

Aus dem Institut für Biomedizinische Optik,
der Universität zu Lübeck
Direktor: Prof. Dr. rer. nat. Alfred Vogel

Lineare OCT Verfahren

Inauguraldissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der Universität zu Lübeck
Aus der Sektion Naturwissenschaften

Vorgelegt von
Klaus Peter Koch
aus Preetz
geb. 24.3.1967
Lübeck 2014

Erster Berichterstatter: PD Dr. rer. nat. Gereon Hüttmann

Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. Alexander Schläfer

Tag der mündlichen Prüfung: 24.04.2015

Zum Druck genehmigt. Lübeck, den 28.04.2015

Zusammenfassung

Lineare OCT (LOCT) ist das potentiell einfachste und günstigste Nachweisverfahren für die OCT und daher für die Verwendung in zukünftigen Massenmärkten besonders geeignet. Sie rekonstruieren die Tiefeninformation durch Umsetzen der Laufzeitverteilung in ein räumliches Interferogramm, das dann mit einem Bildsensor erfasst werden kann. Da mit diesem Verfahren bisher nur ein Messbereich von einigen 100 μm erreicht wurde, haben LOCT Systeme bisher keine große Verbreitung gefunden. In dieser Arbeit werden zwei Verfahren untersucht, mit denen eine Erweiterung der Messtiefe von LOCT Systemen um ca. eine Größenordnung möglich ist. Beide Verfahren verwenden Gitter, um die hohen Raumfrequenzen des Interferogramms zu reduzieren.

Bei dem ersten Verfahren (TraGoM) werden durch eine Multiplikation mit der Raumfrequenz einer Transmissionsmaske Summen- und Differenzfrequenzen erzeugt. Durch geeignete Wahl der Maskenfrequenz kann die Differenzfrequenz so niedrig eingestellt werden, dass die Einhüllende der Interferenz mit wenigen Pixeln abgetastet werden kann.

Bei dem zweiten Verfahren (PhaGoM) wird der Bildsensor im Fernfeld eines Phasengitters platziert. Die Detektoroptik wird so eingerichtet, dass sich auf dem Sensor die erste Beugungsordnung des Referenzstrahls mit der nullten Beugungsordnung des Probenstrahls unter einem kleinen Winkel überlagert. Das Gitter führt in diesem Aufbau zu einer Kippung der Phasenfronten des Referenzlichts. Bei Erhalt der Gruppenfront wird die Modulationsfrequenz um die Gitterfrequenz reduziert.

Um die Leistungsgrenzen der Verfahren zu beurteilen, wurde für beide Methoden je ein experimentelles System aufgebaut, welches in Bezug auf alle wesentlichen Parameter wie Messtiefe, Auflösung und Dynamik spezifiziert wurde.

Die Eigenschaften der LOCT-Systeme wurden mit denen der heute verbreiteten OCT Verfahren verglichen, um die Vor- und Nachteile der LOCT zu ermitteln.

Dem Vorteil eines einfachen Aufbaus der Nachweisoptik, die gegebenenfalls nur aus einer Zylinderlinse und dem Bildsensor selbst besteht und potentiell sehr günstige Geräte ermöglicht, steht eine niedrigere Bildqualität gegenüber. Für einfachere Messaufgaben und Massenmärkte mögen die hier entwickelten Verfahren aber eine geeignete Lösung sein.

Abstract

Linear OCT (LOCT) is the least complex of all OCT imaging modalities. Therefore it is well suited for future mass market applications of OCT. LOCT reconstructs the depth information by generating spatial interference patterns that can be detected with a linear image sensor. Because the measurement range had yet been limited to a few 100 μm the technique found only very few adopters. In order to increase the measurement range by an order of magnitude this thesis introduces two approaches that are suitable to reduce the fringe frequency of the interference pattern by utilizing gratings.

The first technique (TraGoM) uses a transmission mask in order to multiply the interference pattern with a sinusoidal mask function. This creates sum and difference frequencies. By carefully choosing the mask, the fringe frequency can be reduced so that the envelope (coherence function) of the OCT signal can be sampled with very few pixels of the image sensor.

For the second approach the image sensor is placed in the far field of a diffraction grating. In the setup the first diffraction order of the reference beam interferes with the zero order diffraction of the probe beam under a small angle. The grating creates a tilting of the phase front of the reference beam. While preserving the path length difference the fringe frequency is reduced by the grating frequency.

In order to evaluate the performance of the systems two experimental setups were implemented. These were used to determine all relevant measurement parameters like: measurement range, resolution and dynamic range.

The determined parameters can be compared to the ones of other OCT modalities in order to determine the specific advantages and disadvantages of LOCT.

The main advantage of LOCT systems is its technical simplicity. In the simplest case the optics only consist of a cylindrical lens and the image sensor itself. That opens new possibilities for cost sensitive applications of OCT in mass markets.

Inhalt

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung..... | 4 |
| 1.1 | Bildgebende Verfahren in der Biomedizin..... | 4 |
| 1.2 | Anwendungen der OCT..... | 6 |
| 1.3 | Massenmärkte für die OCT | 7 |
| 2 | OCT Verfahren | 9 |
| 2.1 | Time Domain OCT (TD-OCT) | 9 |
| 2.2 | Fourier Domain OCT (FD-OCT) | 14 |
| 2.3 | Swept-Source-OCT (SS-OCT) | 18 |
| 2.4 | Eine Systematik der OCT Verfahren | 19 |
| 2.5 | Lineare OCT (LOCT)..... | 19 |
| 2.6 | Abtastung der Intensitätsverteilung..... | 22 |
| 3 | Theorie | 26 |
| 3.1 | Lösungsprinzip | 26 |
| 3.2 | Optisches Mischen mit Transmissionsgitter (TraGoM) | 27 |
| 3.2.1 | Tiefpassfilterung | 27 |
| 3.2.2 | Lösung für kohärente Quellen..... | 28 |
| 3.2.3 | Vergleich mit einer Rechteckmaske..... | 30 |
| 3.2.4 | Lösung für Quellen mit kurzer Kohärenzlänge..... | 31 |
| 3.3 | Optisches Mischen mit Phasengitter (PhaGoM) | 33 |
| 3.3.1 | Lösung für kohärente Quellen..... | 34 |
| 3.3.2 | Lösung für Quellen mit kurzer Kohärenzlänge | 35 |
| 3.4 | Abschätzung der Messdynamik..... | 36 |
| 3.4.1 | Die Photonen-Transferfunktion | 36 |
| 3.4.2 | Systematische Fehler der Sensoren..... | 37 |
| 3.4.3 | Stochastische Fehler der Sensoren | 37 |
| 3.4.4 | Sensitivität von OCT Messungen in der Ortsdomäne | 38 |
| 3.4.5 | Messdynamik der Einzelmessung mit Bildsensor | 40 |
| 3.4.6 | Einfluss der Beleuchtungsgeometrie | 41 |
| 4 | Auslegung und Aufbau | 43 |
| 4.1 | Der Bildsensor | 43 |
| 4.1.1 | Abschätzung der Lichtmengen am Detektor | 43 |
| 4.1.2 | Auswahlkriterien..... | 44 |
| 4.1.3 | Ausgewählte Sensoren | 45 |
| 4.2 | Sensoreigenschaften | 47 |
| 4.2.1 | Eigenrauschen | 48 |

| | | |
|------------|---|-----------|
| 4.2.2 | Photonen-Transfer-Funktion | 48 |
| 4.2.3 | Linearität | 49 |
| 4.2.4 | Modulations-Transfer-Funktion | 51 |
| 4.3 | Datenerfassung und Ablaufsteuerung | 54 |
| 4.3.1 | Datenerfassung | 54 |
| 4.4 | Signalverarbeitung | 54 |
| 4.4.1 | Kompensation systematischer Fehler | 56 |
| 4.4.2 | Demodulation | 56 |
| 4.5 | Applikationssystem | 57 |
| 4.5.1 | Der Applikator | 59 |
| 4.6 | Detektionsvorrichtung des TraGoM..... | 61 |
| 4.6.1 | Auslegung des Transmissionsgitters | 61 |
| 4.6.2 | Maskenherstellung | 61 |
| 4.6.3 | Auslegung der Detektoroptik | 63 |
| 4.6.4 | Erwartete Sensitivität und SNR..... | 65 |
| 4.6.5 | Intensitätsverteilung hinter der Maske | 65 |
| 4.7 | Detektionsvorrichtung des PhaGoM Systems..... | 67 |
| 4.7.1 | Interferometer | 67 |
| 4.7.2 | Kompensation der Dispersionsunterschiede..... | 68 |
| 4.7.3 | Dimensionierung des Messsystems | 69 |
| 4.7.4 | Detektoroptik..... | 72 |
| 4.7.5 | Erwartete Sensitivität und SNR..... | 73 |
| 5 | Charakterisierung und Test der Systeme | 74 |
| 5.1 | Messungen mit dem TraGoM-System | 74 |
| 5.1.1 | Charakterisierung des Systems..... | 74 |
| 5.1.2 | Exemplarische Messungen | 78 |
| 5.2 | Messungen mit dem PhaGoM System | 80 |
| 5.2.1 | Charakterisierung des Systems..... | 80 |
| 5.2.2 | Exemplarische Messungen | 84 |
| 6 | Diskussion | 87 |
| 6.1 | Messung der Autokorrelierten – Interferometerdesign..... | 87 |
| 6.2 | Common-Path Design | 88 |
| 6.3 | Messbereich..... | 89 |
| 6.4 | Sensitivität, Messdynamik, THD..... | 89 |
| 6.5 | Reproduzierbarkeit | 91 |
| 6.6 | Aximale Auflösung und Formung der PSF | 91 |
| 6.7 | Messgeschwindigkeit | 92 |
| 6.7.1 | Durch das Messprinzip gegebene Grenzen | 92 |

| | | |
|-------------|---|-------------------|
| 6.7.2 | Grenzen durch die Abtastung der Signale | 92 |
| 6.7.3 | Grenzen durch digitale Datenverarbeitung | 93 |
| 6.8 | Komplexität des Aufbaus | 94 |
| 6.9 | Einfluss von Probenbewegungen | 95 |
| 6.10 | Einfluss des Quellrauschens | 96 |
| 6.11 | Zusammenfassung..... | 97 |
| 6.12 | Anwendungen LOCT..... | 97 |
| 6.13 | Anwendungsbereiche Spektralradar..... | 98 |
| 7 | <i>Zusammenfassung.....</i> | <i>100</i> |
| 8 | <i>Literaturverzeichnis.....</i> | <i>102</i> |
| 9 | <i>Anhang.....</i> | <i>107</i> |
| 10 | <i>Abbildungsverzeichnis.....</i> | <i>111</i> |
| 11 | <i>Danksagung.....</i> | <i>115</i> |
| 12 | <i>Lebenslauf.....</i> | <i>116</i> |
| 13 | <i>Verzeichnis eigener Publikationen</i> | <i>118</i> |

1 Einleitung

1.1 Bildgebende Verfahren in der Biomedizin

Biologische Gewebe bestehen aus dreidimensionalen Strukturen. Die Abmessungen der Bausteine aus, denen sie zusammengesetzt sind, erstrecken sich über neun Größenordnungen von Nanometer großen Molekülen über Proteine, Organellen, Zellen und Organe bis hin zu gesamten Organismen (Abbildung 1-1). Für den wissenschaftlichen und medizinischen Einsatz wurde daher im Laufe des letzten Jahrhunderts eine ganze Reihe von bildgebenden Verfahren entwickelt, die jeweils einzelne Größenbereiche abdecken. Diese reichen von der Röntgenbeugungsanalyse zur Bestimmung der Struktur von Biomolekülen bis zur Computer- und Magnetresonanztomographie zur Darstellung von Organismen. Eine besondere Rolle für die medizinische Diagnostik haben dabei Verfahren, die eine In-vivo- und On-site-Diagnostik von morphologischen Strukturen in der Größenordnung von μm bis mm ermöglichen.

Eines davon ist die Sonographie, mittels der -abhängig von der gewählten Frequenz- eine Auflösung von einigen $10\ \mu\text{m}$ erreicht werden kann. Die Messtiefe sinkt allerdings mit zunehmender Frequenz. Außerdem muss bei Ultraschalluntersuchungen der Transponder mit einem Gel an das Untersuchungsobjekt angekoppelt werden. Das ist in vielen Fällen, z.B. bei der Verlaufskontrolle von Heilungsprozessen unerwünscht. Aus diesen Gründen und wegen besserer Auflösung und besserem Kontrast entwickelten sich kontaktlose optische Messverfahren zu einer Alternative.

Die fundamentale Grenze für das Auflösungsvermögen der klassischen Weitfeldmikroskopie liegt in der Größenordnung der halben Lichtwellenlänge und damit für das nahe infrarote Spektrum bei ca. $0,5\ \mu\text{m}$ (Hecht 2009). Deshalb lassen sich mit optischen Verfahren Strukturen bis hinunter zu einzelnen Zellen darstellen. Allerdings sind die Möglichkeiten zur Untersuchung von dreidimensionalen Gewebestrukturen sehr limitiert. Durch eine entsprechende Wahl der Schärfenebene können zwar einzelne Schichten selektiert werden, allerdings gelangt auch das gestreute Licht aus allen andern Schichten in die Apertur. Bei streuenden biologischen Proben



Abbildung 1-1: Dimensionen biologisch relevanten Strukturen

Einleitung

führt das zu einem erheblichen Kontrastverlust. Um dieses Problem zu umgehen, wird die Tiefenauflösung durch eine Aufbereitung der Probe realisiert. Dazu wird das Gewebe entnommen und in Form von histologischen Schnitten präpariert.

Für eine In-vivo-Tomographie mussten Verfahren gefunden werden, die einen selektiven Nachweis von gestreuten Photonen aus verschiedenen Tiefenschichten ermöglichen. Bei der konfokalen Mikroskopie (Minsky 1961) wird ein einzelner Punkt des untersuchten Volumens mit einem stark fokussierten Strahl beleuchtet. Dieser Punkt wird dann auf eine kleine Blende (Pinhole) abgebildet. Nur das durch die Blende gelangende Licht wird zum Nachweis verwendet. Auf diese Weise wird Licht, das außerhalb des Fokusvolumens gestreut wird, unterdrückt. Bei diesem Verfahren hängen die transversale Auflösung Δx und longitudinale Auflösung Δz in unterschiedlicher Weise von der numerischen Apertur (NA) der verwendeten Optik ab:

$$\text{Gl. 1-1} \quad \Delta x \propto \frac{\lambda}{NA}, \quad \Delta z \propto \frac{\lambda}{NA^2}$$

Die laterale Auflösung sinkt linear mit der NA, während für die axiale Auflösung ein quadratischer Zusammenhang gilt. Damit sowohl die axiale Auflösung als auch die laterale Auflösung in der Größenordnung der Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle liegen, sind sehr große NA (~ 1) erforderlich.

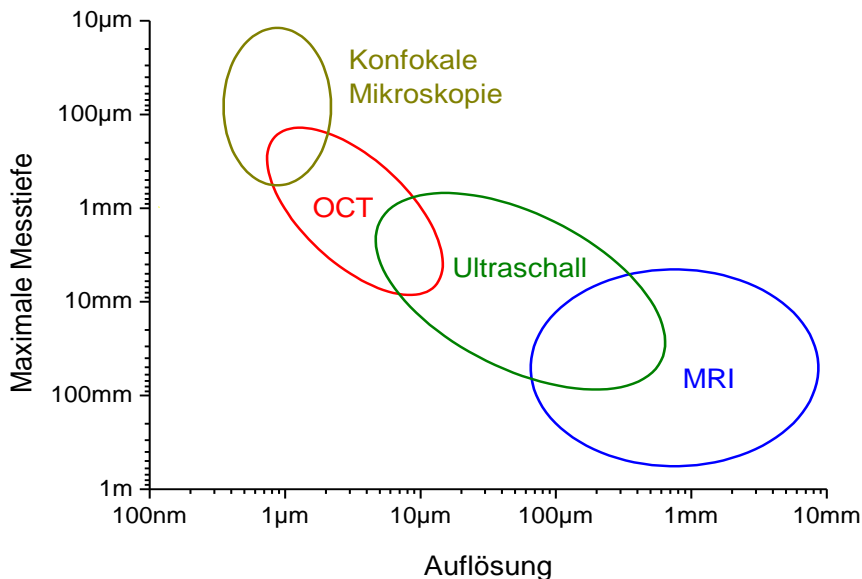


Abbildung 1-2: Auflösung und Messtiefe verschiedener medizinisch relevanter Bildgebungsverfahren

Für biologische Proben ist es häufig sehr schwierig, diese großen numerischen Aperturen zu erreichen. Zunächst verringern die unebenen Oberflächen der Gewebestrukturen und die räumlich unterschiedlichen Brechungsindizes in dem Gewebevolumen die Abbildungsqualität. Aus diesem Grund ist die Messtiefe hochauflösender konfokaler Mikroskope auf einige 100 μm begrenzt (Sheppard, Gu et

al. 1994). Eine Reduktion der verwendeten NA verringert die Bildfehler und ermöglicht bei einer NA von z.B. 0,05 immer noch eine transversale Auflösung von 16 μm . Allerdings ist die longitudinale Auflösung von 320 μm für eine tomographische Erfassung nicht hinreichend.

Einige biologische Strukturen lassen sich wegen der besonderen Geometrie des optischen Zugangs ohnehin nur mit begrenzter numerischer Apertur untersuchen. Zum Beispiel begrenzen bei der Untersuchung des Augenhintergrunds die Aberrationen des Auges die nutzbare numerische Apertur auf ca. 0,1.

Die erstmals von Fujimoto (Huang, Swanson et al. 1991) vorgestellte optische Kohärenztomographie (OCT) ist ein Verfahren, das eine Entkopplung der longitudinalen Auflösung von der numerischen Apertur ermöglicht. Dadurch wird die tomographische Darstellung von biologischem Gewebe bis in einige Millimeter Tiefe möglich. Im Vergleich zur konfokalen Mikroskopie ermöglicht die OCT sogar eine noch schärfere Diskriminierung von Photonen, die außerhalb des Messvolumens gestreut wurden. (Izatt, Hee et al. 1994).

In der OCT wird das zu untersuchende Gewebe fokussiert beleuchtet und ähnlich wie bei Ultraschall wird aus der Laufzeitverteilung der Echos auf die Position der optischen Übergänge in der Probe geschlossen. Wegen der hohen Phasengeschwindigkeit des Lichts ist im Gegensatz zum Ultraschall eine direkte Messung der Laufzeiten nicht möglich. Stattdessen werden diese interferometrisch nachgewiesen. Durch eine Verschiebung der Probe oder durch eine geeignete Ablenkung des Probenstrahls werden Tiefeninformationen an verschiedenen Orten auf der Probe gesammelt, um diese zu einem Schnittbild zusammenzusetzen.

1.2 Anwendungen der OCT

Das erste und immer noch wichtigste Anwendungsfeld der OCT ist die Darstellung des Augenhintergrundes (Fercher, Hitzinger et al. 1993, Swanson, Izatt et al. 1993). Dafür wird das Messlicht mit einer Funduskamera oder Spaltlampe auf die Retina fokussiert. Die ersten auf der Time-Domain TD-OCT Technologie basierenden Geräte wurden allerdings nur von wenigen Retinaspezialisten klinisch verwendet. Grundlegend änderte sich das erst mit der Wiederentdeckung der Fourier-Domain FD-OCT (Wojtkowski, Leitgeb et al. 2002), die eine Erfassung von Schnittbildern mit Videorate (White, Pierce et al. 2003) und damit die Erfassung des ganzen Retinavolumens mit einer einzigen Messung ermöglichte. Gleichzeitig war diese Technik, anders als die TD-OCT, nicht durch Patente geschützt. Durch den freien Marktzugang konnte sich die FD-OCT innerhalb weniger Jahre als diagnostisches Instrument zur Verlaufskontrolle vieler ophthalmologischer Erkrankungsbilder etablieren. Im Bereich des vorderen Augenabschnitts wird die OCT u.a. im Rahmen der Glaukomdiagnostik und zur Erfolgskontrolle in der refraktiven Chirurgie eingesetzt (Jungwirth, Baumann et al. 2009).

In der Dermatologie wird zur Untersuchung von Hauterkrankungen neben der Auflichtmikroskopie insbesondere die Sonografie verwendet. Daher war bisher eine Histologie zur morphologischen Untersuchung von entzündlichen Dermatosen und

Tumoren erforderlich. Es konnte gezeigt werden, dass die OCT eine geeignete Alternative für die Diagnostik solcher makroskopischen Veränderungen ist (Welzel 2001, Koch, Boller et al. 2005).

Andere Anwendungen wie die Verwendung der OCT zur begleitenden Diagnostik bei operativen Eingriffen (Lankenau, Klinger et al. 2007) oder zur endoskopischen Untersuchung der Blase, der Herzkranzgefäße, dem Darm und der Speiseröhre (Feldchtein, Gelikonov et al. 1998) sowie Anwendungen in der Zahnheilkunde (Colston, Sathymam et al. 1998) haben im Moment noch eine geringe Bedeutung.

1.3 Massenmärkte für die OCT

Für die Verbreitung in der Augenheilkunde, dem wichtigsten Anwendungsfeld der OCT, waren die Komplexität und die damit verbundenen Kosten der Systeme kein großes Hindernis. Allerdings ist die Augenheilkunde auch ein relativ begrenzter Markt. Das Marktvolumen im Jahre 2012 lag bei einem Umsatz von ca. 450 Mio. € (StrategiesUnlimited 2010). Um wirkliche Massenmärkte zu erreichen, sind die Kosten der gegenwärtigen OCT-Systeme zu hoch.

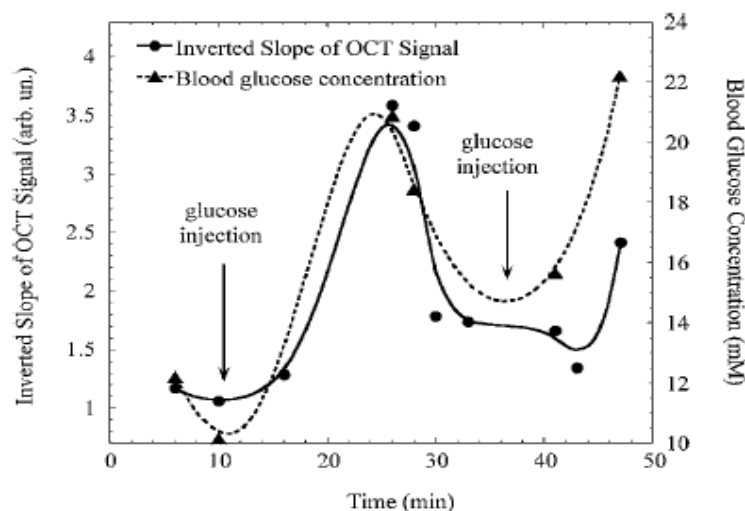


Abbildung 1-3: Messung zur Bestimmung des Glukosespiegels im Blut mittels OCT. Die Messung der Streukoeffizienten erfolgte durch die Haut des Versuchstiers. Abbildung entnommen aus (Rinat O. Esenaliev 2001)

Ein solcher Massenmarkt könnte die Bestimmung des Blutzuckerspiegels mittels OCT sein. Der Streukoeffizient von Gewebe hängt vom Brechungsindexunterschied zwischen der extrazellulären Flüssigkeit ($n = 1.35$) und den streuenden biologischen Strukturen ab. Diese haben einen höheren Brechungsindex. Eine Änderung der Glukosekonzentration führt zu einer Änderung des Brechungsindex der extrazellulären Flüssigkeit. Da die Änderung der Streuung aber klein ist, kann diese mit Verfahren, die über das ganze Probenvolumen integrieren, nicht mit hinreichender Genauigkeit erfasst werden. Aus Messung der Rückstreuung im Gewebe durch OCT kann der Streukoeffizient hingegen tiefenaufgelöst bestimmt werden (Faber, Meer et al. 2004). Es konnte an Kaninchen und Zwergschweinen gezeigt werden, dass die

durch OCT bestimmten Streukoeffizienten der Haut eine gute Korrelation zu dem Glukosespiegel aufweisen (Kohl, Watson et al. 1997). Wenn in einem Tiermodell Injektionen mit Glukoselösung verabreicht werden um eine Schwankung des Blutzuckerspiegels zu induzieren (Rinat O. Esenaliev 2001), korreliert auch die Steigung des Verlaufs des OCT-Signals recht gut mit dem unabhängig bestimmten Blutzuckerspiegel (Abbildung 1-3).

Um mit diesem Verfahren eine sichere und zuverlässige Glukosebestimmung zu ermöglichen sind noch weitere Arbeiten erforderlich. Insbesondere müssen viele Querempfindlichkeiten mit anderen Substanzen und andere physiologischen Veränderungen des OCT-Signals im Organismus geklärt werden.

Weitere wesentliche Hindernisse für diese Anwendung sind die Komplexität und die Kosten bisheriger OCT-Systeme. Um einen Massenmarkt wie die Glukosebestimmung adressieren zu können, müssten die Kosten von OCT-Systemen um mindestens zwei Größenordnungen reduziert werden.

In dieser Arbeit sollen daher die bekannten technischen Ansätze für OCT-Geräte auf ihr Potential für Massenanwendungen untersucht werden.

2 OCT Verfahren

2.1 Time Domain OCT (TD-OCT)

Interferometer, wie das in Abbildung 2-1 dargestellte Michelson-Interferometer, messen Abstände unabhängig von der numerischen Apertur der Optik (Hecht 2009). Allerdings ändert sich die am Interferometerausgang gemessene Intensität I_M für monochromatische Lichtquellen lediglich periodisch mit der sich ändernden Weglängendifferenz Δz zwischen Proben- und Referenzarm:

$$\text{Gl. 2-1} \quad \langle |\vec{E}_P + \vec{E}_R|^2 \rangle = I_{\text{TD-OCT}}(\Delta z, k) = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(\Delta z \cdot k)$$

I_P, I_R sind jeweils Proben- und Referenzintensität auf dem Detektor. k bezeichnet die Kreiswellenzahl ($k=2\pi/\lambda$) der Lichtquelle. Es kommt immer dann zu einem Wechsel von konstruktiver zu destruktiver Interferenz, wenn sich die Wegdifferenz zwischen den Interferometerarmen um eine halbe Wellenlänge geändert hat. Ein solches Interferometer ermöglicht also nur innerhalb einer einzigen Wellenlänge λ eindeutige Weglängenmessungen.

