexler, „Optimizing penetration depth, contrast, and resolution in 3D dermatologic OCT,“ San Francisco, California, USA, 2010.
- [13] W. Drexler und J. G. Fujimoto, Hrsg., *Optical Coherence Tomography*, Springer, 2008.
- [14] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics*, 7. (expanded) ed., repr. with corr. Hrsg., Cambridge University Press, 2002.
- [15] C. Körner, „HO - Holografie Ausführliche Anleitung,“ 2009.
- [16] M. A. Bail, G. Haeusler, J. M. Herrmann, F. Kiewewetter, M. W. Lindner und A. Schultz, „Optical coherence tomography by spectral radar for the analysis of human skin,“ San, 1998.