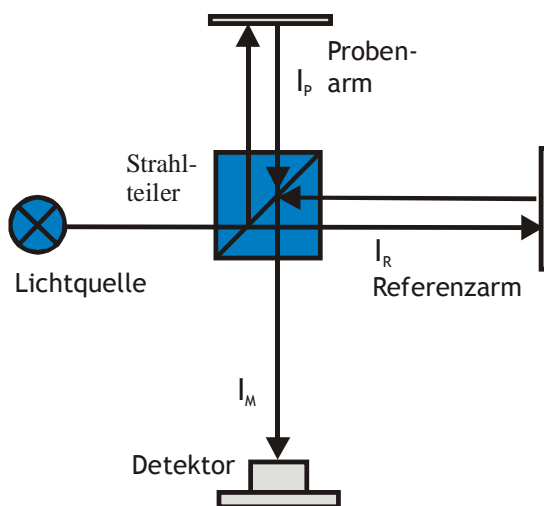


Abbildung 2-1: Aufbau eines Michelson-Interferometers

Für die Untersuchung von biologischen Proben mit einer Vielzahl von Streuzentren oder Schichtstrukturen ist dieses Verfahren daher nicht geeignet. Zur Bestimmung absoluter Weglängen ist eine breitbandige Lichtquelle mit entsprechend kurzer Kohärenzlänge erforderlich. Erst durch die zusätzlichen Wellenlängen wird eine eindeutige Zuordnung der unterschiedlichen Weglängen möglich, da die spektrale Abhängigkeit der Phase der Interferenz die Information über die absolute Weglängendifferenz enthält.

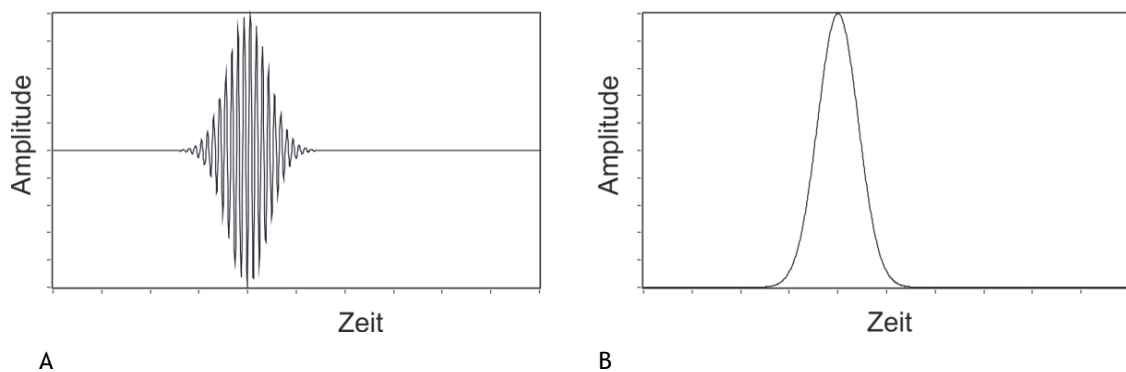


Abbildung 2-2: A: Kohärenzfunktion eines TD-OCT Systems. B: Impulsantwort desselben Systems

Dies wird bei der Weißlichtinterferometrie genutzt. Mit breitbandigen, d. h. zeitlich inkohärenten Strahlungsquellen kommt es nur dann zu Interferenzen, wenn sich die Wege im Proben- und Referenzarm des Interferometers um weniger als eine Kohärenzlänge unterscheiden. Mit einem derartigen Interferometer kann also durch Verschieben des Referenzspiegels Licht aus einer bestimmten Tiefenschicht des Objekts selektiert werden. In der Time-Domain-OCT (TD-OCT) wird dieser Effekt ausgenutzt, um Strukturen tiefenaufgelöst darzustellen.

Um Gl. 2-1 auf polychromatische Lichtquellen zu erweitern, muss das Spektrum der Lichtquelle berücksichtigt werden. In der OCT werden häufig Halbleiterlichtquellen (SLDs) verwendet, deren spektrale Dichteverteilung $S(k)$ sehr gut als Gaußverteilung approximiert werden kann:

$$\text{Gl. 2-2} \quad S(k) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot e^{-\left(2\sqrt{\ln 2} \cdot \frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2}$$

Dabei ist $k_0 = 2 \cdot \pi / \lambda_0$ die Wellenzahl der Zentralwellenlänge λ_0 der Lichtquelle und Δk die volle Halbwertsbreite der spektrale Dichteverteilung. Das Integral wurde auf eins normiert. Das Produkt aus $I_{\text{TD-OCT}}(\Delta z, k)$ und $S(k)$ muss nun noch über alle k integriert werden:

$$\text{Gl. 2-3} \quad I_{\text{TD-OCT}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(2\sqrt{\ln(2)} \cdot \frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos(k \cdot \Delta z) dk$$

Im Anhang A dieser Arbeit ist der Weg zur Lösung des Integrals dargestellt:

$$\text{Gl. 2-4} \quad I_{\text{TD-OCT}}(\Delta z) = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[k_0 \cdot \Delta z]$$

Die Amplituden der Interferenzen sind nun nur noch in der Nähe von $\Delta z=0$ messbar. Von da aus fällt sie entsprechend der Gaußfunktion ab. Als Maß für die Breite der Gaußfunktion ist hier die die Kohärenzlänge der Lichtquelle l_c verwendet worden. Diese ist definiert als diejenige Weglängendifferenz, bei dem der Interferenzkontrast auf 50% sinkt und entspricht damit der halben Breite der Kohärenzfunktion (HWHM). Diese kann für gaußförmige Spektren aus der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ und der Mittenwellenlänge λ_0 der Quelle bestimmt werden (Drexler and Fujimoto 2008):

$$\text{Gl. 2-5} \quad l_c = \frac{2 \cdot \ln(2) \cdot \lambda_0^2}{\pi \cdot \Delta\lambda}$$

Im allgemeinen Fall ist diese Gaußfunktion durch die Kohärenzfunktion $\gamma(\Delta z)$ der tatsächlich verwendeten Lichtquelle zu ersetzen. Diese entspricht der Fouriertransformation der spektralen Dichteverteilung der Quelle.

Für die OCT ist es einfacher, über den in der Probe zurückgelegten Weg anstatt über die Laufzeitunterschied zu skalieren. Dann entsprechen die Wege den Dimensionen der untersuchten Objekte. In der OCT durchläuft das Probenlicht die Strecke zwischen Probe und Interferometer doppelt. In einem Aufbau entspricht Δz daher der doppelten Weglängendifferenz. Als Kohärenzlänge wird in der OCT daher meist die volle Halbwertsbreite (full width half maximum oder FWHM) der im OCT-Aufbau

gemessen Kohärenzfunktion $\gamma(\Delta z)$ angegeben, die dann genau der Kohärenzlänge aus Gl. 2-6 entspricht. Entsprechend ist die Periodenlänge des Interferenzsignals jetzt nicht mehr λ sondern $\lambda/2$.

Bei TD-OCT-Systemen wird zur Gewinnung der Tiefeninformation im Allgemeinen die Referenzarmlänge mit einer als Phasenmodulator bezeichneten Vorrichtung mit konstanter Geschwindigkeit verändert. Dadurch erhält man am Detektor eine harmonische Intensitätsmodulation konstanter Frequenz und wechselnder Amplitude. Die Mittenfrequenz bzw. Trägerfrequenz eines OCT Systems f_m ergibt sich aus der Geschwindigkeit der Weglängenänderung v_R und der halben mittleren Wellenlänge $\lambda_0/2$ des Lichts. Die Geschwindigkeit wiederum kann als Funktion aus dem Tiefenhub des Phasenmodulators z_{\max} und der Wiederholrate f_{scan} ausgedrückt werden.

$$\text{Gl. 2-7} \quad f_m = \frac{v_R}{\lambda_0/2} = \frac{2 \cdot z_{\max} \cdot f_{\text{scan}}}{\lambda_0}$$

Die eigentlich als Funktion von Δz vorliegenden Signale werden nun als Funktion der Zeit erfasst. Aus diesem Grund wird dieses OCT-Verfahren auch Time Domain OCT (TD-OCT) genannt.

Aus Sicht der Nachrichtentechnik handelt es sich in der OCT um ein amplitudenmoduliertes Signal. Die Trägerfrequenz entspricht dem Cosinusterm aus Gl. 2-26. Die relevante Information ist aber die Einhüllende des Trägersignals (A-Scan), die in Gl. 2-25 durch die Gaußfunktion gegeben ist. Für einen Spiegel im Probenarm, also einer Laufzeitverteilung, die einer Dirac Funktion entspricht, misst man am Detektor die Kohärenzfunktion $\gamma(\Delta z)$ der verwendeten Lichtquelle. Damit ist die Kohärenzfunktion gleichzeitig die Impulsantwort des Messsystems und die Kohärenzlänge ein Maß für das Auflösungsvermögen eines OCT-Systems. Für eine Probe mit einer Vielzahl von streuenden Objekten erhält man eine Faltung der Weglängenverteilung im Probenarm mit der in Abbildung 2-2 dargestellten Kohärenzfunktion.

Die in der Einhüllenden enthaltenen Frequenzen sind identisch mit dem Spektrum der Kohärenzfunktion. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2-3 dargestellt. Links ist das Signal einer einzelnen Laufzeitdifferenz in der Ortsebene $I_{\text{TD-OCT}}(\Delta z)$ und rechts die Fouriertransformierte des Signals dargestellt. Wie man erkennt, sind die spektralen Anteile in einem abgegrenzten Bereich um die Trägerfrequenz f_m herum verteilt. Deshalb handelt es sich bei den TD-OCT-Signalen inhärent um bandbreitenbegrenzte Signale in Bandpasslage. Diese weisen allgemein eine Bandbreite B von Signalanteilen auf, die symmetrisch um eine Mittenfrequenz f_0 angeordnet sind.

Um die Weglängenverteilung zu rekonstruieren, muss das Signal demoduliert werden, d.h. die Trägerwelle aus dem Signal entfernt werden. Dazu wird zunächst der Betrag gebildet und anschließend alle höherfrequenten Anteile mit einem Filter entfernt. Auf diese Weise erhält man ein Signal, das proportional zu den Reflektivitäten in der Probe ist.

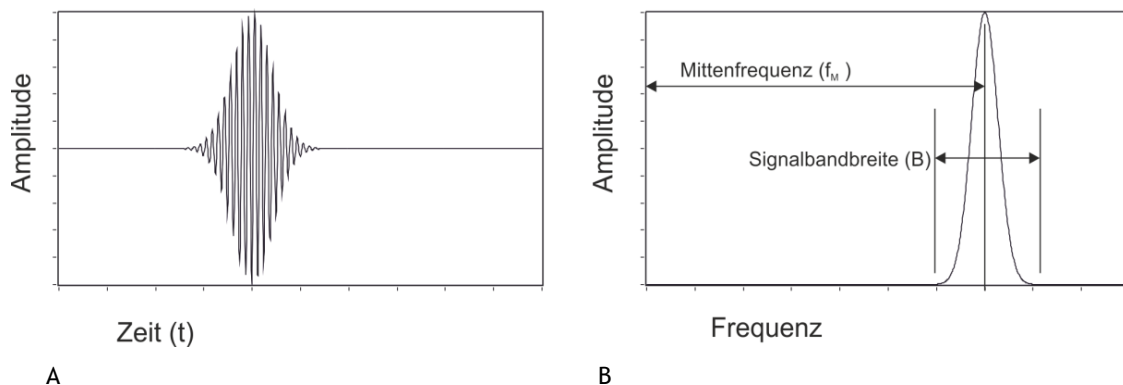


Abbildung 2-3: A: Schematische Darstellung des Signals in einem TD-OCT-System. B: Die Fouriertransformation des Signals. Die Frequenzanteile sind um die Trägerfrequenz herum verteilt. Die Breite der Verteilung ist reziprok proportional zur Breite der Kohärenzfunktion

Zur Bestimmung des theoretischen Limits des Signal-zu-Rauschverhältnisses (SNR) von TD-OCT Systemen wird davon ausgegangen, dass alle anderen Quellen wie das thermische Rauschen von Widerständen und das Intensitätsrauschen der Quelle durch technische Maßnahmen soweit reduziert wurden, dass das Schrotrauschen die dominierende Rauschquelle ist. Für eine gegebene Probenintensität I_p , einen Detektorwirkungsgrad η , eine Bandbreite B der Messung und für eine Photonenenergie E_v gilt dann (de Boer, Cense et al. 2003):

$$\text{Gl. 2-8} \quad \text{SNR} = \frac{\eta \cdot I_p}{E_v \cdot B}$$

Bei einer gleichförmigen Verschiebung der Referenzebene über die Zeit ist die Trägerfrequenz invers proportional zu der Mittenwellenlänge λ_0 der verwendeten Lichtquelle. Die Bandbreite ist invers proportional zu der Kohärenzlänge l_c der Quelle. Die Güte kann durch

$$\text{Gl. 2-9} \quad Q = \frac{f_m}{B} \approx \frac{2 \cdot l_c}{\lambda_0}$$

abgeschätzt werden. Eine optimale Filterbandbreite lässt sich nur schwer angeben, da sie von einer Vielzahl von Faktoren abhängt (Filterarchitektur, gewünschtes Impuls- und Zeitverhalten, etc.). Die erforderliche Bandbreite von OCT Systemen wird daher meist empirisch bestimmt und liegt in Abhängigkeit von der Messtiefe z_{\max} bei ungefähr:

$$\text{Gl. 2-10} \quad B = \frac{z_{\max} \cdot f_{\text{Scan}}}{l_c}$$

Das wesentliche Hindernis bei der Reduzierung der Bandbreite bilden Geschwindigkeitsschwankungen im Phasenmodulator, die über damit verbundene Schwankungen der Trägerfrequenz zu einer spektralen Verbreiterung des Signals führen.

Die zentrale Baugruppe von TD-OCT-Systemen bildet der Phasenmodulator. Er dient dazu, die optische Weglänge im Referenzarm des Interferometers periodisch um die gewünschte Messtiefe zu ändern.

Um lineare Weglängenänderungen über einige Millimeter bei hohen Wiederholraten zu realisieren, wurden insbesondere piezoelektrische Elemente (Tearney, Bouma et al. 1996) oder Galvanometerscanner (Rollins, Yazdanfar et al. 1998) als Antriebe für Phasenmodulatoren vorgeschlagen.

Alle bekannten Phasenmodulatoren haben erhebliche systembedingte Begrenzungen. Das Weg-Steuersignal-Verhalten von Piezoelementen und Galvanometerscannern ist nicht linear (Thomas R. Hicks 1997) und zeigt daher erhebliche Abweichungen von der gewünschten konstanten Geschwindigkeit.

Die Wiederholrate bestimmt die Messgeschwindigkeit des Systems. Ausgeprägte Resonanzen der verwendeten mechanischen Systeme bei Frequenzen von einigen kHz begrenzen aber die erreichbaren Wiederholraten auf einige 100 Hz. Ein mechanischer Aufbau des Phasenmodulators führt außerdem dazu, dass die Position der Referenzebene zwischen den Zyklen nicht exakt reproduzierbar ist. Das erschwert die Vermessung von technischen Oberflächen und insbesondere die Erstellung von Oberflächentopographien. Auch die für Dopplermessungen nötige Phasenstabilität lässt sich nur durch zusätzlichen technischen Aufwand erreichen (Milner, Izatt et al. 2002).

Der Hub z_{\max} entspricht der Messtiefe des OCT-Systems. Um periodische Bewegungen mit einigen hundert Herz und einigen Millimetern Hub zu erzeugen, sind erhebliche elektrische Leistungen erforderlich. Die Leistungsaufnahme führt zu einer unerwünschten Wärme- und Geräuschentwicklung, die insbesondere in einem klinischen Umfeld als störend empfunden wird.

'Rapid scanning delay lines' (Rollins, Yazdanfar et al. 1998) bildeten den vorläufigen Endpunkt der Entwicklung von Phasenmodulatoren. Mit Ihnen konnten Ende der 90er Jahre Messraten von 8000 Hz bei einem Hub von 4 Millimetern erreicht werden. Die damit ausgestatteten TD-OCT-Geräte erreichten eine Sensitivität von 99dB.

2.2 Fourier Domain OCT (FD-OCT)

Auf dem Weg zu höheren Messgeschwindigkeiten wurden die TD-OCT-Systeme etwa um die Jahrtausendwende von anderen Techniken abgelöst. Insbesondere erfuhr die Spektralradar-Technologie eine Wiederbelebung. Diese war nach ihrer ersten Beschreibung durch Häusler (Häusler and Lindner 1998) und Fercher (Fercher, Hitzemberger et al. 1995) über viele Jahre nicht beachtet worden, weil sich mit den zu Anfang der neunziger Jahre erhältlichen Bildsensoren das Potential der Technik nicht demonstrieren ließ.

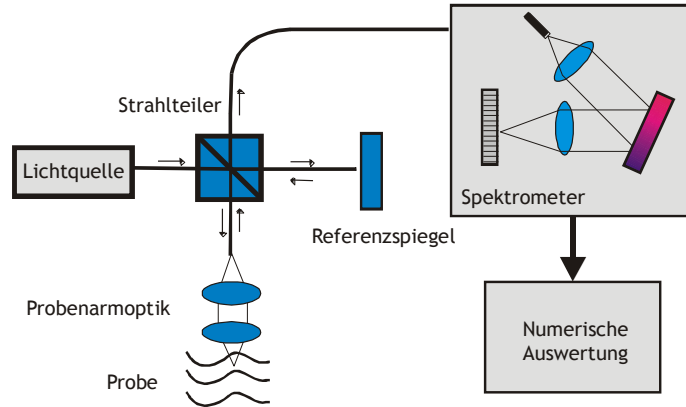


Abbildung 2-4: Prinzipskizze eines Spektralradars

Bei der FD-OCT-Technik wird im Gegensatz zur TD-OCT nicht die optische Weglänge im Interferometer moduliert, um die Tiefeninformation zu gewinnen. Der Referenzarm hat hier eine feste Länge und wird so eingestellt, dass er einer Position knapp oberhalb der Probe entspricht. Das Licht aus Proben- und Referenzarm wird dann wie in Abbildung 2-4 gezeigt in einem Spektrometer überlagert. Die einzelnen spektralen Anteile werden mit einer Zeilenkamera erfasst und in einem Computer numerisch verarbeitet.

Für die weitere Betrachtung wird davon ausgegangen, dass sich das Licht aus dem

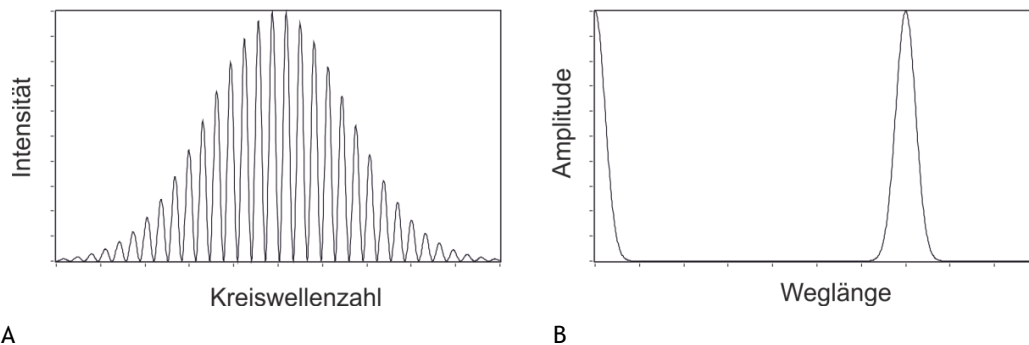


Abbildung 2-5: Schematische Darstellung einer FD-OCT-Messung. A: Das gemessene Spektrum am Ausgang des Interferometers. Man erkennt die durch eine Weglängendifferenz entstehende Sinusmodulation des Spektrums der Strahlungsquelle. B: Die Fouriertransformierte des Spektrums. Wie mit Gl. 2-15 gezeigt wird enthält sie die Information des mit einem TD-OCT System gemessenen A-Scans. Am linken Rand bei der Frequenz Null findet sich die Fouriertransformierte der spektralen Dichteverteilung der Quelle.

Probenarm aus Anteilen mit unterschiedlichen Lauflängen z zusammensetzt, deren Amplituden mit der Funktion $a(z)$ beschrieben werden und die Referenzwelle nur aus einer einzigen Lauflänge besteht, deren Amplitude auf Eins normiert wurde. Weiterhin soll z den Abstand zum Probenort, bei dem die Weglängendifferenz zum

Referenzarm Null ist, bezeichnen. Das vom Detektor in Abhängigkeit von k gemessene Interferenzsignal $I(k)$ kann dann wie folgt dargestellt werden:

$$\text{Gl. 2-11} \quad I(k) = S(k) \left| 1 + \int_{-\infty}^{\infty} a(z) e^{i2kz} dz \right|^2$$

Dabei ist $S(k)$ die spektrale Dichteverteilung der verwendeten Lichtquelle. Ausmultiplizieren zeigt, dass jede Weglängendifferenz zu einer sinusförmigen Modulation des Spektrums mit der entsprechenden Frequenz $2z$ führt.

$$\text{Gl. 2-12} \quad I(k) = S(k) \left[1 + 2 \int_0^{\infty} a(z) \cos(2kz) dz + \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} a(z) a(z') e^{-i2k(z-z')} dz dz' \right]$$

Lindner (Lindner 1998) hat gezeigt, dass die symmetrische Erweiterung von der Streuverteilung $a'(z) = a(z) + a(-z)$ über eine (komplexe) Fouriertransformation aus $I(k)$ gewonnen werden kann.

$$\text{Gl. 2-13} \quad I(k) = S(k) \left[1 + \int_{-\infty}^{\infty} a'(z) e^{-i2kz} dz + \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} AC[a'(z)] e^{-i2kz} dz \right]$$

Die Integrale sind jeweils die Hälfte der Fouriertransformationen von $a'(z)$ und $AC[a'(z)]$ ist die Autokorrelationsfunktion am Ort $2k$.

$$\text{Gl. 2-14} \quad I(k) = S(k) \left(1 + \frac{1}{2} \text{FOU}_z \{ \hat{a}(z) \} + \frac{1}{8} \text{FOU}_z \{ AC[\hat{a}(z)] \} \right)$$

Die Beschränkung auf die symmetrische Erweiterung ist keine Einschränkung, da $a(z)$ und $a(-z)$ das gleiche Interferenzmuster bewirken, d.h. in der FD-OCT nicht unterscheidbar sind. Durch die Definition der symmetrischen Erweiterung entsteht ein Faktor $\frac{1}{2}$ im ersten Term und $\frac{1}{4}$ vor dem Autokorrelationsterm. Weil der A-Scan mittels einer Fouriertransformation aus dem Spektrum rekonstruiert wird, bezeichnet man diese Technik als Fourier-Domain-OCT (FD-OCT).

Das Interferenzspektrum besteht aus drei Summanden. Der erste Summand entspricht dem inkohärenten Untergrund, der hier das Lichtquellenspektrum ist. Der zweite Term ist die Kreuzkorrelation aus Proben- und Referenzarmintensitäten und trägt die Informationen über die Weglängenverteilung in der Probe. Der dritte Term entspricht der Autokorrelierten dieser Verteilung, die aus der wechselseitigen Interferenz aller Probenwellen miteinander resultiert. Ein solches Spektrum ist exemplarisch in Abbildung 2-5 für nur eine Weglänge in der Probe, d.h. ohne Autokorrelationsterm dargestellt. Die Hüllform entspricht dem Spektrum der verwendeten Lichtquelle.

Die inverse Fouriertransformation kann die symmetrische Erweiterung der Streuverteilung $a'(z)$ und, wenn die Proben nur im positiven oder negativen Bereich von z liegt, auch $a(z)$ rekonstruieren:

$$\text{Gl. 2-15} \quad \mathbf{F}^{-1} \{ I(k) \} = \mathbf{F}^{-1} \{ S(k) \} \otimes \left[\delta(z) + \frac{1}{2} a'(z) + \frac{1}{8} AC[a'(z)] \right]$$

Dieses Ergebnis enthält die Faltung der inversen Fouriertransformation des Quellspektrums, d.h. der Kohärenzfunktion der Quelle, mit der gesuchten symmetrisch erweiterte Streuamplitude $a'(z)$. Die Gleichung hat die Form $A \otimes (B+C+D)$. In Abbildung 2-6 sind die drei Summanden exemplarisch dargestellt. Die einzelnen Terme können folgendermaßen gedeutet werden:

$A \otimes B = F^{-1}\{S(k)\} \otimes \delta(z)$ entspricht der um $z = 0$ lokalisierten Kohärenzfunktion $\gamma = F^{-1}\{S(k)\}$ der Lichtquelle. Dieses sehr große Signal kann die Messung kleiner Weglängendifferenzen zwischen Proben- und Referenzarm erheblich erschweren.

$A \otimes C = F^{-1}\{S(k)\} \otimes \frac{1}{2}a'(z)$ entspricht dem als A-Scan bezeichneten Signal, also der Amplituden der Rückstreuung gefaltet mit der Kohärenzfunktion der Lichtquelle. Die Kohärenzfunktion ist wie bei der TD-OCT die Antwortfunktion des Messsystems und definiert das axiale Auflösungsvermögen. Wegen der Symmetrie der Funktion a' erhält man die positiven Weglängen in den negativen Bereich und die negativen Weglängen in den positiven Bereich gespiegelt.

Der dritte Term $A \otimes D$ ist die Autokorrelierte des Probenlichtes. Er entsteht aus der Interferenz der Streuzentren untereinander. Diese Signale entstehen in der TD-OCT nicht. Sie sind in der Regel unerwünscht und können zu störenden Artefakten führen. Die Weglängendifferenzen innerhalb der Probe sind häufig klein und daher in der Regel mit der Kohärenzfunktion überlagert. Außerdem sind die Signale relativ schwach, weil sie aus der Interferenz von Streuamplituden in der Probe stammen, wohingegen der A-Scan durch die Interferenz des Probenlichts mit dem viel stärkeren Referenzlicht entsteht.

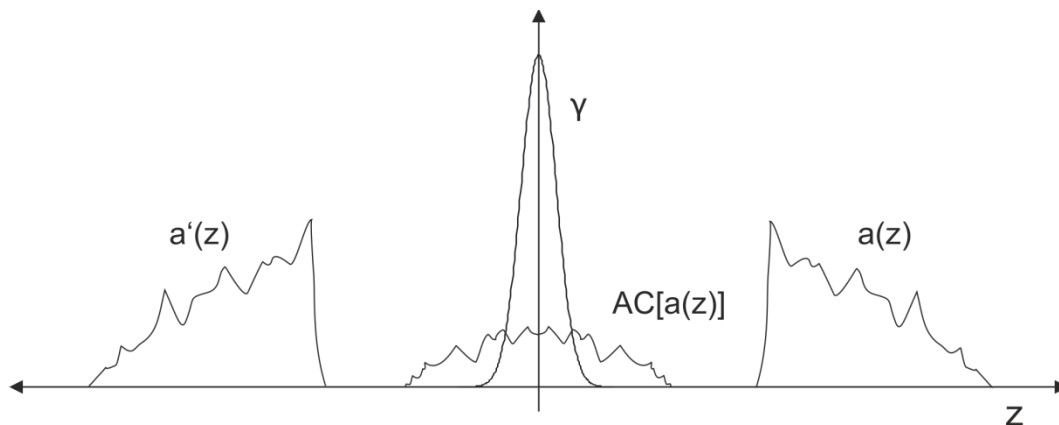


Abbildung 2-6: Die drei Komponenten der Fouriertransformierten des Spektrums $I(k)$ der Interferenz. $a(z)$ sind die Signalamplituden, die dem Messergebnis der herkömmlichen OCT Systeme entsprechen. $F(S(k))$ entspricht der Kohärenzfunktion der Lichtquelle und $AC(a(z))$ entsteht durch die Interferenzen der Probenintensitäten miteinander.

Für die Ableitung des Messbereichs und der Messauflösung soll angenommen werden, dass ein Zeilensensor als Detektor verwendet wird. Eine große optische Weglängendifferenz zwischen dem Probenobjekt und der Referenz führt zu hohen Frequenzen im Spektrum. Damit diese von der Sensorzeile erfasst werden können, muss das Nyquist-Kriterium erfüllt werden, das heißt, jede Vollwelle der Intensitätsmodulation

muss mit mindestens zwei Detektorelementen abgetastet werden (Boller 2003). Wird auf eine Sensorzeile mit N_{Pixel} Elementen ein Spektralbereich $\Delta\lambda$ abgebildet, ergibt sich folgende maximale Messtiefe z_{max} :

$$\text{Gl. 2-16} \quad z_{\text{max}} = \frac{1}{4} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} N_{\text{Pixel}} \approx \frac{1}{4} N_{\text{Pixel}}$$

Die Zahl der unabhängigen Messpunkte in der Tiefe beträgt also ein Viertel der Pixelzahl der Kamera. Das Sampling und die Mehrdeutigkeit bezüglich positiver und negativer Weglängen reduziert die Anzahl der unabhängigen Pixel im A-Scan jeweils um einen Faktor 2. Dafür wird aber zusätzlich in jedem Pixel noch eine Phaseninformation gewonnen.

Bei der TD-OCT wird nur von Strahlung innerhalb des Kohärenzfensters Interferenz gemessen. Der gesamte restliche Messbereich trägt lediglich zum Rauschen der Messung bei. Beim Spektralradar dagegen führt jede Weglängendifferenz zu einer Modulation, die sich über den gesamten Spektralbereich der Quelle erstreckt. Dieses bessere Verhältnis von informationstragenden Messwerten und solchen, die lediglich zum Rauschen beitragen, führt dazu, dass mit einem Spektralradar ein höheres Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) erreicht werden kann als mit einem TD-OCT-System. Dieser Zusammenhang ist an anderer Stelle bereits ausführlich dargestellt worden (Leitgeb, Hitzenberger et al. 2003). Das bestmögliche Signal-zu-Rausch-Verhältnis beträgt bei FD-OCT (de Boer, Cense et al. 2003):

$$\text{Gl. 2-17} \quad \text{SNR} = \frac{\eta \cdot I_p \cdot N_{\text{Pixel}}}{E_v \cdot \text{BW}}$$

Im Vergleich zu TD-OCT System erhöht sich hiernach bei der FD-OCT das SNR um die Anzahl der Pixel auf dem Bildsensor.

Aus

Gl. 2-17 folgt auch, dass das Signal-zu-Rauschverhältnis bei zunehmender Messgeschwindigkeit und damit zunehmender Bandbreite BW sinkt. Der mit Spektralradarsystemen erzielbare SNR-Gewinn kann in eine Erhöhung der Messgeschwindigkeit bei gleicher Bildqualität umgesetzt werden.

Bei der Spektralradartechnik ist die mechanische Bewegung des Phasenmodulators durch das Auslesen der Zeilenkamera ersetzt worden. Das heißt, die einzelnen Tiefenmessungen werden jetzt nicht mehr zeitlich nacheinander, sondern gleichzeitig räumlich nebeneinander erfasst. Die Messgeschwindigkeit ist daher auch nicht mehr von mechanischen Größen abhängig, sondern lediglich von der Ausleserate des Bildsensors. Dementsprechend steigen die Messraten in der OCT seit der Wiederentdeckung der Spektralradartechnologie stetig mit den Verbesserungen in derameratechnik. Mit kommerziellen Kameras konnten inzwischen Messraten von bis zu 312.000 A-Scans pro Sekunde erreicht werden (Potsaid, Gorczynska et al. 2008).

2.3 Swept-Source-OCT (SS-OCT)

Ein ebenfalls in der Fourierdomäne messendes Verfahren ist das sogenannte Swept-Source (SS)-OCT. Statt einer breitbandigen Lichtquelle wird dabei eine monochromatische Lichtquelle verwendet, deren Wellenlänge periodisch über einen bestimmten Bereich verändert werden kann. Die Intensität am Ausgang des Interferometers wird mit einer Photodiode erfasst. Das dort gemessene Signal entspricht dem mit einem Spektralradar gemessenen Signal. Der Unterschied ist, dass dieses jetzt nicht mehr mit einem Bildsensor räumlich aufgelöst, sondern ähnlich wie bei der TD-OCT über die Zeit erfasst wird. Eine spektrale Zerlegung mit einem Monochromator ist daher nicht notwendig. Dies macht den Aufbau des Interferometers wesentlich einfacher.

Allerdings steigt gleichzeitig die Komplexität bei der Lichtquelle. Während beim Spektralradar einfache Halbleiterlichtquellen verwendet werden, erfordert das SS-OCT eine komplexe Laserlichtquelle. Deren Eigenschaften definieren gleichzeitig die wesentlichen Eigenschaften des kompletten OCT Systems.

So ist die axiale Auflösung des OCT-Systems proportional zur Größe des Durchstimmbereichs $\Delta\lambda$ des Lasers. Dieser ist fundamental begrenzt durch die Verstärkungsbandbreite des verwendeten Lasermaterials. Unter der Annahme eines gauß'schen Spektrums und einer Definition der spektralen Breite über die FWHM gilt der in Gl. 2-5 gezeigte Zusammenhang auch hier.

Zu jedem gegebenem Zeitpunkt emittiert der Laser eine schmalbandige Laserlinie mit einer instantanen Linienbreite $\delta\lambda$. Mit zunehmenden Weglängendifferenzen im Interferometer begrenzt die Bandbreite dieser Linie den Kontrast der Interferenz. Die exakte Kontrastfunktion ergibt sich aus der Fouriertransformation der spektralen Dichteverteilung des instantanen Spektrums. Die nutzbare Messtiefe z_{\max} von SS-OCT-Systemen wird durch den Bereich begrenzt, in dem ein akzeptabler Interferenzkontrast erzielt werden kann. Eine Reduktion auf 50% erfolgt bei einer Messtiefe von

$$\text{Gl. 2-18} \quad z_{\max} \approx \frac{2 \cdot \ln(2) \cdot \lambda_0^2}{\pi \cdot \delta\lambda},$$

wenn $\delta\lambda$ die volle Halbwertsbreite (FWHM) der instantanen Linienbreite der Laserquelle ist. Die Messgeschwindigkeit eines SS-OCT-Systems entspricht der Repetitionsrate beim Durchstimmen des spektralen Bereichs. Diese wird zunächst durch die Resonatorlänge des Lasers begrenzt. Für jede neu eingestellte Wellenlänge sind einige Resonatorumläufe erforderlich, damit die neue Laserlinie anlaufen kann. Die ersten kommerziellen durchstimmbaren Laser, die für die SS-OCT entwickelt wurden, hatten Resonatorlängen von einigen 10 cm. Mit ihnen konnten Repetitionsraten von einigen 10 kHz erreicht werden. Um diese Grenze zu überwinden wurden zwei unterschiedliche Wege beschritten:

Bei den Fourier-Domain-Mode-Lock (FDML) - Lasern (Huber, Wojtkowski et al. 2006) werden Faserringresonatoren von einigen Kilometern Länge verwendet. Die große Resonatorlänge ermöglicht es, alle Wellenlängen gleichzeitig in dem Resonator zu führen. Dazu muss das wellenlängenselektive Element lediglich mit der Umlaufrate in dem Resonator durchgestimmt werden. Die Repetitionsrate ergibt sich damit

unmittelbar als Kehrwert der Umlaufzeit im Resonator. Mit diesem Ansatz konnten OCT-Systeme mit Messgeschwindigkeiten von bis zu 5 MHz demonstriert werden (Marschall, Klein et al. 2010).

Bei den 'vertical-cavity-surface-emitting-laser' (VCSEL) (Grulkowski, Liu et al. 2013) wird die Resonatorlänge auf wenige Wellenlängen reduziert. Dadurch kann eine Veränderung des Abstandes der Resonatorspiegel zum Durchstimmen genutzt werden. Dabei erzeugt beim Durchstimmen der Dopplereffekt die neue Wellenlänge, sodass theoretisch sehr hohe Repetitionsraten möglich sind. Allerdings konnten mit diesen Lasern bisher lediglich Messgeschwindigkeiten von ca. 100 kHz erzielt werden (Grulkowski, Liu et al. 2013).

2.4 Eine Systematik der OCT Verfahren

In Abbildung 2-7 sind die bisher beschriebenen Verfahren systematisch in Tabellenform dargestellt. Unterschieden wird die Art der erfassten Informationen nach Messungen in der Ortsdomäne (TD-OCT) beziehungsweise in der Spektraldomäne (Spektralradar und SS-OCT). Außerdem sind die Verfahren spaltenweise nach der Art der Messdatenerfassung unterschieden worden: als zeitabhängige Größe im Fall der TD-OCT und des SS-OCT oder als räumliche Intensitätsmodulation im Fall des Spektralradars.

Durch diese Systematik ergibt sich noch eine vierte Möglichkeit zur Erfassung von OCT-Signalen. Dabei werden Signale in der Ortsdomäne mittels eines räumlich ausgebreiteten Sensors erfasst. Dieses bisher weniger beachtete Verfahren wird Lineares OCT oder LOCT genannt.

| | | Methode der Signalabtastung | |
|-----------------|----------------------------------|------------------------------|---------------------------|
| | | Zeitdiskret | Parallel |
| Art des Signals | Spektrum (Spektraldomäne) | Swept Source OCT (SS-OCT) | Spektralradar (FD-OCT) |
| | Kohärenzfunktion (Ortsdomäne) | Time Domain OCT (TD-OCT) | Lineare OCT LOCT |

Abbildung 2-7 Klassifizierung der verschiedenen OCT-Verfahren

2.5 Lineare OCT (LOCT)

Zur Jahrtausendwende wurde deutlich, dass mit den Phasenmodulatoren von TD-OCT-Systemen keine für eine breite klinische Nutzung hinreichende Messgeschwindigkeit und Zuverlässigkeit realisiert werden konnte. Daher wurden zur selben Zeit erste

Versuche unternommen, TD-OCT Signale nicht mehr zeitlich sondern räumlich zu erfassen (Wosnitza 2000). Es wurde nachgewiesen, dass die mit LOCT Systemen gemessenen Signale tatsächlich identische Eigenschaften aufweisen, wie sie ein TD-OCT System liefert (Hauger, Worz et al. 2003).

Abbildung 2-8 zeigt die Aufbauskitze eines Linear-OCT-Systems. Das Licht einer breitbandigen Lichtquelle wird in eine Faser eingekoppelt und dann von einem Strahlteiler in Proben- und Referenzintensität aufgeteilt. Das aus der Probe zurück gestreute Licht und das Referenzlicht werden in dem Detektor zu parallelen Bündeln kollimiert und unter einem Winkel α in der Messebene zur Interferenz gebracht. Um die entstehenden Intensitätsmodulationen zu erfassen, wird in dieser Ebene ein Bildsensor, bevorzugt eine Zeilenkamera, platziert.

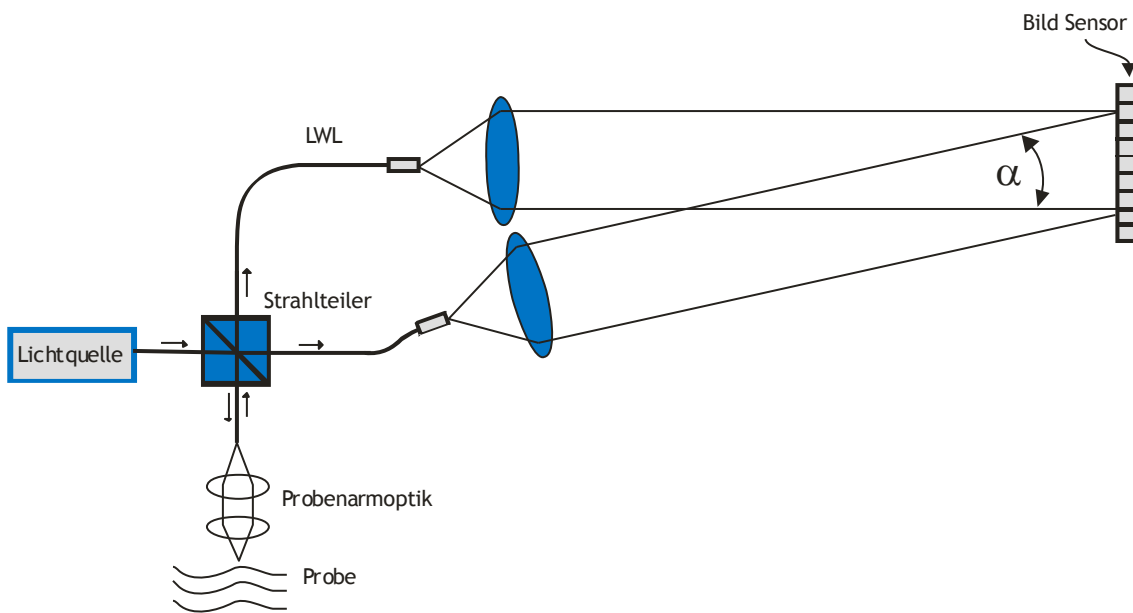


Abbildung 2-8: Prinzipskizze eines LOCT Systems

Proben- und Referenzlicht treffen als ebene Wellenfronten auf den Sensor und überlagern sich zu einem Interferenzmuster.

$$\text{Gl. 2-19} \quad E_{P,R} = \sin(\vec{k}_{P,R} \cdot \vec{r})$$

Die Strahlbündel selbst haben einen Durchmesser, der mindestens so groß ist wie der Messbereich auf dem Detektor. Aus der Interferenzgleichung (Gl. 2-1) folgt für die mit dem Sensor gemessene Gesamtintensität I_{LOCT} :

$$\text{Gl. 2-20} \quad I'_{\text{LOCT}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(\vec{k}_P \cdot \vec{r} - \vec{k}_R \cdot \vec{r} + k \cdot \Delta Z)$$

$$\text{Gl. 2-21} \quad I_{\text{LOCT}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos\left[\left(k_{Px} \cdot x + k_{Py} \cdot y + k_{Pz} \cdot z\right) - \left(k_{Rx} \cdot x + k_{Ry} \cdot y + k_{Rz} \cdot z\right) + k \cdot \Delta Z\right]$$

Da lediglich die Intensitäten auf dem Schirm beschrieben werden sollen, kann die Zeitabhängigkeit ebenso wie die Anfangsphase der Proben- und Referenzwelle

unberücksichtigt bleiben. $k \Delta z$ beschreibt die Phasendifferenz zwischen Proben- und Referenzarm. Sie entsteht durch den Laufzeitunterschied Δz in den beiden Armen des Interferometers und ist unabhängig von der Geometrie der Nachweisoptik.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann zunächst angenommen werden, dass der Detektor im Ursprung des Koordinatensystems parallel zur xy -Ebene angeordnet ist ($\vec{r} = (x, y, 0)$) und das Probenlicht I_p senkrecht auf den Detektor trifft ($\vec{k}_p = (0, 0, k)$). Der Referenzstrahl soll sich parallel zur xz -Ebene ausbreiten und einen Winkel α zur Normalen des Detektors einschließen ($\vec{k}_R = k(\sin \alpha, 0, \cos \alpha)$). Durch diesen Winkel wird eine Weglängendifferenz zwischen Proben- und Referenzlicht in x -Richtung erzeugt. Die verschiedenen x - und y -Komponenten des k -Vektors kann man als Raumfrequenzen des Lichtes interpretieren und k_{pz} ist identisch mit k .

$$\text{Gl. 2-22} \quad I'_{\text{LOCT}}(x) = I_p + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_p \cdot I_R} \cdot \cos[k \cdot \Delta z - x \cdot k \cdot \sin \alpha]$$

Für die hier angenommene monochromatische Lichtquelle würde auf dem Bildsensor eine fortgesetzte sinusförmig modulierte Intensitätsverteilung entstehen. Es entsteht ein Streifenmuster auf dem Detektor, das senkrecht zur x -Achse angeordnet ist. Der Periodenlänge $l_{\text{Träger}}$ der Streifen beträgt:

$$\text{Gl. 2-23} \quad l_{\text{Träger}} = \frac{2\pi}{k \cdot \sin(\alpha)} = \frac{\lambda}{\sin(\alpha)}$$

Bei kurzkohärenten Quellen kann es aber nur dort zu Interferenzen kommen, wo die Laufstrecken der beiden Anteile gleich sind. Um die Betrachtung auf die in der OCT verwendeten breitbandigen Lichtquellen auszudehnen, muss deren Spektrum berücksichtigt werden. Die spektrale Dichteverteilung $S(k)$ wird wie in Kap. 2.1 als Gaußverteilung angenommen, deren Integral auf eins normiert wird:

$$\text{Gl. 2-24} \quad S(k) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot e^{-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2}$$

Das Produkt aus $I_{\text{LOCT}}(x)$ und $S(k)$ muss nun noch über alle k integriert werden:

$$\text{Gl. 2-25} \quad I_{\text{LOCT}} = I_p + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_p \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(2\sqrt{\ln(2)} \frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot k \cdot \sin \alpha) dk$$

Die Lösung des Integrals (Anhang A) ergibt:

$$\text{Gl. 2-26} \quad I_{\text{LOCT}}(x) = I_p + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_p \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta z - x \cdot \sin \alpha}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[k_0 \cdot \Delta z - x \cdot k_0 \cdot \sin \alpha]$$

Wegstrecken Δz in der Probe werden linear auf Wegstrecken x auf dem Bildsensor abgebildet. Der Skalierungsfaktor zwischen den Wegskalen auf dem Sensor und in der Probe beträgt $2/\sin(\alpha)$. Entsprechend erscheint auch die Halbwertsbreite Δx der Einhüllenden der Modulation auf dem Sensor um diesen Faktor skaliert:

$$\text{Gl. 2-27} \quad \Delta x = \frac{2}{\sin \alpha} \cdot l_c$$

Ändert sich die Streutiefe Δz , verschiebt sich auch die Position der Gaußfunktion auf dem Schirm. Damit ist das räumliche Intensitätsmuster auf dem Sensor identisch mit den Intensitäten, die bei der TD-OCT gemessen werden. Der Unterschied besteht lediglich darin, dass bei der TD-OCT ein zeitabhängiges Signal mit einem Punktdetektor gemessen wird, wohingegen bei der LOCT der ganze A-Scan gleichzeitig aber räumlich ausgebreitet gemessen wird.

2.6 Abtastung der Intensitätsverteilung

Die Funktion $I_{\text{LOCT}}(x)$ muss jetzt von dem Bildsensor abgetastet werden. Es ist intuitiv einsichtig, dass die Funktion $I(x)$ rekonstruiert werden kann, wenn die Abtastung hinreichend eng erfolgt. Shannon und Nyquist haben gezeigt, dass sich bandbreitenbegrenzte Funktionen exakt rekonstruieren lassen, solange die Frequenz der Abtastung mindestens das doppelte der oberen Grenzfrequenz beträgt (Goodman 2005). Bandbreitenbegrenzte Funktionen sind solche, deren Spektrum oberhalb einer Grenzfrequenz f_{max} keine Spektralkomponenten aufweist. Wie in Kapitel 2.1 gezeigt wurde, ist dies für die Signale der TD-OCT der Fall. Entsprechend gilt dies auch für die mit der Funktion $I_{\text{LOCT}}(x)$ beschriebenen Signale der LOCT. Es soll zunächst angenommen werden, dass die Funktion $I_{\text{LOCT}}(x)$ mit einem Kamm aus äquidistanten δ Funktionen im Abstand von P abgetastet wird.

$$\text{Gl. 2-28} \quad I_s(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n \cdot P) \cdot I_{\text{LOCT}}(x)$$

Die Fläche unter jeder δ -Funktion entspricht dem Funktionswert von $I_{\text{LOCT}}(x)$ an der entsprechenden Stelle. Die Fouriertransformation der Gleichung ist dann:

$$\text{Gl. 2-29} \quad i_s(f_x) = \mathbf{F} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n \cdot P) \right\} \otimes i_{\text{LOCT}}(f_x)$$

$$\text{Gl. 2-30} \quad i_s(f_x) = \frac{1}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i_{\text{LOCT}} \left(f_x - \frac{n}{P} \right)$$

$i_{\text{LOCT}}(f_x)$ (Frequenzdomäne) bezeichnet hier die Fouriertransformierte von $I_{\text{LOCT}}(x)$ (Ortsdomäne). Das Spektrum des abgetasteten Signals ist also das Spektrum des Eingangssignals $I_{\text{LOCT}}(x)$, das sich mit der Periode $1/P$ wiederholt. Daraus ergibt sich, dass das Spektrum von I_s maximal $1/(2P)$ breit sein darf, damit sich die wiederholenden Spektren nicht überlappen.

Wenn diese Bedingung erfüllt wird, ist das ursprüngliche Signal $I_{\text{LOCT}}(x)$ aus dem Spektrum der diskreten Abtastung wieder herstellbar. Es ist sichergestellt, dass sich die Terme nicht überlappen, solange gilt:

$$\text{Gl. 2-31} \quad P \leq \frac{1}{2 \cdot f_{\text{max}}} \quad \text{oder} \quad f_s \geq 2 \cdot f_{\text{max}}$$

Daraus ergibt sich, dass eine Periode der Intensitätsmodulation durch mindestens zwei Pixel abgetastet werden muss, um den vollen Informationsgehalt zu rekonstruieren.

Die mit der LOCT erreichbare Messtiefe z_{\max} ist daher von der Anzahl der Pixel auf dem Bildsensor N_{Pixel} abhängig. Die für eine bestimmte Messtiefe erforderliche Anzahl von Pixeln kann als Funktion der mittleren Wellenlänge der Quelle λ_0 beschrieben werden:

$$\text{Gl. 2-32} \quad z_{\max} = \frac{N_{\text{Pixel}} \cdot \lambda_0}{4}$$

Mit handelsüblichen Bildsensoren mit z.B. 1024 Pixeln werden bei einer Wellenlänge der Lichtquelle von 830 nm daher nur Messtiefen von ca. 140 μm erreicht. Das ist für die Vermessung bestimmter Oberflächentopographien (siehe Abbildung 2-9) hinreichend, für klinische Anwendungen werden aber Messbereiche von ca. 2 mm benötigt. Um eine solche Messtiefe mit einem LOCT System zu realisieren, wäre ein Bildsensor mit 9600 Elementen erforderlich.

Bildsensoren mit derartig vielen Pixeln sind kommerziell kaum erhältlich. Außerdem führen so große Bildsensoren zu erheblichen technischen Problemen. Zunächst werden die optischen Weglängen in der Nachweisoptik sehr groß. Um einen Sensor mit 9600 Pixeln bei 8 μm Pixelabstand in einem LOCT-System auszuleuchten, wäre ein Abstand von ca. 440 mm zwischen Faserende und Sensor erforderlich. Eine derartige Vorrichtung wäre unhandlich und empfindlich gegen mechanische und thermische Einflüsse. Außerdem müssten dann für jede Bildspalte 9600 Pixel ausgelesen werden, was erhebliche Anforderungen an die Ausleserate des Bildsensors und die Bandbreiten der nachfolgenden Datenverarbeitung stellen würde.

Die Ursache dieses Problems ist, dass bei LOCT-Systemen genau wie bei TD-OCT-Systemen ein amplitudenmoduliertes Signal gemessen wird. Die Trägerfrequenz entspricht dem Cosinusterm aus Gl. 2-26. Informationstragend ist aber nur die Einhüllende des Trägers (A-Scan), die in Gl. 2-25 durch die Gaußfunktion gegeben ist. Die in der Einhüllenden enthaltenen Frequenzen sind dabei identisch mit dem Spektrum der Kohärenzfunktion. Dieser Zusammenhang ist bereits in Abbildung 2-3 dargestellt worden.

Anders als in TD-OCT-Systemen können bei LOCT-Systemen die Signale nicht zunächst analog demoduliert - d.h. die Trägerwelle entfernt und die Einhüllende (der A-Scan) isoliert - werden. Da in einem LOCT-System die Bandbreite nicht vor dem Abtasten reduziert werden kann, muss der Träger direkt abgetastet werden. Das heißt, es werden alle spektralen Anteile von Null bis zur Trägerfrequenz des Signals erfasst. Das führt zu einem Bandbreitenbedarf, der um das Verhältnis von Trägerfrequenz zu Signalbandbreite größer ist. Das entspricht genau der in Kapitel 2.1 eingeführten Güte Q . Sie wurde dort zu $2l_c/\lambda_0$ abgeschätzt (Gl. 2-9). Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 830 \text{ nm}$ und einer Tiefenauflösung von $l_c = 15 \mu\text{m}$ wird also nur ca. 2,7 % der Abtastbandbreite tatsächlich genutzt. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass 97,3 % der erhobenen Messdaten keine relevanten Informationen enthalten.

Diese Ineffizienz ist ein wesentlicher Nachteil der LOCT. Daher sollen in der vorliegenden Arbeit zwei Verfahren untersucht werden, mit denen die Messtiefe von LOCT-Systemen erweitert werden kann. In beiden Fällen wird eine Reduzierung der Trägerfrequenzen durch die Einbringung von Gitterstrukturen in den Strahlengang erreicht.

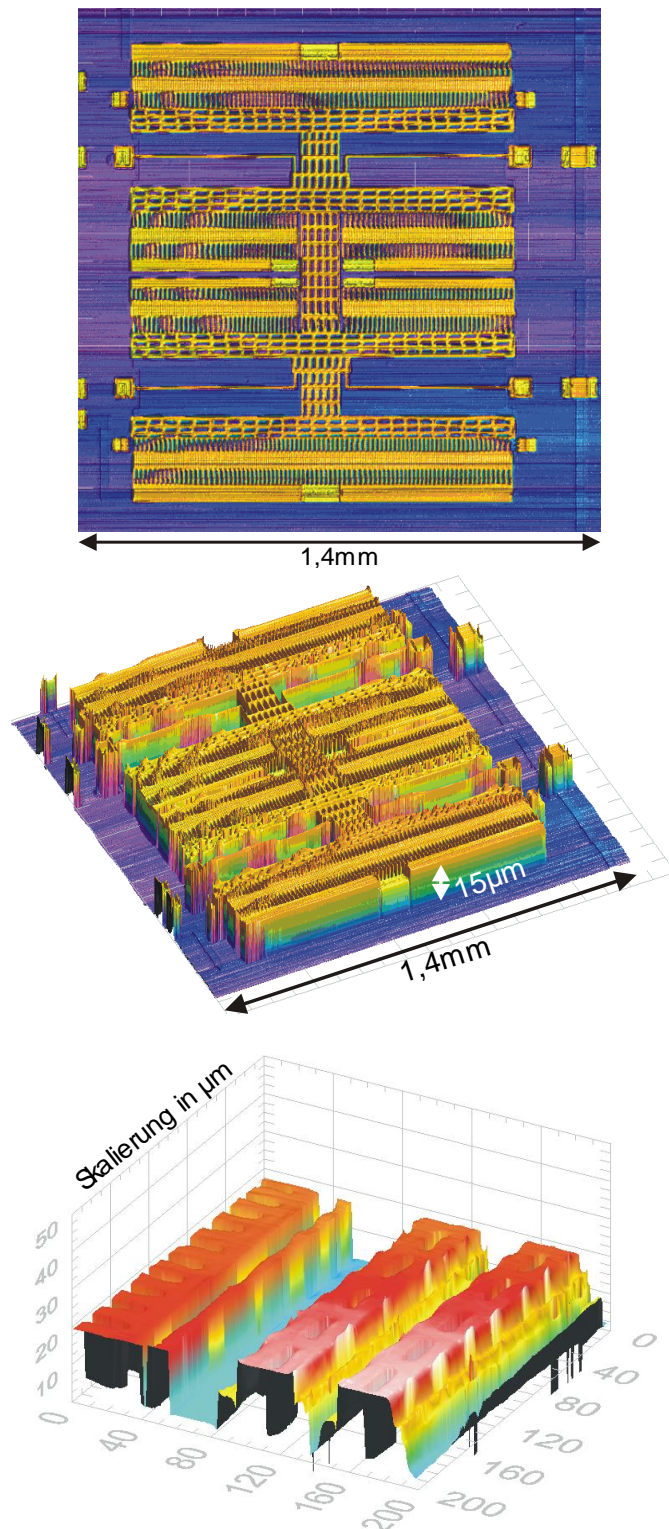


Abbildung 2-9: Strukturen eines mikromechanischen Beschleunigungssensors. Oben und Mitte: Bildfeld 1,4 x 1,4 mm, unten: Ausschnitt mit Bildfeld 200 x 200 μm

3 Theorie

3.1 Lösungsprinzip

Die Aufgabe, die zu geringe Messtiefe zu vergrößern, kann auch so beschrieben werden: Wie ist es möglich, ein optisches Signal (die Interferenzmodulationen) abzutasten, ohne dass das Messgerät (der Bildsensor) über eine hinreichende Bandbreite verfügen muss (d.h. ohne das Nyquist Kriterium erfüllen zu können)?

Um die Ortsfrequenzen des Interferogramms zu reduzieren, kann auf einen technischen Ansatz zurückgegriffen werden, der in der Nachrichtentechnik dazu, dient die Frequenz des empfangenen Senders zu wählen. Dabei wird mit einem lokalen Oszillator eine Sinuswelle konstanter Frequenz (ω_{LO}) erzeugt, die mit dem Signal multipliziert wird. In der Nachrichtentechnik wird dieser Vorgang Mischen genannt (Ulrich

Tietze 1993). Dabei entstehen aus den Frequenzen (ω_s) der Signalwelle und der zugemischten Welle zwei neue Wellen, deren Frequenzen gerade den Summen- und Differenzfrequenzen der beiden Ausgangswellen entsprechen:

$$\text{Gl. 3-1} \quad I_{\text{Misch}}(t) = \cos(\omega_s t) \cdot \cos(\omega_{LO} t) = \frac{1}{2} \cos((\omega_s - \omega_{LO}) t) + \frac{1}{2} \cos((\omega_s + \omega_{LO}) t)$$

Durch die Wahl der Frequenz des Lokaloszillators können Summen- und Differenzfrequenz beliebig gewählt werden. Bei den in der Nachrichtentechnik als Überlagerungsempfänger bezeichneten Vorrichtungen erfolgt die Umsetzung mittels Mischstufe in einen niederfrequenten Zwischenfrequenzbereich (ZF)

Diesem Schema folgen auch die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Vorrichtungen TraGoM und PhaGoM. Im ersten Fall wird eine Absorptionsmaske als lokaler Oszillator verwendet. Im zweiten Ansatz wird ein Transmissionsgitter verwendet. Die Frequenz des lokalen Oszillators entspricht dabei jeweils der Gitterkonstante.

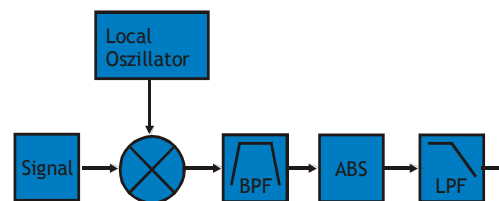


Abbildung 3-1: Blockdiagramm des im Text beschriebenen Überlagerungsempfängers. Dem Mischer schließt sich zur Demodulation von AM Signalen ein Bandpassfilter, ein Gleichrichter und ein Tiefpassfilter an.

3.2 Optisches Mischen mit Transmissionsgitter (TraGoM)

Das Prinzip des Mischens mit periodischen Strukturen ist in der Optik unter dem Begriff Moire-Muster bekannt. Um es für die LOCT zu nutzen, wird vor dem Bildsensor ein Transmissionsgitter platziert (Abbildung 3-2). Es soll angenommen werden, dass das Gitter ein sinusförmiges Transmissionsprofil in Ausdehnungsrichtung des Sensors aufweist. Proben- und Referenzlicht werden unter relativ großem Winkel α auf dem Gitter überlagert. Dadurch wird eine entsprechend große Laufzeitdifferenz und Messtiefe erreicht. Wenn die Gitterfrequenz jetzt so eingestellt wird, dass sie in der Nähe der Trägerfrequenz der Intensitätsmodulation liegt, entstehen hinter dem Gitter, bzw. auf dem Sensor relativ niederfrequente Differenzfrequenzen. Diese können nun auch mit einem Sensor mit wenigen Bildelementen abgetastet werden. Allerdings entstehen beim Mischen auch störende Terme mit höheren Frequenzen, die in den aus der Nachrichtentechnik bekannten Überlagerungsempfängern leicht durch einen Tiefpassfilter unterdrückt werden können.

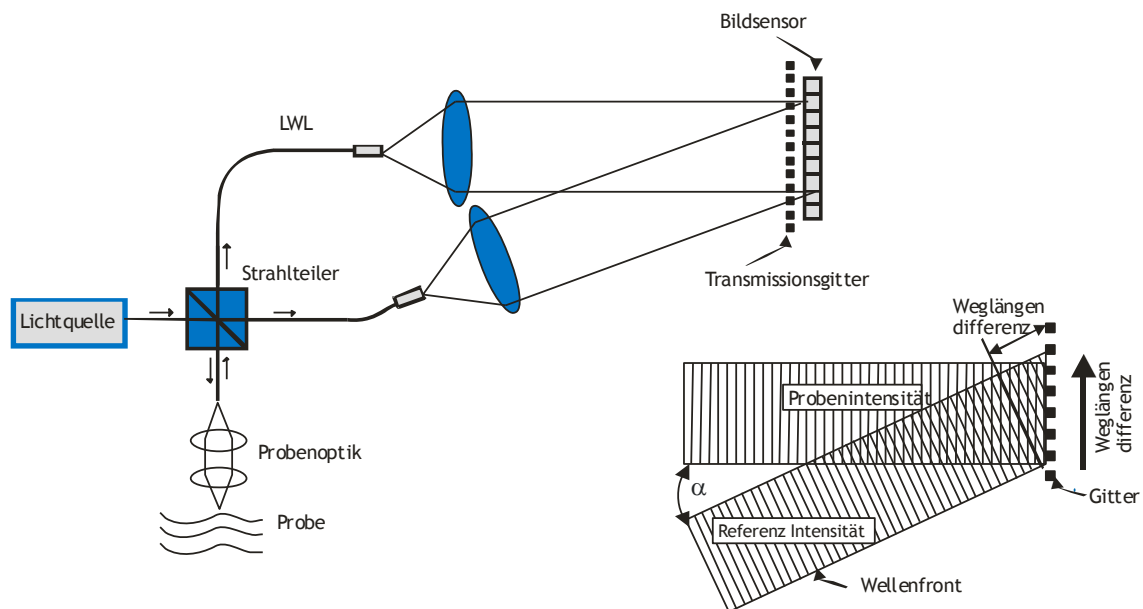


Abbildung 3-2: Prinzipskizze eines Aufbaus für das optische Mischen mit Transmissionsgitter

3.2.1 Tiefpassfilterung

Dieser Tiefpassfilter kann für die LOCT durch den Bildsensor selbst gebildet werden. Um Intensitäten messen zu können, müssen die Pixel stets eine endliche Breite aufweisen. Die im Kapitel 2.6 angenommene Abtastung durch einen Kamm aus Dirac Funktionen war also stark vereinfacht.

In einem ersten Schritt kann angenommen werden, dass die Pixel des Sensors die Intensitäten von ihrem linken bis zu ihrem rechten Rand integrieren. Die Abtastung erfolgt dann durch einen Kamm aus Rechteckfunktionen mit der Breite P . Mathematisch entspricht dies einer Faltung mit der Rechteckfunktion:

$$\text{Gl. 3-2} \quad I_s(x) = \text{rect}\left(\frac{x}{P}\right) \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n \cdot P) \cdot I(x)$$

Das daraus gewonnene Spektrum ist:

$$\text{Gl. 3-3} \quad i_s(f_x) = \text{SinC}(\pi \cdot f_x \cdot P) \frac{1}{X_S} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i\left(f_x - \frac{n}{P}\right)$$

Dies ist das Spektrum der idealen Abtastung, gewichtet mit einem Faktor, welcher die Sinc-Funktion ($\sin(x)/x$) beinhaltet. Anschaulich bedeutet dies, dass jetzt eine Abhängigkeit der gemessenen Amplituden von der Frequenz des Signals entsteht. Für $x = \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$ wird der Wert $\text{SinC}(x)$ Null.

Allgemein kann man sagen, dass der Dirac-Kamm mit der Impulsantwort des Sensors gefaltet werden muss, um die Übertragungsfunktion des Sensors zu berechnen. Für optische Systeme wird die Impulsantwort häufig als Punktspreizfunktion (PSF) bezeichnet. Die Fouriertransformierte der PSF wird in der Optik als Modulationstransferfunktion oder MTF bezeichnet. Sie beschreibt als Funktion der Frequenz, mit welchen Amplituden örtliche Intensitätsmodulationen erfasst werden. Auf zeitkontinuierliche Signale übertragen entspricht die MTF dem Frequenzgang eines Messsystems.

Sensoren mit rechteckigem Empfindlichkeitsverlauf können technisch nicht hergestellt werden, weil es zu Diffusionsprozessen der generierten Elektronen in dem Halbleiter in Nachbarpixeln kommt. Dieses Übersprechen zwischen den Pixeln führt zu einem kontinuierlicheren Verlauf der Empfindlichkeitsfunktion $E(x)$ der Pixel. In Kapitel 4.2.4 dieser Arbeit werden Messungen vorgestellt, die zeigen, dass die Impulsantwort der Bildsensoren die Form einer Glockenkurve hat. Wenn man diese durch eine Gaußfunktion approximiert, hat auch das Spektrum des abgetasteten Signals die Form einer Gaußfunktion und fällt monoton gegen Null. Damit ist die MTF im Prinzip als Tiefpassfilter für die räumlichen Intensitätsmodulationen geeignet.

3.2.2 Lösung für kohärente Quellen

Nachdem die Zusammenhänge beim Abwärtsmischen von Interferogrammen anschaulich beschrieben wurden, soll dieser Vorgang jetzt noch einmal analytisch beschrieben werden. Die Betrachtung schließt an die Darstellung der Verhältnisse bei der Linearen OCT aus Kapitel 2.5 an. Es wird wieder angenommen, dass das Probenlicht I_p senkrecht auf das Gitter trifft und mit dem Referenzlicht I_R einen Winkel α einschließt. Vor der Maske entsteht dann die mit Gl. 2-26 beschriebene Intensitätsverteilung. Jetzt wird allerdings der Winkel α so gewählt, dass eine Weglängendifferenz von einigen Millimetern über den Sensor hinweg entsteht. Damit wird die Trägerfrequenz zu groß, um noch von dem Bildsensor abgetastet werden zu können.

Vor den Pixeln des Sensors befindet sich eine zusätzliche Maske, die eine sinusförmige Intensitätsmodulation bewirkt. Die Maskenfunktion $B(x)$ sei gegeben durch:

$$\text{Gl. 3-4} \quad B(x) := \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(k_M x)$$

Dabei bezeichnet k_M die „Wellenzahl“ der Maske. Durch Multiplikation der Maskenfunktion mit Gl. 2-22 lässt sich die räumliche Intensitätsverteilung I'_{TraGoM} hinter dem Gitter berechnen.

$$\text{Gl. 3-5} \quad I'_{\text{TraGoM}}(x) = \left[I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - k \cdot x \cdot \sin \alpha) \right] \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(k_M x) \right)$$

Ausmultiplizieren ergibt:

$$\text{Gl. 3-6} \quad I'_{\text{TraGoM}}(x) = \frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{1}{2}(I_P + I_R) \cos(k_M x) + \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - k \cdot x \cdot \sin \alpha) + \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - k \cdot x \cdot \sin \alpha) \cdot \cos(k_M x)$$

Der Term in der zweiten Zeile kann mit dem Additionstheorem expandiert werden:

$$\text{Gl. 3-7} \quad I'_{\text{TraGoM}}(x) = \frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{1}{2}(I_P + I_R) \cos(k_M x) + \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - k \cdot x \cdot \sin \alpha) + \frac{1}{2} \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \left(\frac{\cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - k_M))}{\cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha + k_M))} \right)$$

Die Terme der Gleichung sollen jetzt einzelnen diskutiert werden:

$\frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{1}{2}(I_P + I_R) \cos(k_M x)$ entspricht dem durch die Maske transmittierten Untergrund des ursprünglichen Signals. Dieser ist jetzt mit der Maskenfrequenz moduliert. Da der Untergrund in der OCT typisch sehr viel größer als die Interferenzen ist, könnte sich der mit k_p modulierte Anteil störend auswirken. Dieser lässt sich allerdings leicht entfernen, wenn die Maskenfrequenz gerade als ganzzahliges Vielfaches m der Pixelfrequenz k_p des Bildsensors gewählt wird.

$$\text{Gl. 3-8} \quad B(x) = \frac{1}{2} (1 + \cos(m k_p x))$$

$k_p = 2\pi/P$ ist hier die „Wellenzahl“ des Zeilensensors, dessen Pixel die Breite P haben. Wenn man m als natürliche Zahl größer Eins wählt wird immer eine ganzzahlige Anzahl Perioden des mit der Pixelfrequenz modulierten Untergrunds auf die Pixel treffen. Dann sind die Beiträge der Untergrundintensität in allen Pixeln gleich groß und es entsteht ein konstantes Untergrundsignal.

Der Term $\sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - k \cdot x \cdot \sin \alpha)$ entspricht dem Anteil der ursprünglichen Intensitätsverteilung, der unbeeinflusst durch die Maske transmittiert wurde. Er entsteht dadurch, dass der Mittelwert der Maskenfunktion nicht Null ist. Der entsprechende Term taucht in der elektrischen Signalverarbeitung in der Regel nicht auf, weil dort, anders als in der Optik, mit einem um Null oszillierenden Sinussignal gemischt wird. Für den hier betrachteten Fall ist dieser Anteil allerdings so hochfrequent, dass er von dem Bildsensor nicht abgetastet werden kann. Allerdings

entfällt die Hälfte der Amplitude auf diesen Term, so dass sich der Kontrast der übrigen Terme halbiert.

Der Term $\frac{1}{2}\sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - k_M))$ entspricht dem beim Mischen entstehenden Differenzterm. Im Vergleich zu Gl. 2-22 erkennt man, dass die Amplitude der Modulation nur ein Viertel so groß ist wie ohne Maske. Da sich auch der Untergrund der Intensität halbiert, reduziert sich der Kontrast allerdings lediglich auf 50%.

Der Term $\frac{1}{2}\sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha + k_M))$ entspricht der beim Mischen entstehenden Summenfrequenz. Da die Maskenfrequenz k_M ähnlich zu der Trägerfrequenz $k \sin(\alpha)$ gewählt wird, ist die Summenfrequenz ein Mehrfaches der Pixelfrequenz und daher von dem Bildsensor ebenfalls nicht detektierbar. Allerdings entfällt ein weiteres Viertel der Intensitätsmodulation auf diesen Anteil. Er steht daher für die eigentliche Messung nicht zur Verfügung und reduziert den erreichbaren Interferenzkontrast um weitere 25%.

Wenn man jetzt alle hochfrequenten Terme, die nicht von dem Bildsensor detektiert werden können, in der Größe R zusammenfasst, vereinfacht sich Gl. 3-7 folgendermaßen:

$$\text{Gl. 3-9} \quad I'_{\text{TraGoM}}(x) = \frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{1}{2}\sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - k_M)) + R$$

Zusammenfassend stellt man fest, dass durch Einfügen einer cosinusförmigen Maskenfunktion Intensitätssoszillationen in der Umgebung der Maskenfrequenz detektierbar werden, während ohne Maske höherfrequente Intensitätssoszillationen durch die MTF des Bildsensors sehr stark gedämpft werden. Die Gesamtintensität wird zunächst durch Transmissionsverluste um 50% reduziert. Wegen der in die Summenfrequenz gemischten Anteile halbiert sich die Amplitude der Oszillation um einen zusätzlichen Faktor 2. Der Modulationskontrast hinter der Maske reduziert sich damit auf 50 %.

3.2.3 Vergleich mit einer Rechteckmaske

Statt eines sinusförmigen kann auch ein rechteckiges Transmissionsprofil für die Maske verwendet werden. Letzteres ist technisch leichter herzustellen. Die Beschreibung der Maskenfunktion erfolgt bei einer Rechteckmaske in Form einer Fourierreihenentwicklung, die für eine symmetrische Rechteckfunktion mit einer Amplitude und einem Offset von jeweils 0,5 folgende Form annimmt:

$$\text{Gl. 3-10} \quad B(x) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos(\kappa_M x) - \frac{2}{3\pi} \cos(3\kappa_M x) + \frac{2}{5\pi} \cos(5\kappa_M x) - \dots$$

Die Multiplikation mit der analog zu den Ausführungen in Kapitel 3.2.2 definierten räumlichen Intensitätsverteilung ergibt:

$$\begin{aligned}
 I'_{\text{TraGoM}\square} &= \frac{1}{2}(I_P + I_R) + (I_P + I_R) \frac{2}{\pi} \cos(\kappa_M x) - (I_P + I_R) \frac{2}{3\pi} \cos(3\kappa_M x) + \dots \\
 &\quad \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - k \cdot x \cdot \sin \alpha) + \\
 &\quad + \frac{2}{\pi} \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \left(\begin{array}{l} \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - \kappa_M)) + \\ \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha + \kappa_M)) \end{array} \right) \\
 \text{Gl. 3-11} \quad &\quad - \frac{2}{3\pi} \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \left(\begin{array}{l} \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - 3\kappa_M)) + \\ \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha + 3\kappa_M)) \end{array} \right) \\
 &\quad + \frac{2}{5\pi} \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \left(\begin{array}{l} \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - 5\kappa_M)) + \\ \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha + 5\kappa_M)) \end{array} \right) \\
 &\quad - \dots
 \end{aligned}$$

In der ersten Zeile sind alle Terme, die sich aus der Multiplikation des Untergrunds der Intensitätsverteilung (I_P+I_R) mit der Maskenfunktion ergeben, zusammengefasst. In der zweiten Zeile ist der Term, der sich aus der Multiplikation mit dem Offset der Maske ergibt. In der dritten bis fünften Zeile sind die Summen- und Differenzfrequenzterme der ersten drei harmonischen Frequenzen der Maskenfunktion notiert.

Unter der Voraussetzung, dass die Maskenfrequenz wieder als ganzzahliges Vielfaches der Pixelfrequenz gewählt wird, brauchen die Terme der ersten Reihe nicht berücksichtigt zu werden. Weiterhin soll wieder angenommen werden, dass die Frequenz der Intensitätsmodulation in der Größenordnung der Maskenfrequenz ist, sodass die Differenzfrequenz deutlich kleiner als die Pixelfrequenz wird. Dann sind die die Summen- und Differenzfrequenzen der harmonischen Terme wesentlich größer als die Pixelfrequenz. Die jenseits der Nyquistgrenze liegenden Terme können vom Sensor nicht detektiert werden und werden in der Größe R zusammengefasst. Damit vereinfacht sich der Ausdruck erheblich:

$$\text{Gl. 3-12} \quad I'_{\text{TraGoM}\square} = \frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{2}{\pi} \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \left[\cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - \kappa_M)) \right] + R$$

Beim Vergleich mit Gl. 3-9 wird deutlich, dass bei der Verwendung einer Rechteckmaske eine 27% höhere Amplitude in der Differenzfrequenz erreicht werden kann. Bei der Verwendung einer Sinusmaske liegt der maximale Kontrast bei 50%. Mit einer Rechteckmaske dagegen können bis zu $2/\pi = 64\%$ erreicht werden. Verglichen mit einer Sinusmasken ist die Rechteckmaske für das TraGoM also die günstigere Wahl, die zudem auch experimentell einfacher zu realisieren ist.

3.2.4 Lösung für Quellen mit kurzer Kohärenzlänge

Die bisherigen Betrachtungen gelten für monochromatisches Licht. Für die spektrale Dichteverteilung $S(k)$ der Lichtquelle wird die in Kapitel 2.1 eingeführte Gaußverteilung angenommen. Für die Integration über k sollen nur die Terme Berücksichtigung finden, die auch tatsächlich von dem Bildsensor detektiert werden können (Gl. 3-9):

$$I_{\text{TraGoM}} = \frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{1}{2}\sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k}$$

Gl. 3-13

$$\cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos(k \cdot \Delta z - x \cdot (k \cdot \sin \alpha - \kappa_M)) dk$$

Die Lösung des Integrals (Anhang A) ergibt:

$$I_{\text{TraGoM}}(x) = \frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \cdot \left(\frac{z-x \cdot \sin \alpha}{l_c}\right)^2}$$

Gl. 3-14

$$\cdot \cos[k_0 \cdot \Delta z - x \cdot (k_0 \cdot \sin \alpha - \kappa_M)]$$

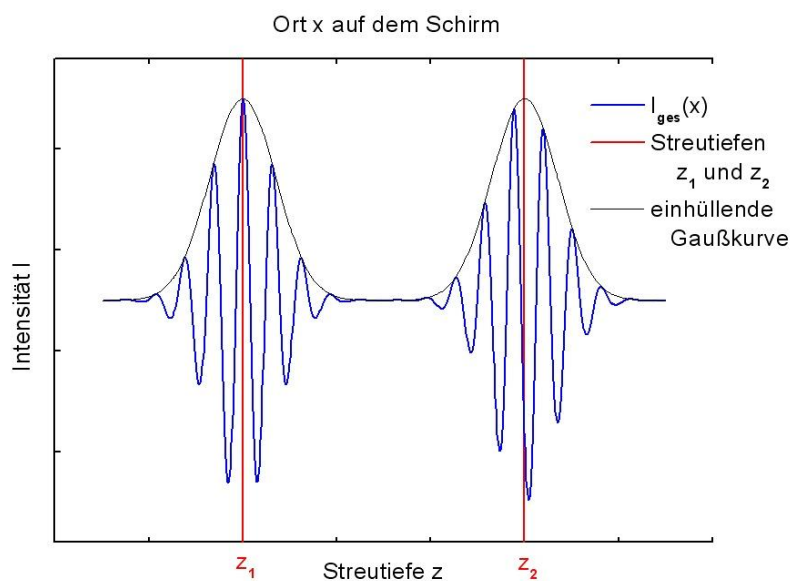


Abbildung 3-3: Intensitätsverteilung in der Bildsensorebene für zwei Weglängendifferenzen zwischen Proben- und Referenzarm.

Die Funktion $I_{\text{TraGoM}}(x)$ beschreibt die Intensitätsverteilung auf dem Bildsensor. Abbildung 3-3 zeigt $I_{\text{TraGoM}}(x)$ für zwei Streutiefen z_1 und z_2 im Probenarm. Diese ist der in Kapitel 2.5 gefundenen Intensitätsverteilung für das LOCT sehr ähnlich. Sowohl die Weglängen als auch die Kohärenzlänge skalieren wieder mit $2/\sin(\alpha)$. Geändert hat sich jetzt allerdings die Trägerfrequenz der Intensitätsmodulation $\cos[k_0 \cdot \Delta z - x \cdot (k_0 \cdot \sin \alpha - \kappa_M)]$.

Die Frequenz der Modulation entspricht der Differenz aus der Frequenz der Intensitätsmodulation vor der Maske und der Raumfrequenz der Maske. Der Phasenfaktor $k_0 \Delta z$ bestimmt lediglich die Lage der Sinusoszillation relativ zur Einhüllenden. Wie man in Abbildung 3-3 sieht bleiben die Maxima der einhüllenden Gaußkurven an den tatsächlichen Reflexionsstellen z_1 und z_2 aber unabhängig von der Phasenlage.

3.3 Optisches Mischen mit Phasengitter (PhaGoM)

Ein fundamentaler Nachteil des im vorherigen Kapitel beschriebenen Ansatzes zum optischen Mischen ist der durch die Transmissionsmaske bedingte Intensitäts- und Kontrastverlust. Dieser entsteht, weil die Hälfte des Lichts von dem Transmissionsgitter absorbiert wird und daher auf dem Bildsensor nicht mehr zur Verfügung steht. Ein weiteres Viertel wird in die Summenfrequenz gemischt und kann vom Detektor nicht mehr erfasst werden. Es stellt sich daher die Frage, ob es auch andere Wege gibt, mit denen ein optisches Mischen möglich ist.

Abbildung 3-4 zeigt einen Aufbau, bei dem statt einem Absorptionsgitter ein Phasengitter verwendet wird, um die Trägerfrequenz des OCT-Signals zu reduzieren. Der Bildsensor ist hier im Fernfeld des Gitters platziert. Das Probenlicht trifft senkrecht auf das Gitter und nur die nullte Beugungsordnung erreicht den Bildsensor.

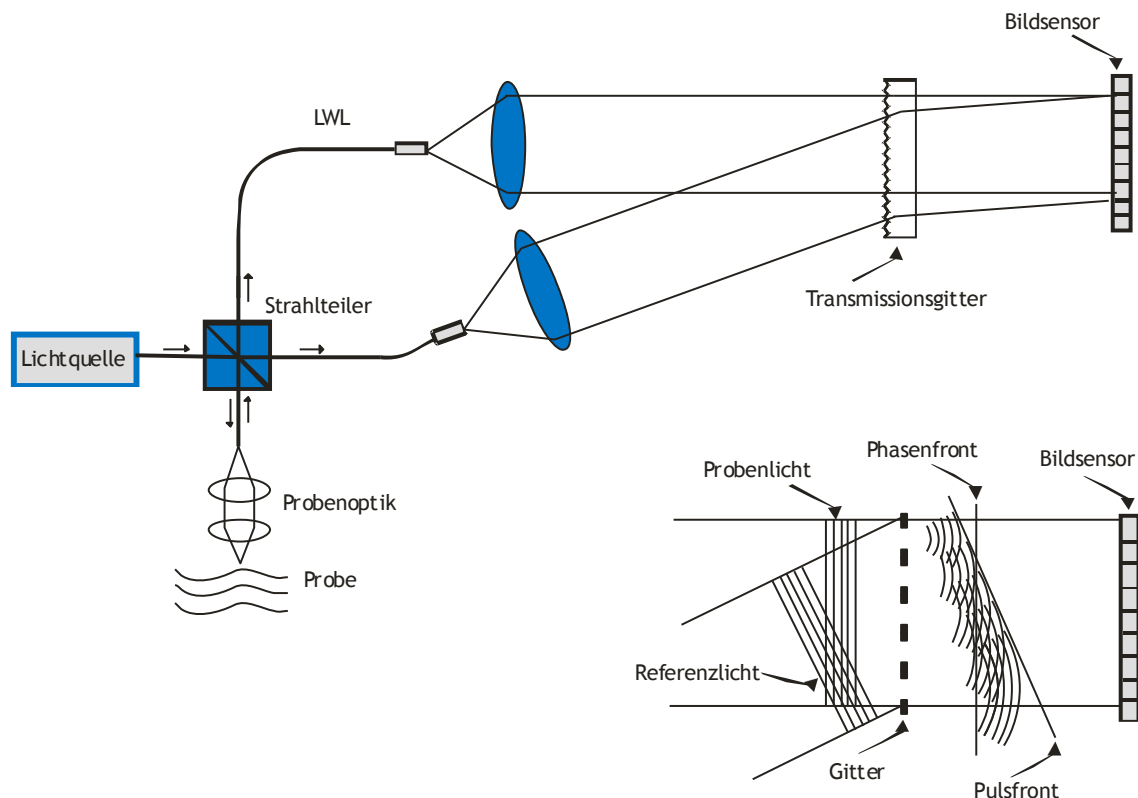


Abbildung 3-4: Aufbauschema eines Linearen OCT mit Phasengitter zum optischen Mischen in ein Zwischenband.

Das Referenzlicht trifft unter einem Winkel α zur Normalen auf das Gitter. α ist so gewählt, dass eine Weglängendifferenz von einigen Millimetern über das Gitter hinweg entsteht. Die Gitterkonstante wird so gewählt, dass die erste Beugungsordnung des Referenzlichts unter einem viel kleineren Winkel β auf den Bildsensor trifft. Dort überlagert sich das Referenzlicht mit dem normal einfallenden Probenlicht. In Abbildung 3-4 sind die so entstehenden Verhältnisse skizziert. Für eine monochromatische Lichtquelle mit langer Kohärenzlänge würde sich auf dem Bildsensor eine fortgesetzt sinusförmig modulierte Intensitätsverteilung einstellen.

Bei kurzkohärenten Quellen kann es aber nur dort zu Interferenzen kommen, wo die Laufstrecken der beiden Anteile gleich sind. Auf die Lage der Laufzeiten im Referenzstrahl hat die Beugung am Gitter keinen Einfluss. Die Ebenen gleicher Laufzeiten, in der Abbildung als Pulsfront bezeichnet, liegen auch hinter dem Gitter parallel zu der Lage der ursprünglichen Phasenfronten.

Die primäre Wirkung des Gitters in diesem Aufbau ist also die Trennung der Phasenfronten von den Laufzeitfronten. Das Verkippen der Phasenfronten führt zu einer Reduzierung der Trägerfrequenz des OCT-Signals in der Detektorebene. Diese Zusammenhänge sollen jetzt noch einmal mathematisch beschrieben werden.

3.3.1 Lösung für kohärente Quellen

Proben- und Referenzlicht treffen als ebene Wellenfronten auf das Gitter, werden gebeugt und überlagern sich zu einem Interferenzmuster auf dem Bildsensor. Gesucht ist die Funktion $I_{\text{PhaGoM}}(x)$, die die räumliche Intensitätsverteilung auf dem Schirm beschreibt. In Abbildung 3-5 sind die Richtungen der Wellenfronten dargestellt.

Obwohl die Probenwelle auch am Gitter gebeugt wird, soll nur ihr ungebeugter Anteil (nullte Ordnung) betrachtet werden. Dieser trifft auf allen Punkten des Detektors gleichzeitig ein.

Die Referenzwelle dagegen wird gebeugt (erste Ordnung), sodass ihre Wellenfronten schräg auf dem Schirm eintreffen. Das Koordinatensystem wird für die Betrachtungen so gelegt, dass nur eine Abhängigkeit in x-Richtung (k_{Rx}) betrachtet werden muss.

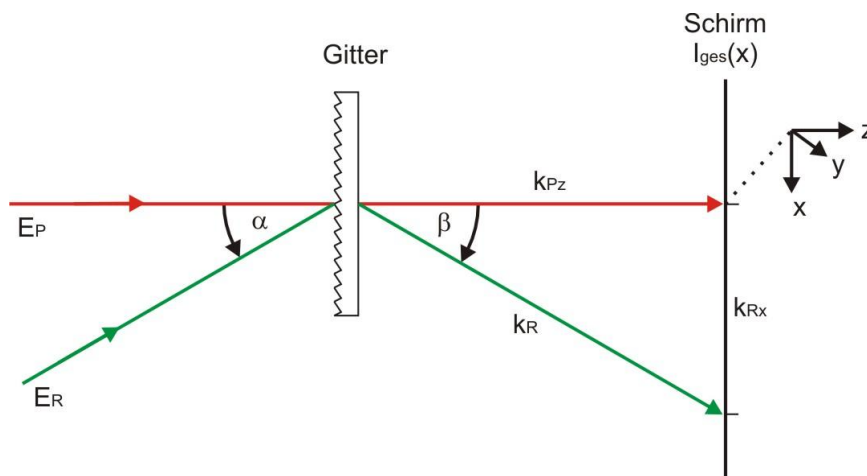


Abbildung 3-5: Bezeichnung der Winkel und Strecken, wie sie zur formalen Beschreibung der Nachweisoptik verwendet werden.

Dann folgt analog zu Gl. 2-21:

$$\text{Gl. 3-15} \quad I'_{\text{PhaGoM}}(x) = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \cos[k_{Pz} \cdot \Delta z - k_{Rx} \cdot x]$$

Für k_{Rx} gilt folgender geometrischer Zusammenhang:

$$\text{Gl. 3-16} \quad k_{Rx} = k \cdot \sin \beta$$

Stellt man die Gittergleichung (Hecht 2009) nach $\sin(\beta)$ um und setzt sie in Gleichung Gl. 3-16 ein, erhält man:

$$\text{Gl. 3-17} \quad k_{\text{Rx}} = k \cdot (m \cdot g \cdot \lambda - \sin \alpha) = 2\pi \cdot m \cdot g - k \cdot \sin \alpha$$

Damit ergibt sich:

$$\text{Gl. 3-18} \quad I'_{\text{PhaGoM}} = I_{\text{P}} + I_{\text{R}} + 2 \cdot \sqrt{I_{\text{P}} \cdot I_{\text{R}}} \cdot \cos[(2 \cdot \pi \cdot m \cdot g - k \cdot \sin \alpha) \cdot x + k \cdot z]$$

Das Ergebnis gleicht damit denen für den TraGoM-Aufbau gefundenen Zusammenhängen. Die Summenfrequenzen und die Terme höherer Ordnung gibt es hier im Prinzip auch. Dazu müsste man die weiteren Beugungsordnungen des Referenzlichts am Gitter berücksichtigen. Anders als beim TraGoM kann man hier allerdings konstruktiv dafür sorgen, dass diese Anteile den Bildsensor nicht erreichen.

3.3.2 Lösung für Quellen mit kurzer Kohärenzlänge

Die bisherigen Betrachtungen gelten für monochromatisches Licht. Für die spektrale Dichteverteilung $S(k)$ der Lichtquelle wird wieder die in Kapitel 2.5 eingeführte Gaußverteilung eingesetzt und über k integriert:

$$\text{Gl. 3-19} \quad I_{\text{PhaGoM}} = I_{\text{P}} + I_{\text{R}} + 2 \cdot \sqrt{I_{\text{P}} \cdot I_{\text{R}}} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos[(2 \cdot \pi \cdot m \cdot g - k \cdot \sin \alpha) \cdot x + k \cdot z] dk$$

Der Lösungsweg für dieses Integral findet sich im Anhang A. Die Funktion $I_{\text{PhaGoM}}(x)$ beschreibt die Intensitätsverteilung in der Bildsensorebene:

$$\text{Gl. 3-20} \quad I_{\text{PhaGoM}}(x) = I_{\text{P}} + I_{\text{R}} + 2 \cdot \sqrt{I_{\text{P}} \cdot I_{\text{R}}} \cdot e^{-\ln 2 \cdot \left(\frac{z-x \cdot \sin \alpha}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[(2 \cdot \pi \cdot m \cdot g - k_0 \cdot \sin \alpha) \cdot x + k_0 \cdot z]$$

Das Ergebnis ist qualitativ identisch zu dem für das TraGoM gefundenen. Auch hier ist die Trägerfrequenz verglichen mit dem LOCT Ansatz reduziert:

$$\text{Gl. 3-21} \quad \cos[(2 \cdot \pi \cdot m \cdot g - k_0 \cdot \sin \alpha) \cdot x + k_0 \cdot z]$$

Die Frequenz der Modulation entspricht der Differenz aus der Frequenz der Intensitätsmodulation in der Gitterebene und der Frequenz des Gitters. Der Phasenfaktor $k_0 \Delta z$ bestimmt wieder nur die Lage der Sinusoszillation relativ zur Einhüllenden. Darüber hinaus kommt es bei dem PhaGoM System nicht zu einer Reduzierung der Amplituden der Modulation, wie man sie beim TraGoM beobachtet.

3.4 Abschätzung der Messdynamik

Die erreichbare Messdynamik bzw. Sensitivität ist ein zentrales Kriterium für die Qualität von OCT Systemen. Die in der LOCT verwendeten Bildsensoren nehmen dabei eine zentrale Rolle ein.

3.4.1 Die Photonen-Transferfunktion

Eine sehr übersichtliche Darstellung der Leistungsfähigkeit eines Bildsensors ist mit der Photonen-Transferfunktion (Janesick 2002) möglich. Diese standardmäßig zur Spezifizierung von Bildsensoren verwendete Methode wird das Rauschen eines Bildsensors S_{ges} gegen das mittlere Signal I_e aufgetragen. Beide Größen skalieren in 'Anzahl der pro Pixel detektierten Ladungsträger'.

$$\text{Gl. 3-22} \quad S_{\text{ges}}(I_e) = \sqrt{S_{\text{QN}}^2 + S_Y^2 + P_{\text{FPN}}^2 + D_{\text{FPN}}^2}$$

Dabei bezeichnet S_{QN} das Quantenrauschen des Signals, S_Y das Rauschen der

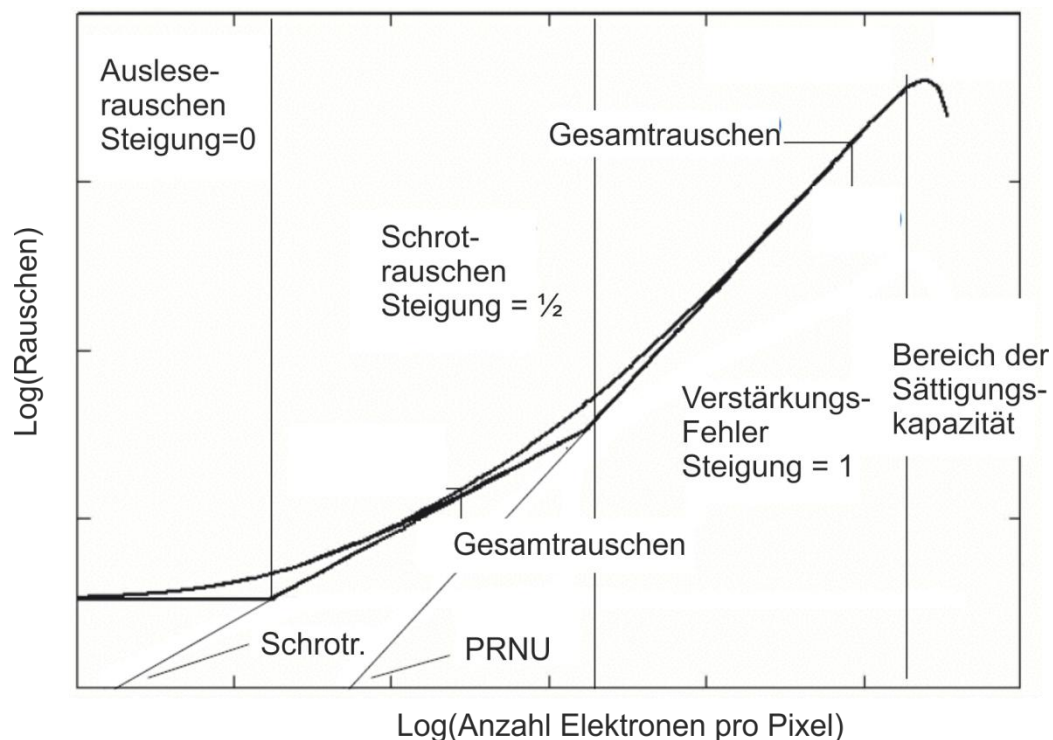


Abbildung 3-6: Photonen-Transferfunktion in exemplarischer Darstellung (Janesick 2002)

Elektronik, P_{FPN} die Unterschiede der Pixelempfindlichkeiten und D_{FPN} die Unterschiede bezüglich der Offsetgrößen.

In Abbildung 3-6 ist eine Photonen-Transferfunktion (PTF) exemplarisch dargestellt. Man erkennt in dem Graphen vier deutlich unterscheidbare Bereiche. Im linken Teil, bei sehr kleinen Intensitäten bzw. Ladungsträgermengen, dominieren die Intensitäts-unabhängigen Rauschgrößen (S_Y). Mit zunehmender Intensität wird das Quantenrauschen (S_{QN}) die dominante Rauschquelle. Es steigt mit der Wurzel der Intensität. Unterschiede in den Empfindlichkeiten der Pixel dagegen erzeugen Messfehler, die

linear mit der Intensität skalieren. Diese werden daher bei noch größeren Signalen zur dominanten Größe.

Bildsensoren können in ihren Pixeln nur eine bestimmte Anzahl von Ladungsträgern aufnehmen. Diese Ladung wird im Englischen als 'Full Well Capacity' (FWC) bezeichnet. Im folgenden Text wird sie Sättigungskapazität genannt. Wenn die maximale Aussteuerung der Pixel erreicht wird, sinkt das Rauschen wieder, weil die Schwankungen durch die Sättigung begrenzt werden. Um eine vollständige Beschreibung der Bildsensoren zu ermöglichen, sollen im Folgenden alle Einflussgrößen abgeleitet werden.

3.4.2 Systematische Fehler der Sensoren

Offsetfehler sind dem gemessenen Signal additiv überlagert. Sie führen auch dann zu messbaren Signalen, wenn der Sensor nicht beleuchtet wird, und werden deshalb auch Dunkelfehler genannt. Reine Offsetfehler, die für alle Pixel gleich sind, wirken sich zunächst nicht nachteilig auf die Messdynamik des Sensors aus. Relevant sind Fehler, die zu unterschiedlichen Dunkelsignalen der einzelnen Pixel führen. Diese werden häufig in der Größe DSNU (Dark Signal Non Uniformity) zusammengefasst. Der Dunkelfehler ist unabhängig von der Beleuchtungsintensität und hat daher in den PTF Diagrammen die Steigung Null.

Da diese Fehler reproduzierbar sind, können sie beseitigt werden. Dazu wird die Lichtquelle ausgeschaltet. Dann wird eine Anzahl von Messungen durchgeführt, aus denen ein Mittelwert gebildet wird. Dieser Datensatz wird als Korrekturvektor gespeichert. Um die Offsetfehler zu beseitigen, wird dieser Vektor von allen folgenden Messungen subtrahiert.

Neben Offsetfehlern weisen Bildsensoren auch Abweichungen zwischen der Empfindlichkeit der einzelnen Pixel auf. Dadurch kommt es selbst bei einer homogenen Bestrahlung zu unterschiedlichen Ausgangsspannungen einzelner Pixel. Diese Messunsicherheit wird in der Größe PRNU (Pixel Response Non Uniformity) zusammengefasst. Die intensitätsproportionalen Fehler entsprechen in einer PTF einer Geraden mit der Steigung Eins.

Zur Beseitigung der Verstärkungsfehler wird der Sensor homogen beleuchtet. Dann wird eine Anzahl Messungen gemacht, die zunächst von Offsetfehlern befreit werden, um anschließend aus dem Mittelwert der Messungen einen Ausgleichsvektor zu berechnen. Um folgende Messungen von Verstärkungsfehlern zu befreien, werden diese durch den Ausgleichsvektor geteilt.

3.4.3 Stochastische Fehler der Sensoren

Bei den stochastischen Fehlern von Bildsensoren muss das Systemrauschen vom Quantenrauschen unterschieden werden.

Das Systemrauschen setzt sich, wie bei anderen elektrischen Schaltkreisen auch, u.a. aus thermischem Rauschen und $1/f$ -Rauschen der Halbleiter zusammen. Neben diesem statistischen Rauschen beobachtet man bei Bildsensoren häufig zusätzliche Störgrößen. Diese stammen z.B. aus dem Übersprechen von benachbarten Logiklei-

tungen oder werden durch die Schaltvorgänge beim Auslesen des Sensors induziert. Weil es sich um Störungen bei diskreten Frequenzen handelt, skalieren diese auch nicht mit der Bandbreite des Systems, sondern haben in erster Näherung einen für den Sensor typischen Wert. Rauschgrößen und nichtstatistische Störsignale bilden einen von der Beleuchtungsstärke unabhängigen Rauschuntergrund, der in der PTF als Anteil mit der Steigung Null auftaucht.

Zum elektronischen Rauschen addiert sich das Quantenrauschen der detektierten Photonen bzw. der aus diesen generierten Elektronen. Wenn das gemessene Signal I_e in Photonen skaliert, lässt sich der statistische Fehler S_{QN} , der bei der Bestimmung der mittleren Photoelektronenströme I_e bei Bildsensoren auftritt, einfach beschreiben:

$$\text{Gl. 3-23} \quad S_{QN} = \sqrt{I_e}$$

In einer PTF hat der quantenrauschenbedingte Beitrag eine Steigung von 0,5.

3.4.4 Sensitivität von OCT Messungen in der Ortsdomäne

Die Sensitivität S einer OCT Messung entspricht der kleinsten nachweisbaren Reflektivität in der Probe. Sie hat einen wesentlichen Einfluss auf die Qualität der Messungen. Daher wird die theoretisch erreichbare Sensitivität im Folgenden abgeleitet. Sie ist von der technischen Realisierung unabhängig und identisch für TD-OCT und LOCT.

Zur Berechnung der Sensitivität soll angenommen werden, dass alle systematischen Messfehler kompensiert wurden und dass die dominante stochastische Rauschquelle das Quantenrauschen des Lichts ist. Diese Voraussetzung kann durch den sorgfältigen Entwurf des OCT Systems sichergestellt werden. Das Quantenrauschen i_{QN} entspricht der Unsicherheit bei der ‚Zählung‘ der Lichtquanten bzw. der Ladungsträger. Dieses bildet eine fundamentale Untergrenze für das Rauschen von OCT Systemen.

Um die folgende Betrachtung universell zu halten, werden alle Signale als zeitabhängig betrachtet. Für TD-OCT Systeme ist das ohnehin der Fall. Aber auch für LOCT-Systeme liegt das Ergebnis der Messung am Ausgang des Bildsensors als zeitabhängiges Signal vor.

Die Sensitivität von OCT Systemen kann als Quotient zwischen dem Signal, das entsteht, wenn in den Probenarm ein Objekt mit einer Reflektivität von 100% eingebracht wird, und dem Rauschuntergrund ohne oder bei sehr geringem Signal definiert werden. Das Signal hat dann gemäß Gl. 2-1 eine Amplitude von:

$$\text{Gl. 3-24} \quad I_{\text{Sig}} = 2\sqrt{I_P I_R} \cdot \gamma$$

Dabei bezeichnet γ den Kohärenzgrad. Das größtmögliche Signal wird bei einem Kohärenzgrad von 1 erreicht. Der Kohärenzgrad sinkt u.a., wenn Proben- und Referenzlicht nicht in derselben Weise polarisiert sind. Auch für das in Kapitel 4.6 beschriebene Common-Path-OCT System ist er reduziert, weil dort nicht-interferenzfähiges Proben- und Referenzlicht auf den Detektor trifft.

Im Folgenden sollen statt der Lichtintensitäten die Ströme betrachtet werden, die von den Lichtquanten generiert werden. Dazu wird der Wirkungsgrad η eingeführt, der ein Maß für die Quanteneffizienz des verwendeten Detektors ist. Die resultierenden Ströme werden mit Kleinbuchstaben benannt.

$$\text{Gl. 3-25} \quad i_{\text{Sig}} = 2\eta\sqrt{I_P I_R} \gamma$$

Bei LOCT Systemen werden durch die MTF der Bildsensoren hohe Raumfrequenzen gedämpft (Kapitel 3.2.1). Bei zeitaufgelöst messenden Systemen würde ein ähnliches Problem auftreten, wenn die Bandbreite der Nachweisvorrichtung zu klein bemessen wäre. Außerdem fällt bei Systemen mit Bildsensoren in der Regel nicht das gesamte Licht auf den Sensor (Kapitel 3.4.6). Daher soll der Wirkungsgrad ρ eingeführt werden, der den Anteil des Detektorarmlichtes bezeichnet, das auf den Sensor gelangt. Damit erweitert sich Gl. 3-25 zu:

$$\text{Gl. 3-26} \quad i_{\text{Sig}} = 2 \cdot \eta \cdot \text{MTF} \cdot \frac{q \cdot \lambda_0}{h \cdot c} \rho \cdot \sqrt{I_P I_R} \gamma$$

Dabei bezeichnet h das Plancksche Wirkungsquantum, q die Elementarladung und c die Lichtgeschwindigkeit. Unter der Annahme, dass alle anderen Rauschquellen wesentlich kleiner als das Quantenrauschen sind, gilt:

$$\text{Gl. 3-27} \quad i_{\text{QN}} = \sqrt{(I_P + I_R) \cdot \eta \cdot \rho \cdot \frac{q \cdot \lambda_0}{h \cdot c} \cdot \sqrt{B}}$$

Wobei q die Elementarladung eines Elektrons, und B die Bandbreite des Systems bezeichnet. Für die weiteren Betrachtungen soll davon ausgegangen werden, dass die Referenzintensität wesentlich größer als die Probenintensität ist. Diese Bedingung lässt sich für alle biologischen Proben erfüllen. Dann vereinfacht sich die Gleichung entsprechend:

$$\text{Gl. 3-28} \quad i_{\text{QN}} \approx \sqrt{I_R \cdot \eta \cdot \rho \cdot q \cdot \frac{q \cdot \lambda_0}{h \cdot c} \cdot \sqrt{B}}$$

Die notwendige Bandbreite für ein TD-OCT Systems wurde bereits in Kapitel 2.1 berechnet, sodass nun die Sensitivität in dB von OCT Systemen angegeben werden kann:

$$S = 20 \log \left(\frac{2 \cdot \text{MTF} \cdot \eta \cdot \rho \cdot \frac{q \cdot \lambda_0}{h \cdot c} \cdot \sqrt{I_P I_R} \cdot \gamma}{\sqrt{I_R \cdot \eta \cdot \rho \cdot q \cdot \frac{q \cdot \lambda_0}{h \cdot c} \cdot \sqrt{B}}}} \right)$$

Gl. 3-29

$$= 20 \log \left(2 \cdot \text{MTF} \cdot \gamma \sqrt{\frac{I_P \cdot \eta \cdot \rho \cdot \lambda_0 \cdot I_c}{h \cdot c \cdot f_{\text{Scan}} \cdot Z_{\text{max}}}} \right)$$

Das Ergebnis zeigt, dass sowohl die Vergrößerung des Messbereichs, der Messgeschwindigkeit, des Wirkungsgrades der Nachweisoptik ρ und des Sensors η als auch die Verbesserung der Messauflösung zu einer Reduzierung der Sensitivität führen. Diese Faktoren gehen mit der Wurzel in die Sensitivität S ein. Ein linearer Zusam-

menhang besteht mit dem Kohärenzgrad γ und der Modulationstransferfunktion MTF. Das Ergebnis zeigt weiterhin, dass die Referenzintensität keinen Einfluss auf die Sensitivität hat, solange sie deutlich größer als die Probenintensität ist.

3.4.5 Messdynamik der Einzelmessung mit Bildsensor

Als nächstes soll die Messdynamik bestimmt werden, die bei OCT Messungen mit linearen Bildsensoren erreicht werden kann. Sie bezeichnet den Quotienten aus dem kleinsten und größten zur gleichen Zeit messbaren Signal. Es wird wieder wie oben von einem quantenrauschenbegrenzten System ausgegangen. Das größte mit einem Bildsensor messbare Signal i_{\max} liegt vor, wenn sowohl Proben- als Referenzlicht jeweils einem Viertel der Sättigungskapazität entsprechen. Die Signalgröße wird wie zuvor durch den Kohärenzgrad γ und die MTF des Bildsensors begrenzt:

$$\text{Gl. 3-30} \quad i_{\max} = 2 \cdot \sqrt{\frac{\text{FWC}}{4} \cdot \frac{\text{FWC}}{4}} \cdot \gamma \cdot \text{MTF}$$

Das kleinste messbare Signal entspricht dem Rauschen, welches in diesem Fall durch das Quantenrauschen der mittleren Ladungsträgermenge gegeben ist:

$$\text{Gl. 3-31} \quad i_{\text{Noise}} = \sqrt{\frac{\text{FWC}}{4} + \frac{\text{FWC}}{4}} \cdot \sqrt{B}$$

Auch hier ist das Rauschen wieder eine Funktion der Bandbreite der Messung B . In Analogie zu Gl. 2-10 kann auch hier die Filterbandbreite als Funktion der Kohärenzlänge l_c und der Messtiefe Δz bestimmt werden. Die Bandbreite ist jetzt allerdings nicht wie in Gl. 2-10 eine Funktion der für eine Messung zur Verfügung stehenden Zeit, sondern skaliert mit Pixel^{-1} und hängt daher jetzt von der Anzahl der Pixel auf dem Bildsensor N_{Pixel} ab:

$$\text{Gl. 3-32} \quad B = \frac{z_{\max}}{l_c \cdot N_{\text{Pixel}}}$$

Damit kann jetzt die Messdynamik in dB für die Einzelmessung mit Bildsensor bestimmt werden:

$$\text{DNR} = 20 \cdot \log \left(\frac{2 \cdot \sqrt{\frac{\text{FWC}}{4} \cdot \frac{\text{FWC}}{4}} \cdot \gamma \cdot \text{MTF}}{\sqrt{\frac{\text{FWC}}{4} + \frac{\text{FWC}}{4}} \cdot \sqrt{l_c \cdot N_{\text{Pixel}}}} \right)$$

Gl. 3-33

$$= 20 \cdot \log \left(\sqrt{\frac{\text{FWC} \cdot l_c \cdot N_{\text{Pixel}}}{2 \cdot z_{\max}}} \cdot \gamma \cdot \text{MTF} \right)$$

3.4.6 Einfluss der Beleuchtungsgeometrie

In den LOCT Systemen sind Proben- und Referenzlicht Gauß'sche Strahlenbündel. Es stellt sich die Frage, welcher Strahldurchmesser gewählt werden soll, um eine möglichst optimale Ausleuchtung des Bildsensors zu erreichen. Abbildung 3-7 zeigt die Intensitätsverteilung auf dem Bildsensor für Strahldurchmesser, deren Halbwertsbreite der halben, ganzen und der doppelten Sensorbreite entsprechen. Der Sensor erstreckt sich von -0,5 bis +0,5 auf der X-Achse des Graphen. Abbildung 3-8 zeigt für die gleichen Fälle den nach Gl. 3-29 berechneten Sensitivitätsverlust in Abhängigkeit von der Position auf dem Sensor.

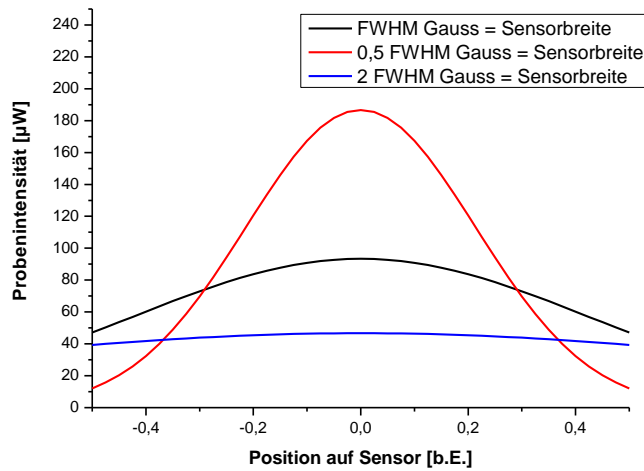


Abbildung 3-7: Intensitätsverteilung auf dem Bildsensor für verschiedene Strahldurchmesser.

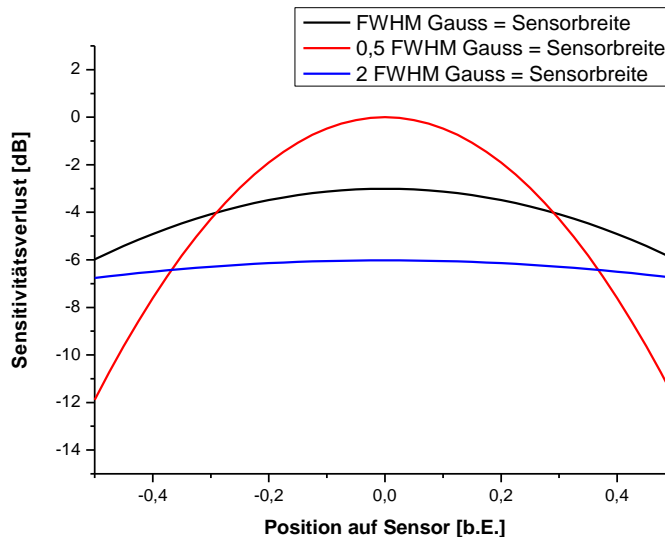


Abbildung 3-8: Sensitivitätsverlust als Funktion des Ortes auf dem Sensor für verschiedene Strahldurchmesser.

Aus Abbildung 3-8 wird deutlich, dass mit schmalen Beleuchtungsprofilen eine größere Sensitivität in der Mitte des Bildsensors erreicht werden kann, gleichzeitig fällt diese dann aber zu den Bildsensorrändern hin steiler ab. Das führt zu erhöhtem Rauschen an der Ober- und Unterseite der Bilder und ist daher unerwünscht.

Wenn ein sehr breites Beleuchtungsprofil gewählt wird, sind die Amplituden über den Bildsensor hinweg ähnlicher und zunächst steigt auch die Sensitivität am Rand des Bildsensors. Allerdings gehen gleichzeitig größere Anteile der zur Verfügung stehenden Lichtmenge verloren, wodurch sich die mittlere Sensitivität reduziert, bis schließlich sogar die Sensitivität am Rand des Bildsensors wieder sinkt.

Der beste Kompromiss wird bei einem Strahldurchmesser erzielt, dessen Halbwertsbreite der Sensorbreite entspricht. Der Anteil des Lichts, das dann noch auf den Sensor trifft, liegt bei 76%.

4 Auslegung und Aufbau

4.1 Der Bildsensor

Als primärer Messwertaufnehmer hat der Bildsensor bei den OCT Systemen mit räumlichem Nachweis einen wesentlichen Einfluss auf die Eigenschaften des Gesamtsystems. Deshalb werden zunächst Kriterien für die Auswahl eines geeigneten Sensors erarbeitet (Kapitel 4.1.1), eine Reihe von Kandidaten ausgewählt und verglichen (Kapitel 4.1.2) und schließlich in Kapitel 4.2 messtechnisch spezifiziert.

4.1.1 Abschätzung der Lichtmengen am Detektor

Zur Bestimmung der Anforderungen an einen Bildsensor für die OCT ist eine Abschätzung der Lichtmenge notwendig, die an den Sensor gelangt. Dazu müssen zunächst einige vorläufige Annahmen gemacht werden. Es soll von einer Leistung der Lichtquelle von 1,0 mW (0 dBm) ausgegangen werden. Diese wird über einen Steckverbinder, für den eine Einfügedämpfung von 1 dB angenommen werden soll, in ein Michelson-Interferometer eingekoppelt. Davon gelangt dann 50% (-3 dB) in den Probenarm. Dort tritt es aus der Faser aus, wird kollimiert und anschließend auf die Probe fokussiert. Ein Teil des gestreuten Lichts gelangt dann zurück in den Lichtwellenleiter. Dabei werden selbst unter günstigen Voraussetzungen, d.h. im Fokus der Probenoptik befindet sich ein Spiegel, nicht mehr als 50% des aus der Faser ausgetretenen Lichts wieder in diese eingekoppelt. Der Probenarm wird außerdem aus praktischen Gründen mit einer abnehmbaren Faser versehen, sodass hier für den Hin- und Rückweg noch einmal jeweils 1 dB Einfügedämpfung anfallen. Das Probenlicht läuft dann noch einmal durch den Strahlteiler, sodass erneut 50% des Lichts verloren geht. In Summe werden also bei einer Reflektivität von 100% im Probenarm lediglich -12 dBm oder $63.2 \mu\text{W}$ zu dem Detektor gelangen. Bei einer Wellenlänge von bei 800 nm entspricht das $3,8 \times 10^{14}$ Photonen pro Sekunde.

Alle hier betrachteten Sensoren sind auf der Basis eines Siliziumprozesses hergestellt worden. Wie Abbildung 4-1 beispielhaft zeigt, ist die Quanteneffizienz dieser Sensoren bis ca. 750 nm konstant und sinkt dann relativ schnell bis ca. 1100 nm gegen Null. Die Quanteneffizienz eines optimierten Sensors liegt bei 830 nm zwischen 40% und 70%.

D.h. $3,8 \times 10^{14}$ Photonen pro Sekunde generieren einen Photostrom von ca. $1,4 \times 10^{14}$ Elektronen pro Sekunde. Um eine Sättigung des Detektors zu vermeiden, sollte das Produkt aus der Sättigungsladung (FWC) und der Ausleserate f_{scan} größer als der Photostrom I_p sein.

Bei einer maximalen Anzahl der Ladungsträger pro Pixel von z.B. 5×10^6 Elektronen entspricht das einer Ausleserate von 28,4 MHz. Messungen haben allerdings gezeigt, dass die Intensität, die bei den medizinischen Anwendungen der OCT (z.B. in der Dermatologie) von der Probe in den Applikator zurückgestreut wird, typischerweise bei nur ca. 1% der eingestrahlten Lichtleistung liegt.

Zu der maximal auftretenden Probenintensität muss allerdings noch die Lichtleistung aus dem Referenzarm addiert werden. Wie in Kapitel 3.4.4 gezeigt wurde, kann die Referenzintensität eines idealen OCT Systems ohne Einschränkung der Sensitivität reduziert werden, solange sie größer als die Probenintensität bleibt. In zeitaufgelösten OCT Systemen wird von dieser Möglichkeit in der Regel kein Gebrauch gemacht, da die verwendeten Photodioden bei den hier diskutierten Strömen noch deutlich linear arbeiten. Für OCT Systeme mit Bildsensoren hingegen ermöglicht die Reduzierung der Referenzintensität gleichzeitig eine Reduzierung der notwendigen Ausleserate. Für die Untersuchung biologischer Proben ist es möglich, die Referenzintensität auf z.B. 4% der maximalen zu senken. Dann prägt diese immer noch deutlich die Gesamtintensität am Detektor, der jetzt aber nur $5,6 \times 10^{12}$ Elektronen pro Sekunde verarbeiten muss. Im obigen Beispiel eines OCT-Systems mit 1 mW Strahlungsquelle ist daher eine Ausleserate von 1,1 MHz sinnvoll.

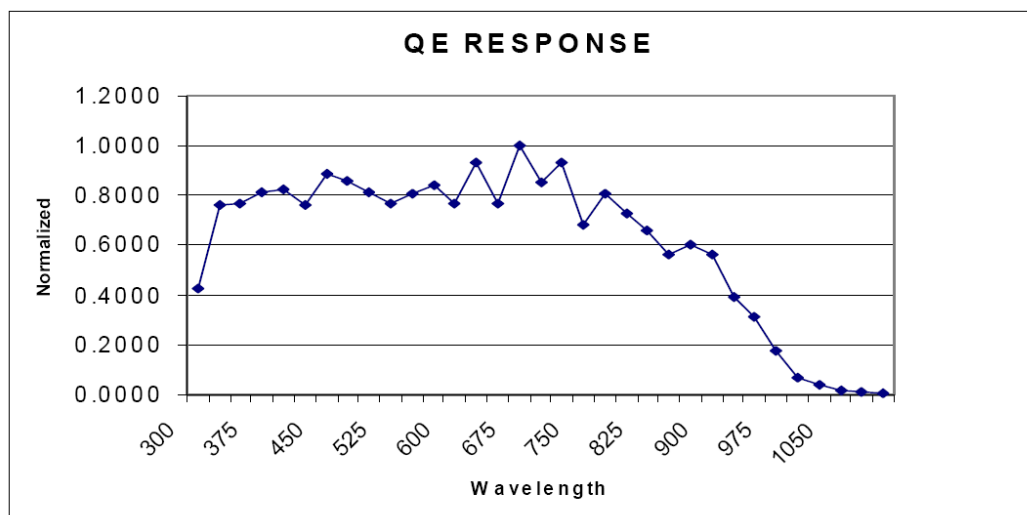


Abbildung 4-1: Quanteneffizienz des LIS 1024 Bildsensors. Der Graph ist auf die bei 675 nm erreichte Quanteneffizienz von 65% normiert. Für eine Wellenlänge von 830 nm kann aus dem Graphen eine Quanteneffizienz von 0,39 ermittelt werden (aus dem Datenblatt des Photon Vision Systems LIS 1024).

4.1.2 Auswahlkriterien

Die Messtiefe der LOCT Systeme skaliert mit der **Anzahl der Pixel** auf dem Sensor. Um die angestrebten Messtiefen im Millimeterbereich mit den TraGoM- und PhaGoM-Systemen zu erreichen, sind mindestens 1024 Pixel auf dem Sensor erforderlich.

Die **Geometrie** der angebotenen Bildsensoren variiert über einen großen Bereich. Die Breite der Pixel liegt zwischen 4 und $25 \mu\text{m}$, die Höhe der Pixel kann bei Zeilensensoren zwischen $4 \mu\text{m}$ und $2500 \mu\text{m}$ liegen. Für OCT Systeme sind geringe Abstände zwischen den Pixeln wünschenswert, weil dann die Brennweiten der Optik kleiner werden. Das reduziert die Baugröße und die Empfindlichkeit gegenüber etwaigen Winkelfehlern. Die Pixelhöhe dagegen sollte möglichst groß sein, um die Anforderungen an mechanische Toleranzen in dieser Achse reduzieren zu können. Außerdem ist die maximale Anzahl der Ladungsträger pro Pixel proportional zur Pixelgröße, sodass schon aus diesem Grund eine gewisse Mindestgröße erforderlich ist.

In Kapitel 3.4.5 wurde gezeigt, dass die Dynamik der Einzelmessung eine Funktion der Sättigungskapazität (**FWC**) des Bildsensors ist.

Ein weiterer Faktor bei der Auswahl ist die räumliche Auflösung des Bildsensors (PSF). Aus dieser folgt, wie in Kapitel 3.2.1 dargelegt wurde, direkt der Frequenzgang oder die **MTF** der Sensorzeile. Für die LOCT Systeme ist die Sensitivität proportional zum Quadrat der MTF des Sensors bei der Trägerfrequenz.

Das gegebene Anforderungsprofil engt die Möglichkeiten bei der Auswahl der Sensoren stark ein. So konnte zum Zeitpunkt der experimentellen Arbeiten kein einziger CCD-Sensor gefunden werden, der eine hinreichende FWC aufwies. Es gab allerdings Sensoren auf CMOS Basis, die diese Anforderung erfüllten.

4.1.3 Ausgewählte Sensoren

Die Sensoren **39XX** der Fa. **Hamamatsu** sind passive Diodenzeilensensoren. Das Funktionsprinzip dieser Sensoren ist in Abbildung 4-2 schematisch dargestellt. Die generierten Ladungsträger werden hier in der Sperrschichtkapazität der Photodioden gespeichert. Mittels einer auf dem Sensor integrierten Logikschaltung werden die einzelnen Kondensatoren über FET Schalter auf eine gemeinsame Busleitung gelegt, sodass am Ausgang des Sensors die in der Photodiode gesammelte Ladung gemessen werden kann. Mit diesem Sensortyp können sehr große Sättigungskapazitäten erreicht werden, allerdings führen die Schaltvorgänge in dem Sensor zu einem relativ hohen Ausleserauschen.

Außerdem wurde der Sensor **LIS1024** der Firma **Photon Vision Systems (PVS)** ausgewählt. Er gehört zur Gruppe der in CMOS-Technologie hergestellten Zeilensen-

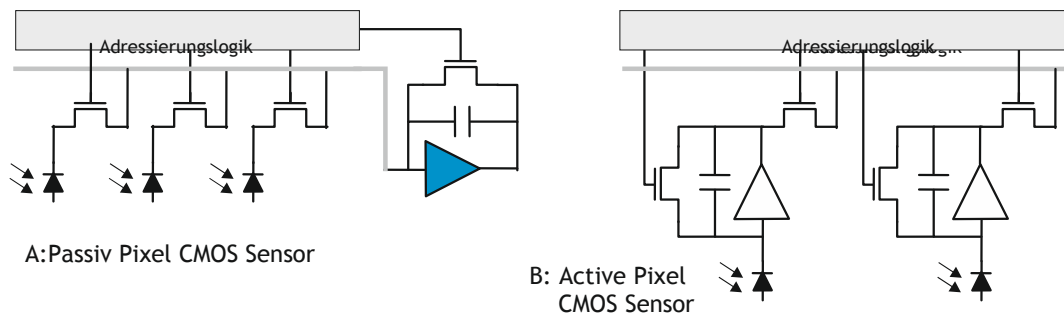


Abbildung 4-2: Prinzip passiver und aktiver CMOS-Bildsensoren.

soren mit aktiven Pixeln. Diese integrieren große Teile der Funktionalität, die vorher außerhalb des Sensors realisiert wurde, monolithisch auf dem Sensorhalbleiter. Deshalb kann, wie in Abbildung 4-2 dargestellt, jedes Pixel mit einer eigenen Ladungsverstärkerschaltung ausgestattet werden. Das hat den Vorteil, dass nun nicht die kleinen photogenerierten Ladungen über die Busleitungen des Sensors geführt werden müssen. Stattdessen werden diese bereits in den Pixeln in Spannungen umgewandelt, bevor sie auf die Busleitung gelegt werden. Dadurch werden die Signale unabhängiger von Störungen durch die Schaltvorgänge und das Übersprechen aus den Logikbaugruppen. Die externe Beschaltung dieses Sensors ist wesentlich

einfacher, da sowohl die analoge Signalaufbereitung als auch die Sensorsteuerung zu wesentlichen Teilen auf dem Sensor selbst realisiert wurden.

Die wesentlichen Eigenschaften der ausgewählten Sensoren sind, soweit sie den Datenblättern der Hersteller entnommen werden konnten, in Tabelle 4-1 zusammengefasst.

| | PVS LIS 1024 | Hamamatsu 3903 | Hamamatsu 3904 |
|---------------------|------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|
| Anzahl Pixel | 1024 | 1024 | 1024 |
| Breite der Pixel | 7,8 μm | 25 μm | 25 μm |
| Höhe der Pixel | 125 μm | 500 μm | 2500 μm |
| Sättigungskapazität | $8 \times 10^6 \text{ e}^-$ | $31,2 \times 10^6 \text{ e}^-$ | $155 \times 10^6 \text{ e}^-$ |
| Eigenrauschen | 700 $\text{e}^- \text{ rms}$ | 2700 $\text{e}^- \text{ rms}$ | 3200 $\text{e}^- \text{ rms}$ |
| QE @830 nm | 0,33 | 0,13 | 0,13 |
| PRNU | $\pm 0,3\%$ | $\pm 3\%$ | $\pm 3\%$ |
| DSNU | $\pm 0,3\%$ | $\sim \pm 3\%$ | $\sim \pm 3\%$ |
| Linearität | 1% @5-75% FWC | 2% @<10% FWC | 2% @<10% FWC |
| Dunkelstrom | 60 ke^-/s | 250 ke^-/s | 900 ke^-/s |
| Preis | 10€ | 2000/5000€ | 2000/5000€ |

Tabelle 4-1: Vergleich der Spezifikationen für die ausgewählten Sensoren. QE bezeichnet die Quanteneffizienz der Sensoren. PRNU und DSNU bezeichnen die Schwankungen der Empfindlichkeit bzw. der Offsetsignale der Pixel untereinander

4.2 Sensoreigenschaften

In diesem Abschnitt werden die ausgewählten Bildsensoren spezifiziert, um einen für die LOCT Systeme optimalen Sensor auszuwählen. Zudem ist der Bildsensor der primäre Messwertaufnehmer der LOCT Systeme und daher ist eine genaue Kenntnis seiner Eigenschaften unerlässlich zur Optimierung der Systeme. Viele der im Folgenden gemessenen Eigenschaften waren von den Herstellern nicht erhältlich (z.B. die MTF).

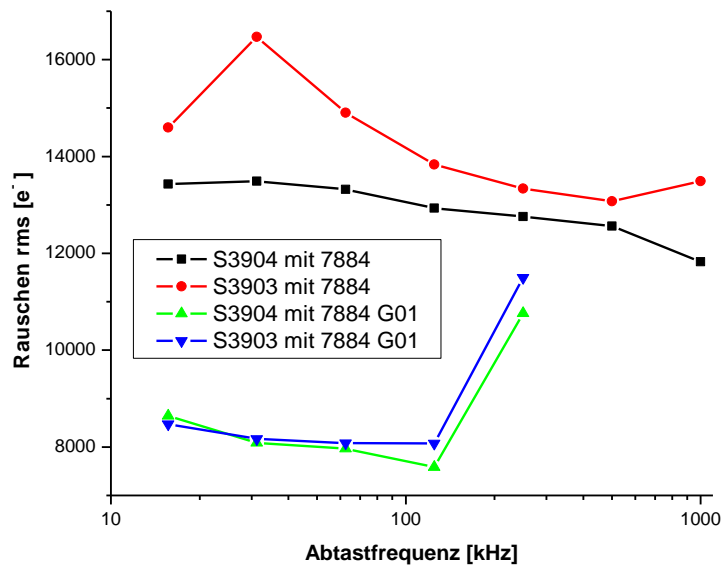


Abbildung 4-3: Detektorrauschen der Hamamatsu 39XX Sensoren jeweils mit Ladungsverstärker (G01) und Spannungsverstärker ausgelesen.

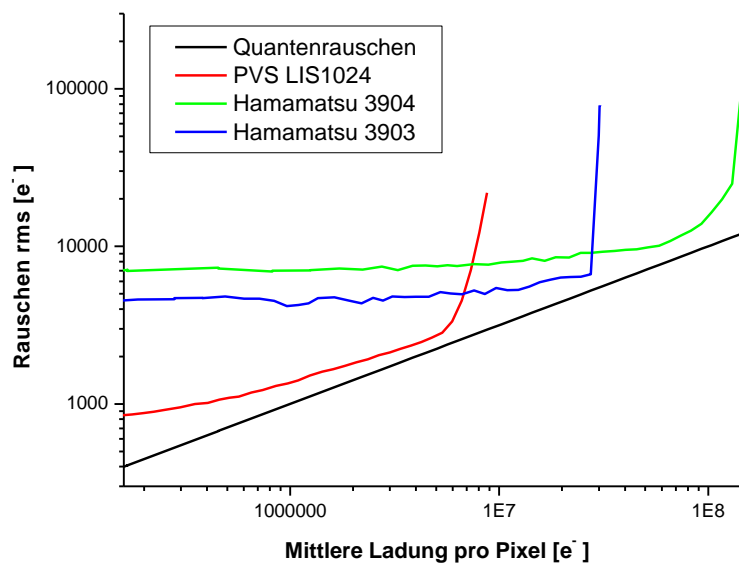


Abbildung 4-4: Photonen-Transfer-Funktion der Hamamatsu Bildsensoren im Vergleich zu dem Photon Vision Systems LIS 1024 Sensor.

4.2.1 Eigenrauschen

Zunächst ist für die Hamamatsu Photodiodenzeilen Sensoren 3904 und 3903 das Detektorrauschen als Funktion der Messfrequenz bestimmt worden. Dazu wurden die Sensoren so montiert, dass sie keinem Licht ausgesetzt wurden. Dann wurden entsprechend der Ausführungen in Kapitel 3.4.2 der mittlere Dunkelstrom der Pixel (DSNU) bestimmt. Anschließend wurde der Sensor erneut ausgelesen, der Korrekturvektor von den Messwerten subtrahiert und dann die Standardabweichung vom Mittelwert der Messwerte berechnet.

Zur Ansteuerung und Signalaufbereitung wurden zwei verschiedene Schaltungen verwendet. Beide wurden von der Fa. Hamamatsu bezogen. Der 7884G01-Treiber ist eine rauscharme Ansteuer- und Verstärkerschaltung für den S39XX-Sensor auf Basis eines Ladungsverstärkers. Die Ausleserate, die mit dem Ladungsverstärker erreicht werden konnte, lag bei 100 kHz. Da dies für die geplante Anwendung nicht ausreichend war, wurde zusätzlich die Signalaufbereitungselektronik mit der Produktnummer 7884 der Firma Hamamatsu erprobt, die Taktraten bis zu 1 MHz zulässt. Um diese Geschwindigkeit zu erreichen, wird die Ladung hier durch einen stärker rauschenden Spannungsverstärker aufbereitet.

Die Ergebnisse für den 3903- und den 3904-Sensor sind für beide Möglichkeiten der Signalaufbereitung in Abbildung 4-3 dargestellt. Das Systemrauschen liegt bei Verwendung des Ladungsverstärkers mit ca. 8000 Elektronen etwa 3dB über den Herstellerangaben und nimmt jenseits von 100 kHz Ausleserate deutlich zu. Bei Verwendung eines Spannungsverstärkers für die Signalaufbereitung liegt das Systemrauschen bei ca. 14000 Elektronen und prägt damit über den ganzen Messbereich des Sensors hinweg das Gesamtrauschen.

4.2.2 Photonen-Transfer-Funktion

In Abbildung 4-4 sind die Photonen-Transfer-Funktionen für den PVS LIS 1024 Sensor sowie die Hamamatsu Diodenzeilensensoren 3904 und 3903 mit Ladungsverstärker dargestellt. Für die Messungen wurden die Sensoren in einer Ulbrichtkugel montiert. Als Lichtquelle dienten drei in Reihe geschaltete Leuchtdioden mit einer Mittenwellenlänge von 830nm, die mit einem Laserdiodentreiber angesteuert wurden. Zunächst wurden Messungen zur Erstellung der Kompensationsvektoren für die DSNU und die unterschiedliche Empfindlichkeit der Pixel (PRNU) erstellt. Alle weiteren Messungen wurden mit diesen Datensätzen von den systematischen Messfehlern befreit. Anschließend wurden Messungen bei unterschiedlichen Belichtungszeiten durchgeführt. Die ausgelesenen Spannungen für die einzelnen Pixel wurden dann nach Herstellerangaben in Elektronen umgerechnet. Neben den Messergebnissen für die einzelnen Sensoren ist in Abbildung 4-4 auch die theoretische Grenze für einen Quantenrauschen-begrenzten Sensor in schwarz eingetragen worden. Es wird deutlich, dass von den passiven Diodenzeilen der 3903 Sensor nie den Bereich des Quantenrauschens erreicht und lediglich der 3904 aufgrund seiner um den Faktor 5 höheren Sättigungskapazität für ein kleines Intervall in diesen Bereich kommt. Die PTF für den CMOS-Sensor mit aktiven Elementen dagegen teilt sich deutlich in drei Bereiche. Bis zu einer mittleren Elektronenzahl von ca. 8×10^5 dominiert das

Elektronikrauschen. Bei größeren mittleren Elektronenzahlen tritt das Quantenrauschen in den Vordergrund. Der nichtlineare Bereich beginnt bei 6×10^6 Elektronen, kurz vor der Sättigung des Sensors. Damit arbeitet der Sensor über ca. eine Dekade hinweg Quantenrauschen-begrenzt.

Aufgrund dieses Kriteriums wurde der PVS LIS1024 für die weitere Verwendung ausgewählt. Daher wird im Folgenden auch nur dieser weiter charakterisiert.

4.2.3 Linearität

Die Linearität bezeichnet die Änderung des Quotienten zwischen der eingestrahlten Lichtleistung und dem daraus resultierenden elektrischen Ausgangssignal des Sensors.

Zur Vermessung der Linearität des Sensors wurde die Lichtmenge, mit der der Sensor beleuchtet wird, über ca. zwei Größenordnungen variiert. Dies durch unterschiedliche Ströme in den Leuchtdioden oder durch Variation der Anschaltzeiten der LEDs zu erreichen, erwies sich als schwierig. Daher wurde der LIS 1024 Sensor für diesen Versuch in einem Modus betrieben, bei dem die Kondensatoren nach dem Auslesevorgang nicht entladen werden. Das heißt, die Pixel des Sensors können während einer Belichtungszeit mehrfach ausgelesen werden. Für die Linearitätsmessung wurde nun der Strom durch die Leuchtdioden so gewählt, dass eine Sättigung des Sensors erst nach ca. 50 Auslesezyklen eintritt.

Die erzeugte Ladungsmenge ist in Abbildung 4-5 für drei verschiedene Pixel des Sensors in Abhängigkeit der Belichtungszeit dargestellt. Die unterschiedlichen Steigungen der Graphen entsprechen der unterschiedlichen Empfindlichkeit der Pixel, die hier nicht kompensiert worden ist.

Aufgrund des Linearitätsfehlers gelingt die Beseitigung der Verstärkungsfehler durch Multiplikation mit einem einzigen Wert nur innerhalb eines gewissen Bereichs. Um

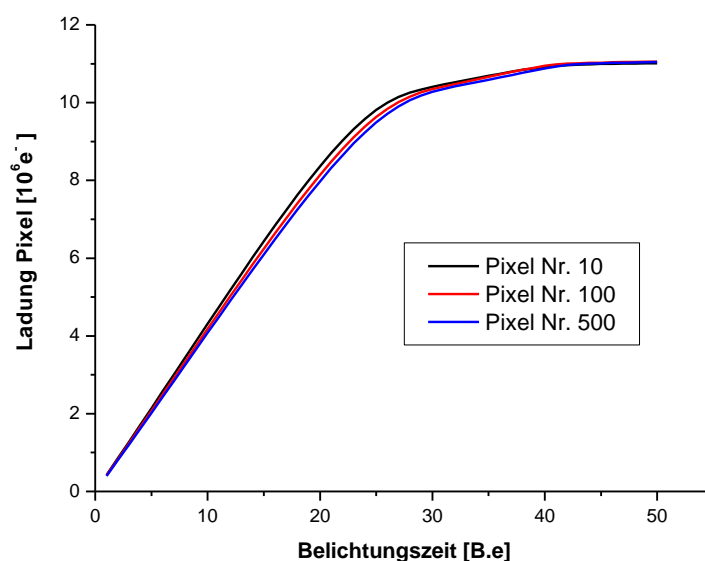


Abbildung 4-5: Bestimmung des Linearitätsfehlers. Aufgetragen ist die vom Sensor gemessene Anzahl von Elektronen als Funktion der Belichtungszeit bei konstanter Bestrahlungsstärke.

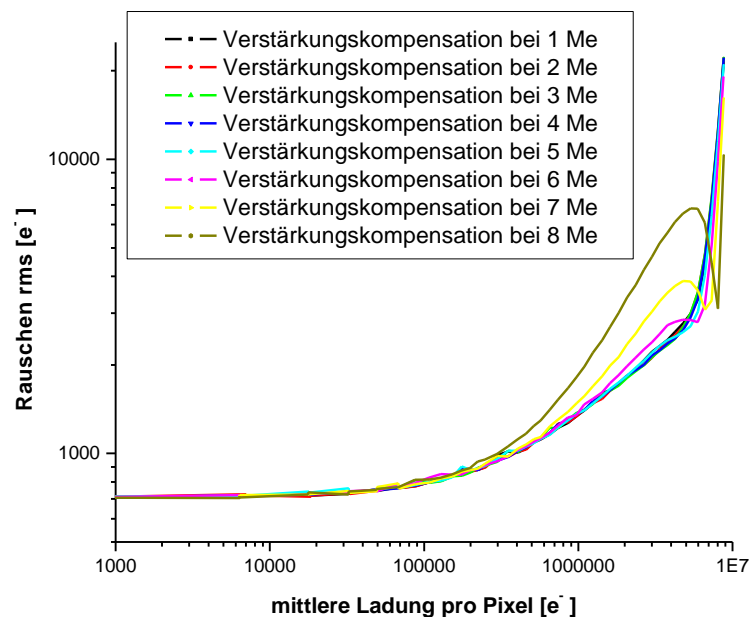


Abbildung 4-6: Die Abbildung zeigt die PTF für einen LIS1024 Sensor. Die Weißabgleichsvektoren wurden bei verschiedener mittlerer Anzahl von Elektronen pro Pixel angefertigt. Man erkennt, dass nur eine Kompensierung der Verstärkungsfehler bei einer relativ geringen Anzahl von Elektronen bis ca. 5 Mio. ein akzeptables Ergebnis liefert.

die Linearitätsfehler zu korrigieren, müsste für jedes Pixel des Bildsensors eine eigene Ausgleichskurve ermittelt und gespeichert werden. Dies ist allerdings numerisch aufwändig und wurde daher nicht weiter verfolgt. Experimentell zeigte sich, dass eine lineare Korrektur ausreichend gute Ergebnisse lieferte.

Für alle Messungen mit dem LIS1024 Bildsensor wurden die Verstärkungsfehler bei einer bestimmten Aussteuerung des Bildsensors gemessen. Auf diese Weise können die Verstärkungsfehler allerdings nur für einen Teil des Messbereichs kompensiert werden. Über einen größeren Messbereich hinweg gelingt dies nur dann, wenn die Referenzmessung bei relativ niedriger Aussteuerung vorgenommen wird. In dem Bereich bis ca. 5 Millionen Elektronen ist die Verstärkung der Pixel nahezu konstant. Außerhalb dieses Bereichs nimmt sie dann schnell ab. Die dann ungenügend kompensierten Verstärkungsfehler führen zu einem Fehler, der schnell größer als das statistische Rauschen wird. In Abbildung 4-6 sind Photon-Transfer-Funktionen für den LIS1024 Sensor dargestellt, bei denen Verstärkungsfehler bei unterschiedlichen Aussteuerungen bestimmt wurden. Insbesondere, wenn die Verstärkung nahe der Sättigungskapazität bestimmt wird, ist die Kompensation praktisch nur noch am Punkt verwendbar. Für Messungen mit dem Bildsensor wurden die Verstärkungsfehler daher bei einer Aussteuerung von $5 \times 10^6 e^-$ bestimmt.

Die Linearitätsfehler der Sensorzeilen führen bei großen Intensitätsmodulationen zu einer Verzerrung der Sinusfunktion. Das mit dem Sensor gemessene Signal setzt sich dann aus der Grundwelle der Sinusmodulation, sowie den harmonischen Oberwellen des verzerrten Wellenzuges zusammen. In der LOCT werden höhere Frequenzen von

dem Bandpassfilter unterdrückt. Daher führen die Harmonischen nicht zu Artefakten, sondern reduzieren lediglich das SNR. In der FD-OCT dagegen führen die höheren Frequenzen zu Artefakten bei einem Mehrfachen der Tiefe.

4.2.4 Modulations-Transfer-Funktion

Die Bestimmung der Modulations-Transfer-Funktion (MTF) des Sensors erfolgte indirekt über die Fouriertransformierte der optischen Impulsantwort oder Punktspreizfunktion (PSF) des Sensors. (siehe Kapitel 3.2.1) Zur Bestimmung der PSF wurde der in Abbildung 4-7 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Das Licht einer Laserdiode ($\lambda=830\text{nm}$) wurde in eine Monomodefaser eingekoppelt. Das aus der Faser austretende Licht wurde zunächst kollimiert und anschließend mit einer zweiten Linse auf den Detektor fokussiert. Die gesamte Optik konnte mit einem Messtisch parallel zur Detektoroberfläche verschoben werden.

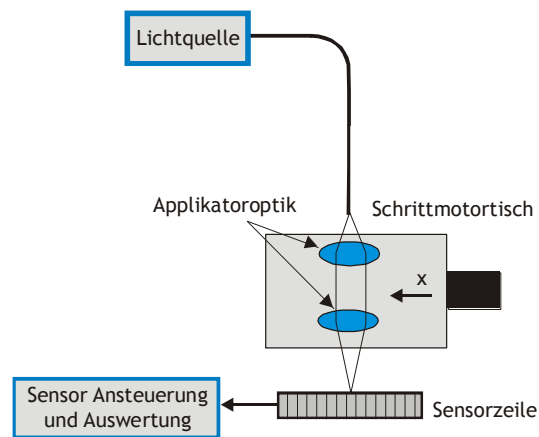


Abbildung 4-7: Versuchsaufbau zur Bestimmung der PSF des Sensors.

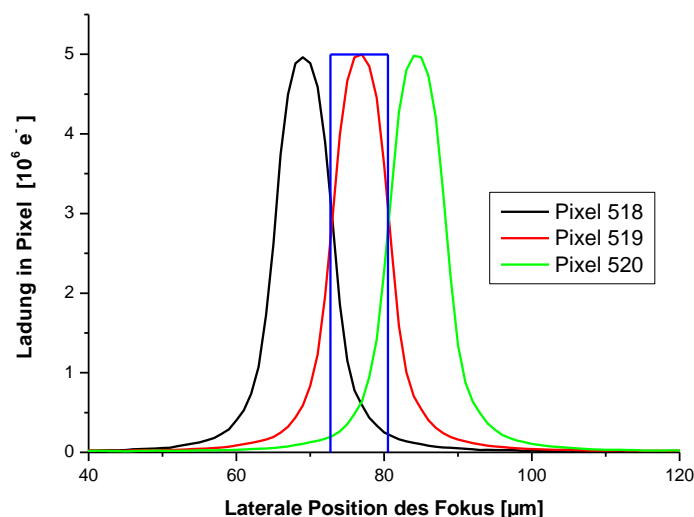


Abbildung 4-8: Gemessene Empfindlichkeitsverteilung (PSF) dreier benachbarter Pixel auf dem Sensor.

Idealerweise sollte die Impulsantwort als Reaktion des Messsystems auf einen Dirac-Puls, d.h. einem unendlich kleinen Lichtfleck, gemessen werden. Tatsächlich lassen sich aber keine beliebig kleinen Fokusbereiche erzeugen. Außerdem findet die Absorption der Photonen im Volumen des Halbleiters statt. Über die mittlere Eindringtiefe des Lichtes in den Sensor lagen keine Herstellerangaben vor, sie lag

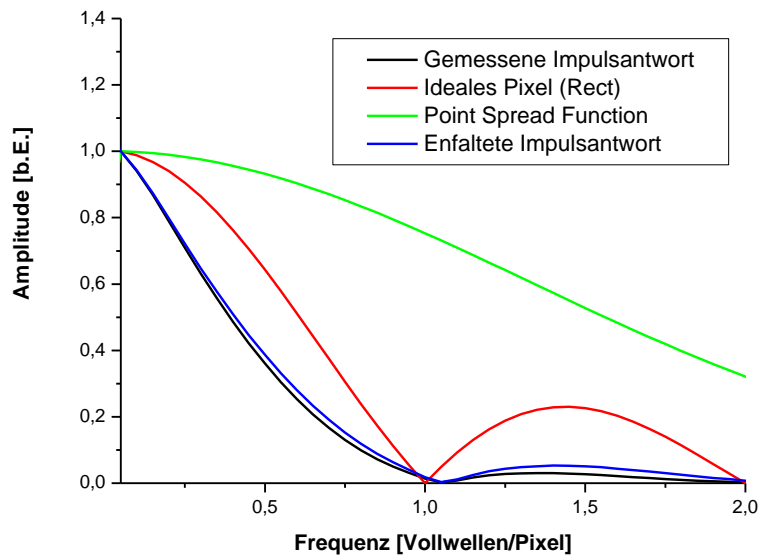


Abbildung 4-9: Verlauf der Intensitätsmodulation als Funktion der Frequenz. Die schwarze Kurve entspricht der Fouriertransformierten der gemessenen Empfindlichkeitsverteilung. Die rote entspricht der MTF eines Sensors mit ideal rechteckiger Empfindlichkeitsverteilung. Die Fouriertransformierte der Punktspreadsfunktion der Beleuchtung ist in grün dargestellt. Der blau dargestellte Graph zeigt die damit entfaltete MTF des Bildsensors.

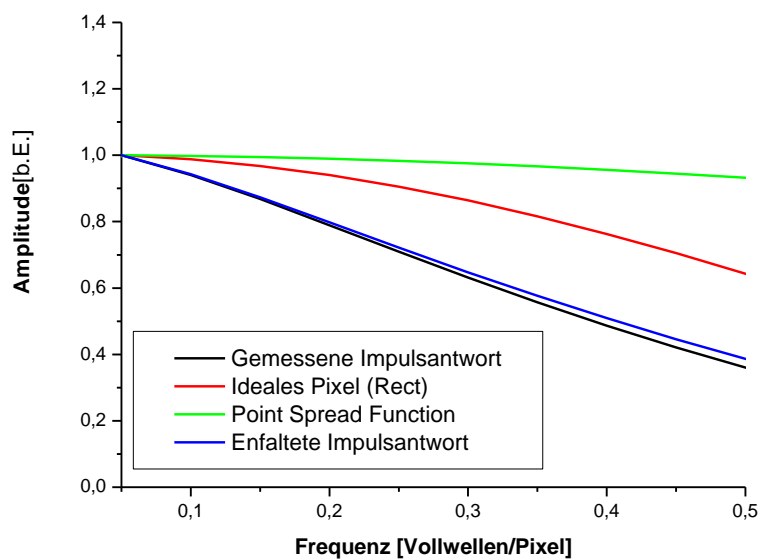


Abbildung 4-10: Hier ist dieselbe Messung wie in Abbildung 4-9 noch einmal vergrößert bis zur Nyquistfrequenz dargestellt.

aber vermutlich im Bereich einiger 10 μm . Für die Beleuchtung wurde eine numerische Apertur von 0,137 gewählt. Dann ergibt sich ein Fokaldurchmesser von ca. 2,6 μm bei einer Rayleighlänge von 60 μm . Damit ist einerseits der Spotdurchmesser deutlich kleiner als die Pixel des Sensors (7,8 μm) und andererseits weitet sich das Bündel nicht so schnell auf, dass tiefer im Halbleiter absorbierte Photonen die oberflächlich erreichte Messauflösung beeinträchtigen würden.

Das Ergebnis der Messung ist für drei benachbarte Pixel in Abbildung 4-8 dargestellt. Allerdings zeigt die Messung nicht die tatsächliche Punktspreizfunktion (PSF) des Sensors, sondern die Faltung mit der PSF des Messsystems, die durch die laterale Verteilung des Messlichts in der Stahltaile des Objektivs gegeben ist. Sie konnte nicht experimentell bestimmt werden und wurde daher für die Entfaltung der gemessenen MTF als gaußförmig angenommen. In blau ist zusätzlich für das zentrale Pixel die Empfindlichkeitsverteilung eines idealen Pixels mit rechteckigem Empfindlichkeitsverlauf dargestellt. Es wird deutlich, dass die Empfindlichkeit eines Pixels des Sensors nicht diesem ideal rechteckigen Verlauf folgt, sondern die Form einer Glockenkurve hat.

In Kapitel 3.2.1 ist bereits die MTF eines Sensors mit idealer rechteckförmiger PSF bestimmt worden. Für eine glockenförmige PSF erwartet man, dass die MTF im Vergleich glatter und die Nebenmaxima im Stoppband kleiner werden. In Abbildung 4-10 ist die MTF als die Fouriertransformierte der in Abbildung 4-8 dargestellten Pixelempfindlichkeit in schwarz aufgetragen worden. Zusätzlich ist in rot die MTF dargestellt, die sich für eine ideal rechteckige Empfindlichkeitsverteilung nach Gl. 3-3 ergibt. In grün wurde die Fouriertransformierte der berechneten Intensitätsverteilung des Messspots aufgetragen. Der blau dargestellte Graph entspricht dem Quotienten aus der Fouriertransformierten der Messung und der Transformierten der berechneten Beleuchtungsgeometrie. D.h. hier wurde die Messung mit einer Gauß-Funktion entfaltet, was im Ergebnis der tatsächlichen MTF des Sensors entspricht.

Insgesamt wird deutlich, dass die MTF des Sensors wesentlich schneller abfällt als eine SinC-Funktion. Bei einer Frequenz von 0,33 Pixel^{-1} ist die Amplitude schon auf 56% des Maximalwertes gefallen, obwohl sie bei konstanter Empfindlichkeit noch 82% betragen würde.

4.3 Datenerfassung und Ablaufsteuerung

4.3.1 Datenerfassung

Bei der Digitalisierung der analogen Messdaten soll die volle Messdynamik des Bildsensors erhalten bleiben. Die Messdynamik eines Bildsensors kann mit Gl. 3-32 bestimmt werden. Allerdings ist bei LOCT Systemen die mittlere Intensität eine Funktion des Ortes auf dem Bildsensor (Kapitel 3.4.6). Zum Rand des Bildsensors sinkt die Referenzintensität und damit die tatsächliche Größe des Quantenrauschens. Wenn gleichzeitig Signale nahe der Vollaussteuerung erfasst werden sollen, ist ein Dynamikumfang erforderlich, der größer ist als die in Gl. 3-32 berechnete Messdynamik der Einzelmessung. Für die Signalverarbeitung wurde daher ein strengeres Kriterium gewählt. Die Dynamik der Signalverarbeitungskette soll hinreichend sein, um gleichzeitig das größte vorkommende Signal und das Eigenrauschen des Bildsensors selbst erfassen zu können. Die Nachweisgrenze liegt für den LIS1024 Sensor bei ca. 700 Elektronen rms. Der für die Abtastung notwendige Signal-zu-Rauschabstand (SNR_{AD}) ist dann:

$$\text{Gl. 4-1} \quad SNR_{AD} \geq \frac{FWC}{S_Y} = 87\text{dB}$$

Die Dynamik von AD-Wandlern ist fundamental begrenzt durch ein Quantisierungsrauschen in der Größenordnung von $q/\sqrt{12}$ (Kester 1991). Dabei bezeichnet q das Gewicht des am wenigsten signifikanten Bits (LSB) des Analog Digital Wandlers. Daraus lässt sich die effektive Anzahl der Bits (ENOB) berechnen, die notwendig sind, um ein Signal mit dem gewünschten Signal zu Rauschabstand abzutasten (Kester 1991):

$$\text{Gl. 4-2} \quad ENOB = \frac{SNR_{AD} - 1,76\text{dB}}{6,02} = 14,16\text{Bit}$$

Für die experimentellen Aufbauten sollte ein kommerzielles, PC gestütztes Datenerfassungssystem verwendet werden. Es wurden ein 16 Bit AD-Wandler der Fa. Measurement Computing mit einer maximalen Wandlungsrate von 333 kHz sowie die Multifunktionskarte NI6152 (bis zu 1,25 MHz) der Fa. National Instruments ausgewählt.

4.4 Signalverarbeitung

Die Algorithmen zum Betrieb der LOCT Systeme wurden in der Entwicklungsumgebung LabView erstellt. Sie steuern die Erfassung sowie die Aufbereitung und Darstellung der Daten. Gleichzeitig bilden sie die Schnittstelle zur Bedienung des Systems. Der Ablauf der Datenerfassung und Verarbeitung ist in Abbildung 4-11 schematisch dargestellt.

Die Erfassung der Daten geschieht durch die Routine GetScan. Sie liest unter Verwendung der Datenerfassungskarte den Zeilensensor jeweils vollständig aus und speichert die gemessenen Intensitäten in einem Spaltenvektor aus 1024 Elementen.

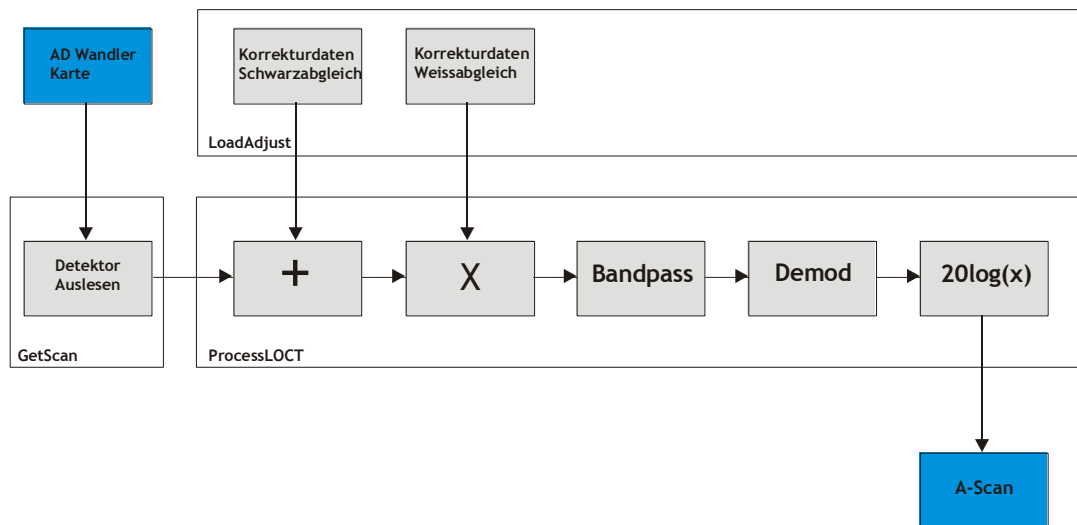


Abbildung 4-11: Ablaufdiagramm der Datenaufbereitung für LOCT Systeme

Die Amplituden für jedes Pixel werden mit der bekannten Empfindlichkeit des PVS LIS1024 Sensors von $0,32 \mu\text{V}$ pro Elektron auf Elektronen skaliert.

Die Abbildung 4-12 zeigt eine typische Messung eines LOCT Systems mit einem Spiegel im Probenarm. Das Interferenzsignal ist bei Pixel 500 zu erkennen. Wegen der gaußförmigen lateralen Intensitätsverteilung nimmt die Referenzintensität zu den Rändern ab. Entsprechend sind auch die gemessenen Signale proportional zu den Intensitäten und sinken zu den Messfeldrändern hin ab. Die relativ hochfrequenten Intensitätsmodulationen mit geringer Amplitude, die über den gesamten Messbereich sichtbar sind, stammen von Schmutz auf den Optiken und den unterschiedlichen Empfindlichkeiten der Pixel.

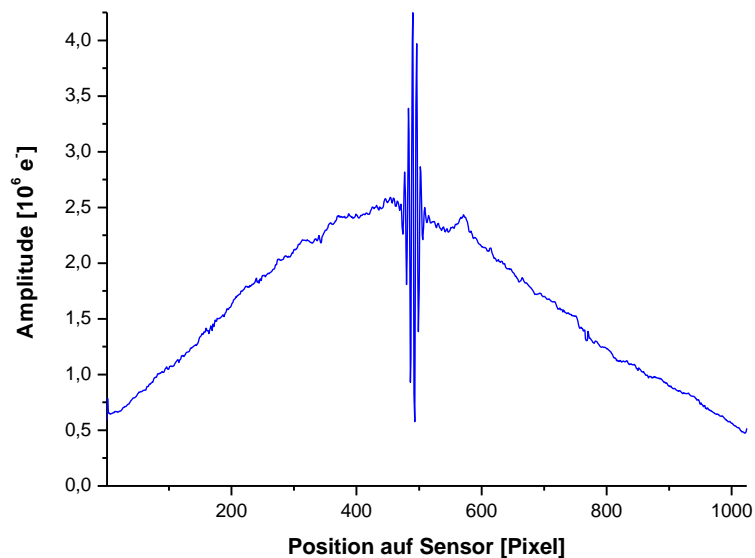


Abbildung 4-12: Typischer Datensatz wie er von der Routine GetScan aus dem Sensor ausgelesen wird. Auf der X Achse ist der Ort auf dem Bildsensor in Pixel aufgetragen, auf der Y-Achse die gemessenen Ladungen in Elektronen.

4.4.1 Kompensation systematischer Fehler

Zur Beseitigung der systematischen Messfehler wird zunächst bei ausgeschalteter Lichtquelle eine Anzahl von Messungen zur Erfassung des Offsetsignals durchgeführt. Aus diesen Messungen wird ein Mittelwert gebildet und gespeichert. Um die Dunkelfehler zu beseitigen, werden diese Werte von allen folgenden Messungen subtrahiert.

Der in Kapitel 3.4.2 beschriebene Ablauf für die Beseitigung der Verstärkungsfehler des Sensors wurde nicht übernommen, weil in dem Aufbau neben der PRNU auch alle Inhomogenitäten in der Ausleuchtung des Sensors kompensiert werden sollten. Daher wurden die Messungen mit dem Referenzlicht durchgeführt, nachdem das Probenlicht abgeblockt wurde. Dadurch können alle systematischen Fehler der Optiken und des Bildsensors kompensiert werden. Dies gilt auch für die nicht homogene Ausleuchtung des Sensors aufgrund der gauß'schen Intensitätsverteilung im Strahl. Dadurch wird die Signalamplitude eines Objektes unabhängig von der Messposition in der Probe bzw. der auf dem Sensor. Abbildung 4-13 zeigt das Signal nach Beseitigung der Offset- und Verstärkungsfehler.

4.4.2 Demodulation

Die Demodulation der gemessenen Signale folgt der Vorgehensweise bei TD-OCT-Systemen. Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass hier die Signalverarbeitung numerisch erfolgt. Gegenüber der bei TD-OCT Systemen üblichen analogen Signalaufbereitung ist die digitale Signalaufbereitung bei LOCT nicht durch die Eigenschaften elektronischer Bauteile limitiert und kann leicht unterschiedlichen Anforderungen angepasst werden. Die Signalverarbeitungskette entspricht dem

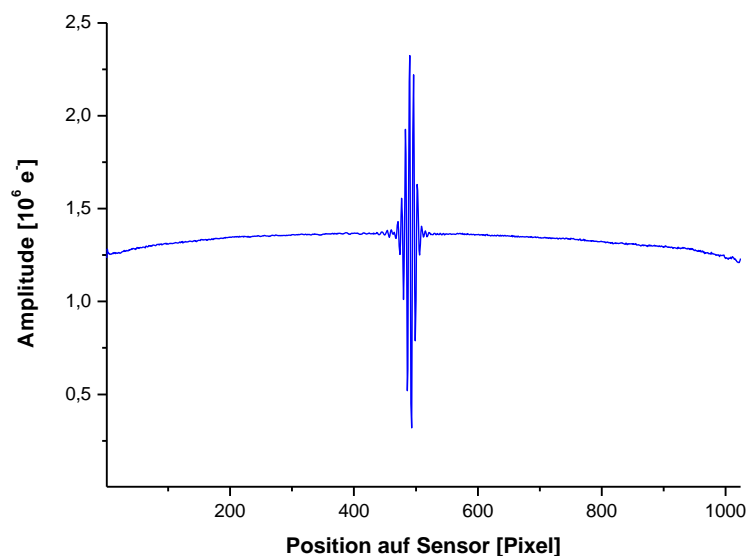


Abbildung 4-13: Datensatz aus Abbildung 4-12 nach Kompensation von Offset- und Verstärkungsfehlern

Aufbau eines Geradeausempfängers (Horowitz and Hill 1989) und beginnt mit einem Bandpassfilter zur Rauschbandbreitenbegrenzung.

Die Bestimmung von Mittenfrequenz und Bandbreite erfolgte empirisch. Dazu wurde das Signal aus Abbildung 4-13 fouriertransformiert. Der Schwerpunkt der Transformierten entspricht der Mittenfrequenz des Bandpassfilters, deren Halbwertsbreite der Bandbreite. Als Kompromiss zwischen Bandbreitenbegrenzung und Impulsverhal-

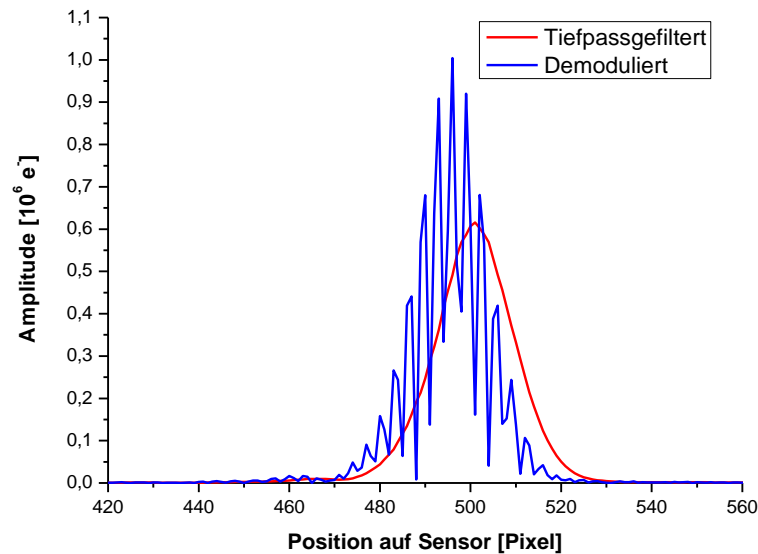


Abbildung 4-14: Datensatz aus Abbildung 4-13 (vergrößerter Bereich) nach Filterung und Demodulation.

ten wurde ein numerischer Butterworth Filter (Ulrich Tietze 1993) mit einer Dämpfung von 20 dB pro Dekade gewählt.

In der nächsten Stufe wird der Betrag des Signals gebildet. Um den Restträger zu entfernen, wird das gleichgerichtete Signal dann mit einem Tiefpass gefiltert. Die Grenzfrequenz lag bei der halbe Bandbreite des vorangegangenen Bandpassfilters. Für den Tiefpass wurde wegen des günstigeren Impulsverhaltens ein Bessel-Filter (Ulrich Tietze 1993) gewählt. Das Ergebnis des Prozesses ist die Einhüllende des Signals, die dem A-Scan aus der zeitaufgelösten OCT entspricht. (Abbildung 4-13). Als Folge der Filterung ist das Signal entlang der Ortsachse leicht phasenverschoben.

4.5 Applikationssystem

Um zu zeigen, dass mit LOCT Messungen an biologischen Geweben möglich sind, wurde ein handgehaltenes Applikationssystem entwickelt. Damit wurden exemplarische Messungen von Schnittbildern (B-Scans) der Haut erstellt.

OCT Verfahren mit räumlichem Nachweis sind viel stärker phasensensitiv als TD-OCT und SS-OCT. Eine Änderung der optischen Weglänge in einem Arm des Interferome-

ters in der Größenordnung einer halbe Wellenlänge führt zu einer Reduzierung der gemessenen Amplituden, bis hin zur völligen Auslöschung der Signale (Yun, Tearney et al. 2004).

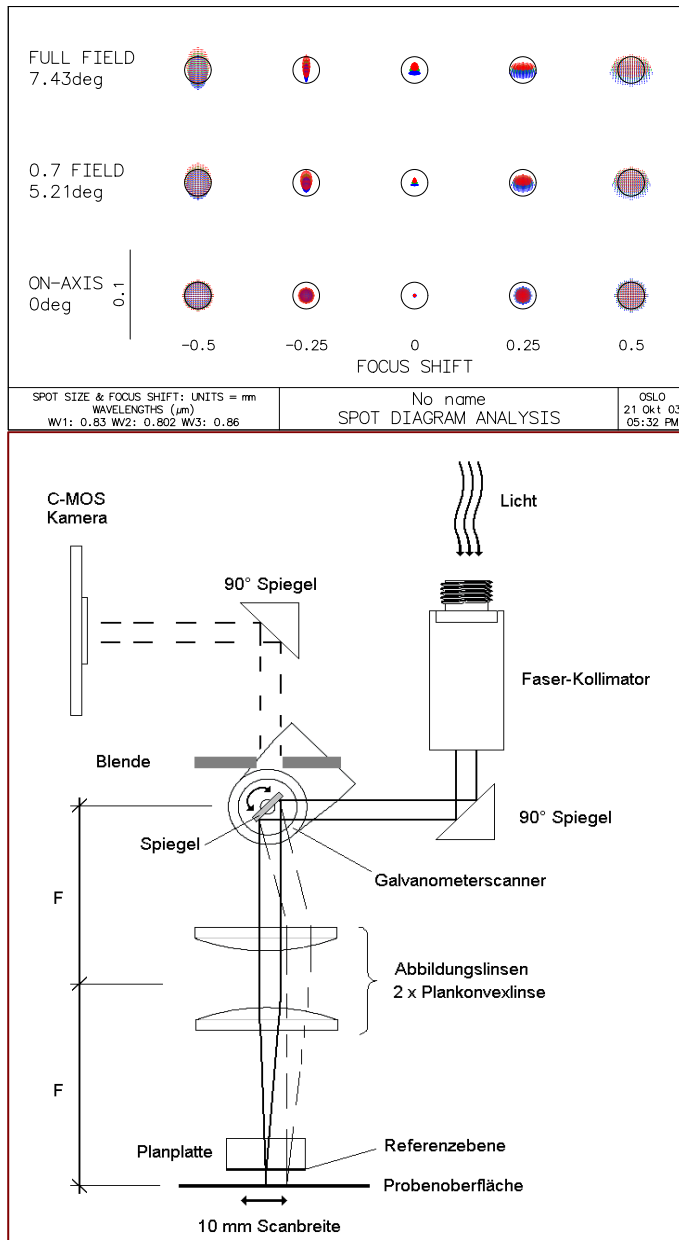


Abbildung 4-15 Oben: Prinzipskizze der Applikatoroptik; Unten: Unter Verwendung der Raytracing-Software OSLO berechnete Spotdiagramme für die Fokussierung auf die Probe. Die Bildfeldgröße beträgt 10 mm. Der eingezeichnete Kreis entspricht der Größe des Airy Scheibchens.

Veränderungen der optischen Eigenschaften von Lichtwellenleitern, die bei einem handgehaltenen Applikator unvermeidlich sind, führen zu solchen Weglängenänderungen zwischen Proben- und Referenzarm. Auf die Fasern einwirkende Kräfte erzeugen außerdem mechanische Spannungen und damit Spannungsdoppelbrechung, die zu unterschiedlichen Laufzeiten für Licht mit verschiedenen Polarisierungen führt. Dieser als Polarisationsmodendispersi-on bekannte Effekt reduziert den Kontrast und das axiale Auflösungsvermögen von OCT-Systemen (Lankenau 2003).

Um diese Probleme zu umgehen wurde ein ‚common-path‘ Ansatz für das Interferometer gewählt. Dabei wird auch die Referenzwelle im Applikator selbst generiert. Thermische und mechanische Einflüsse auf die Fasern wirken sich nun auf Proben- und Referenzlicht gleichermaßen aus, so dass sie keine negative Auswirkung auf die

Bildgewinnung mehr haben. Außerdem ist es so leichter, die Wegdifferenz zwischen Proben- und Referenzlicht zu kontrollieren, weil diese nun nicht mehr von den Faserlängen, sondern nur noch von der mechanischen Konstruktion des Applikators abhängt.

Besonders einfach kann dieser Ansatz als Fizeau-Interferometer realisiert werden. Für den Applikator bot es sich an, als Referenzfläche die Austrittsfläche eines planen Fasersteckers zu nutzen. Diese hat eine Reflektivität von ca. 4%.

4.5.1 Der Applikator

Abbildung 4-15 zeigt den Aufbau des Handapplikators. Das aus dem Lichtwellenleiter austretende Licht wird zunächst kollimiert, dann durch den im Winkel von 45° an einem Galvanometerscanner angebrachten Spiegel abgelenkt und von der nachfolgenden Optik auf die Probe fokussiert. Das von der Probe zurückgestreute Licht wird auf dem umgekehrten Weg über Linse, Spiegel und Kollimator wieder in die Faser

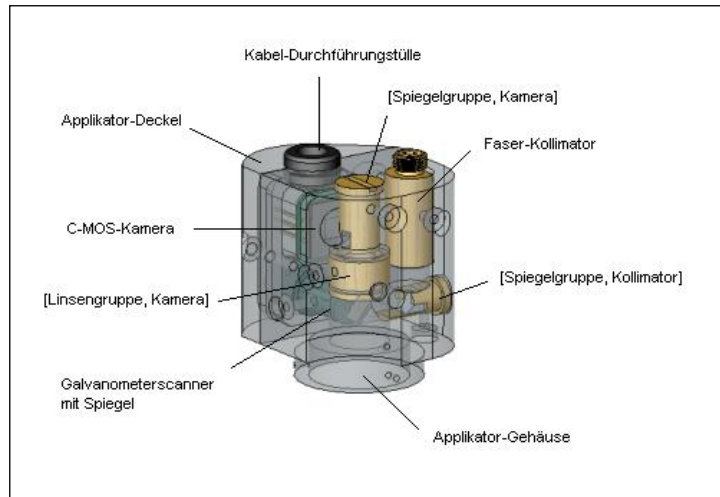
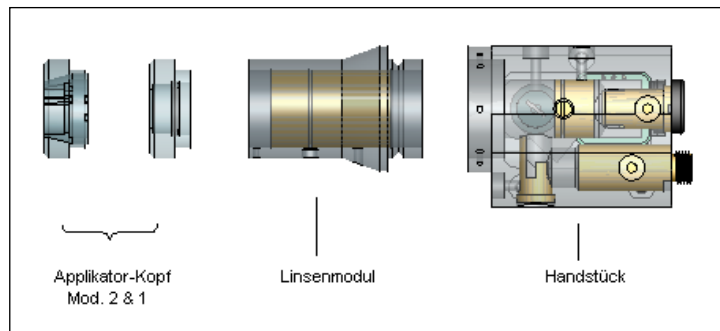


Abbildung 4-16: Oben: Der Applikator besteht aus drei Hauptbaugruppen. Dem Handstück, dem Linsenmodul und dem Applikator-Kopf. Dadurch kann das Linsenmodul bei Bedarf durch ein anderes (mit anderer NA) ersetzt werden. Mitte: Das Handstück bildet die zentrale Baugruppe. An der Rückseite befindet sich die CMOS-Kamera. Der Kollimator ist in einer Passung verschiebbar. Auf diese Weise kann die optische Weglänge verändert werden. Um die Fokusslage auf der Probe zu verändern, kann die Abbildungslinse mittels eines Fokussierings in ihrer Position verschoben werden.

Unten: Foto des Applikators

eingekoppelt. Um eine bessere Orientierung auf dem zu untersuchenden Areal zu ermöglichen, verfügt der Applikator über eine CMOS-Videokamera.

Als Kollimatoroptik diente die Sonderanfertigung eines Faserkollimators der Firma Schäfter+Kirchhoff mit einer Brennweite von $f=12$ mm. Mit der Austrittsapertur aus dem Lichtwellenleiter von $NA = 0,11$ ergibt sich ein Strahldurchmesser von $\varnothing = 2,66$ mm. Der Galvanometerscanner Typ 6200 der Fa. Cambridge Technology wurde wegen der kurzen Einschwingzeit von $100 \mu\text{s}$ bei einer Spiegelgröße von 3×5 mm gewählt. Der Spiegel wurde mit einer dielektrischen ‚single-stack‘-Beschichtung versehen (HR@830 nm, AR@VIS).

Die laterale Auflösung von OCT Systemen entspricht wie bei konfokalen Mikroskopen dem Strahltaillendurchmesser des Probenstrahls. Dieser sinkt mit zunehmender NA der Abbildungsoptik (Gl. 1-1). Bei einer großen NA erscheinen die Schnittbilder durch das zusätzliche konfokale Gating in der Fokusebene heller. Das kann zu einer Fehlinterpretation der Messungen führen. Zudem sinkt die laterale Auflösung außerhalb der Fokusebene bei großen NAs sehr schnell ab. In empirischen Untersuchungen (Lankenau 2003) haben sich numerische Aperturen von ca. 0,05 bis 0.035 für dermatologische Applikatoren als günstig erwiesen.

Für den Handapplikator wurde daher eine numerischen Apertur von $NA = 0,036$ gewählt. Bei einem Strahldurchmesser von $\varnothing = 2,66$ mm folgt eine notwendige Brennweite für die Abbildungslinse von $f_{\text{Abb}} = 38\text{mm}$. Diese wurde mit zwei Plankonvex-Linsen in telezentrischer Anordnung realisiert. Mittels Raytracing wurde die Abbildung soweit optimiert, dass eine beugungsbegrenzte Auflösung über ein Bildfeld von 10 mm hinweg realisiert werden konnte (Abbildung 4-15).

Da in der Nachweisoptik von LOCT Systemen die Weglängendifferenz zwischen Proben- und Referenzlicht relativ frei gewählt werden kann, bot es sich an, als Referenzfläche die Austrittsfläche eines planen FC/PC Fasersteckers zu nutzen. Das macht die technische Ausführung besonders einfach. Die Probenfaser musste lediglich mit dem entsprechenden Stecker ausgestattet werden und die Laufzeitdifferenz zur Probenfläche wird dann durch die Applikatorgeometrie bestimmt. Diese ist im Vergleich zu der Länge von Lichtwellenleitern sehr reproduzierbar. Die Reflektivität von 4% an dem Glas Luftübergang, führt, wie in Kapitel 4.1.1 dargelegt, zu einer fast optimalen Referenzintensität.

4.6 Detektionsvorrichtung des TraGoM

4.6.1 Auslegung des Transmissionsgitters

Für eine gewünschte Messtiefe z_{\max} kann bei bekannter Breite des Sensors von $d_{\text{Sensor}} = 7,8 \mu\text{m} \times 1024 = 8 \text{ mm}$ und für eine gewünschte Messtiefe von 1,1 mm die notwendige Frequenz der Intensitätsmodulation berechnet werden:

$$\text{Gl. 4-3} \quad f_I = \frac{2 \cdot z_{\max}}{d_{\text{Sensor}} \cdot \lambda} = 331 \frac{1}{\text{mm}}$$

Die Pixelfrequenz f_P ist der Kehrwert der Periode der Sensorpixel P:

$$\text{Gl. 4-4} \quad f_P = \frac{1}{P} = \frac{1}{7,8 \mu\text{m}} = 128 \frac{1}{\text{mm}}$$

Der Quotient aus Modulationsfrequenz und Pixelfrequenz beträgt ca. 2,58. Die Maskenfrequenz f_M soll allerdings so gewählt werden, dass sie gerade ein ganzzahliges Vielfaches der Pixelfrequenz ist.

$$\text{Gl. 4-5} \quad f_M = n \cdot f_P \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}.$$

Gleichzeitig soll die resultierende Differenzfrequenz im Intervall $[0; f_{\text{Nyquist}}]$ liegen. Daher wurde eine Maske mit je drei Strukturen pro Pixel gewählt. ($f_M = 375 \text{ mm}^{-1}$). Die Differenzfrequenz ist dann:

$$\text{Gl. 4-6} \quad f_{\text{Diff}} = |f_I - f_M| = 44$$

Für die gegebene Auslegung entfallen ca. 0,34 Vollwellen des Differenzsignals auf jedes Pixel. Der Konvertierungsfaktor F_{Conv} dient als Maß für die Reduzierung der ursprünglichen Frequenz. Er ist der Quotient aus der Frequenz des Interferogramms vor der Maske und der Differenzfrequenz hinter der Maske:

$$\text{Gl. 4-7} \quad F_{\text{Conv}} = \frac{f_I}{f_{\text{Diff}}} = \frac{2 \cdot z_{\max}}{2 \cdot z_{\max} - f_M d_{\text{Sensor}} \cdot \lambda} = 7,5$$

4.6.2 Maskenherstellung

Ein Vorteil des TraGoM Verfahrens ist seine Einfachheit im optischen Aufbau. Problematisch ist lediglich die Herstellung der Streifenmasken auf den Sensoren. Falls dieses Verfahren für die Herstellung eines Produkts mit größeren Stückzahlen verwendet werden würde, ließe sich die Strukturierung der Masken in den Herstellungsprozess für den Bildsensor integrieren. Für die Herstellung eines ersten Funktionsmusters waren die dafür anfallenden Kosten allerdings nicht zu rechtfertigen.

Für den experimentellen Aufbau wurden die Sensoren LIS 1024 der Fa. PVS in der LCC Bauform verwendet. Bei diesen Sensoren wird der Halbleiter durch ein Quarzfenster vor Verschmutzungen geschützt, die vor dem Aufbringen der Masken entfernt wurden. Die Masken wurden von dem Fraunhofer Institut ISIT hergestellt, indem sie ein Reticle den Vorgaben entsprechend strukturierte. Reticle werden in der Halbleitertechnik als Belichtungsmasken verwendet. Sie bestehen aus einem 2 mm

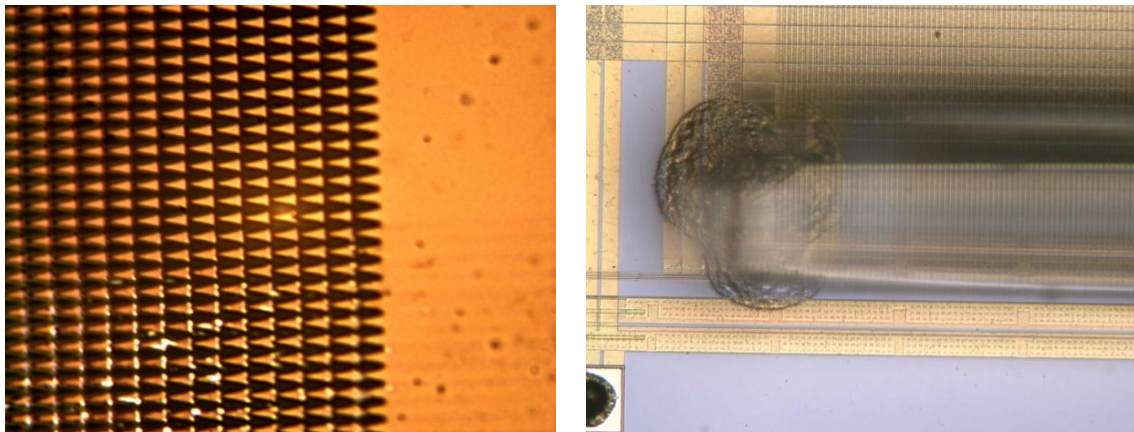


Abbildung 4-17: Links ist eine mikroskopische Aufnahme der Sinusmasken dargestellt. Das rechte Bild zeigt die auf dem Halbleiter aufgeklebte Maske. Das Mikroskop ist auf die Halbleiteroberfläche fokussiert. Die Maske erscheint daher unscharf. Am linken Rand ist der unter der Maske austretende Kleber zu sehen.

dicken Glassubstrat, das auf einer Seite mit Chrom bedampft ist. Die Chromschicht kann zur Herstellung der Maske mittels Elektronenschreibens lokal entfernt werden. Dieses Verfahren erlaubt Strukturierungen mit einer Genauigkeit von ca. 100 nm. Für die Versuche wurden sowohl Rechteck- als auch Sinusmasken mit jeweils 3 Perioden pro Pixel auf dem Reticle hergestellt.

Für die Rechteckmasken genügt es, Streifen der gewünschten Breite aus der Chromschicht zu entfernen. Die Strukturbreite der Streifen lag bei 1,3 μm . Für die Herstellung von Masken mit einem sinusförmigen Transmissionsverhalten konnte die Chromschicht nicht im Sinne einer beliebigen Transmission verändert werden. Unter der Annahme, dass der gesamte Sensor mit einer Höhe von 125 μm gleichmäßig beleuchtet wird, kann aber zur Herstellung beliebiger Transmissionsprofile in die Achse senkrecht zu den Pixeln ausgewichen werden. Es ist dann hinreichend, dass das Integral über diese Achse das gewünschte Transmissionsprofil aufweist. Ein entsprechendes Sinusprofil ist in Abbildung 4-18 skizziert. Die auflichtmikroskopische Aufnahme eines Reticle mit Sinusmaske ist in Abbildung 4-17 zu sehen.

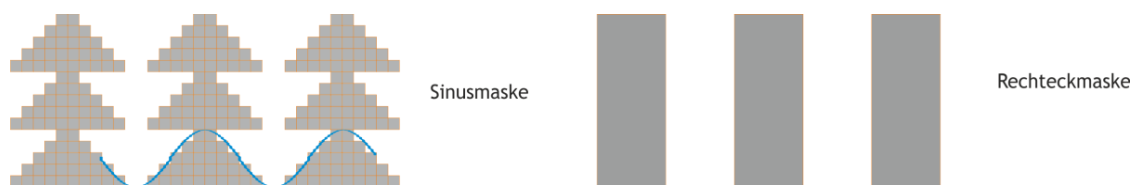


Abbildung 4-18: Schematische Darstellung, wie Masken mit kontinuierlichen Transmissionsprofilen hergestellt werden können.

Um die Masken auf den Sensoren aufzubringen, wurden sie aus dem Glassubstrat ausgesägt. Die zugesägten Masken hatten eine Grundfläche von 8 x 0,7 mm bei einer Dicke von 2 mm. Als nächstes wurden die Masken unter einem Auflichtmikroskop auf die Sensoroberflächen geklebt. Dabei wurden die Maskenstrukturen mit einem Mikromanipulator an den periodischen Strukturen des Bildsensors ausgerichtet. Die fertigen Sensoren mit Maske sind in Abbildung 4-17 zu sehen. Durch Messungen mit

einem FD-OCT System konnte die Dicke des Luftspaltes zwischen der Maskenunterseite und der Halbleiteroberfläche auf 8-12 μm bestimmt werden.

4.6.3 Auslegung der Detektoroptik

Der optische Aufbau des TraGoM-Systems wurde für die Verwendung in einem Common-Path-Interferometer mit einer Weglängendifferenz zwischen der Referenz- und der Probenebene von 100 mm ausgelegt. Als Probenarm wurde für die ersten Messungen ein einfacher Aufbau aus Faserkollimator und Fokussierungslinse verwendet. Zur Erstellung von Schnittbildern wurde der in Kapitel 4.5.1 beschriebene Handapplikator benutzt.

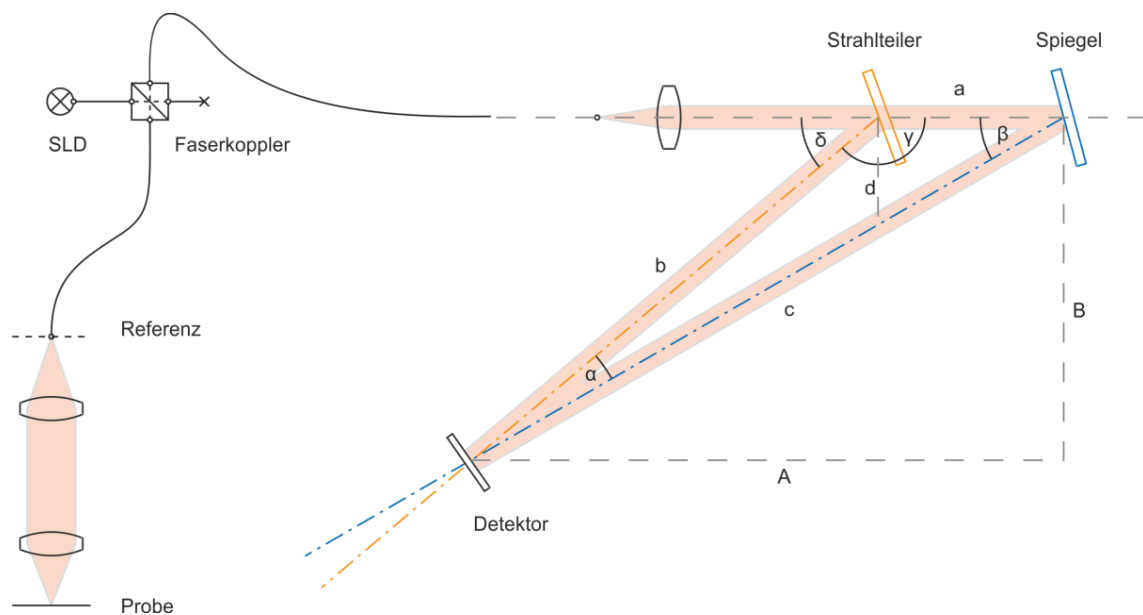


Abbildung 4-19: Skizze des optischen Aufbaus mit Bezeichnung der Winkel und Strecken, wie sie zur geometrischen Auslegung der Nachweisoptik benötigt werden.

Der Aufbau der Detektoroptik ist in Abbildung 4-19 dargestellt. Für die Messungen wurde eine SLD mit einer Leistung von 600 μW bei einer Mittenwellenlänge von 830 nm verwendet. Weil das Interferometer invariant gegen alle Faserlängendifferenzen ist, konnte ein Standardfaserkoppler der Fa. AC Photonics verwendet werden.

Das aus der Faser austretende Licht wird zunächst kollimiert. Die Brennweite des Kollimators wurde zu 60 mm gewählt. Damit ergibt sich ein Strahldurchmesser von 13 mm, sodass die Intensität über den 8 mm breiten Sensor zu den Rändern auf 50% des Maximalwerts abfällt. Das entspricht dem in Kapitel 3.4.6 ermittelten Optimum aus homogener Beleuchtung des Sensors und der genutzten Gesamtlichtmenge.

Dann durchläuft das Licht eine Strahlteilerplatte mit einer dielektrischen Beschichtung ($R = 50\%$), durch die das Referenzlicht auf den Detektor reflektiert wird. Das durch den Strahlteiler transmittierte Licht wurde mit einem dahinter montierten Silberspiegel als Probenlicht auf den Detektor gelenkt.

Der Winkel, den Proben- und Referenzstrahl einschließen müssen, um bei einer Sensorbreite von 8 mm die gewünschte Weglängendifferenz z_{\max} von 1,1 mm zu erzeugen, ist gegeben durch:

$$\text{Gl. 4-8} \quad \alpha = 2 \arcsin\left(\frac{z_{\max}}{d_{\text{Sensor}}}\right) = 15,8^\circ$$

Zur Festlegung der Geometrie der Detektoroptik muss dann ein Winkel β gewählt werden, unter dem der Referenzstrahl gespiegelt werden soll. Dieser Winkel ist im Wesentlichen konstruktionsbedingt, da bei zu kleinen Winkeln nicht genügend Platz bleibt, um den Referenzstrahl am Proben Spiegel vorbeizuführen. Um dennoch einen relativ schlanken Aufbau zu realisieren, wurde der Winkel des Referenzstrahls zu 25° gewählt. Der Winkel δ , unter dem dann der Probenstrahl reflektiert werden muss, entspricht der Summe aus den Winkeln β und α , den Proben- und Referenzstrahl einschließen sollen.

Mit den bekannten Winkeln und mit dem im Probenarm eingepprägten Laufzeitunterschied zwischen Proben- und Referenzwelle Δd können jetzt die Strecken zwischen Strahlteiler und Detektor b , Strahlteiler und Spiegel a und vom Spiegel zum Detektor c bestimmt werden:

$$\text{Gl. 4-9} \quad b = \frac{\Delta d \cdot \sin(\beta)}{\sin(\gamma) + \sin(\alpha) - \sin(\beta)} = 158,4 \text{ mm}$$

$$\text{Gl. 4-10} \quad a = \frac{b \cdot \sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = 108,5 \text{ mm}$$

$$\text{Gl. 4-11} \quad c = \frac{b \cdot \sin(\gamma)}{\sin(\beta)} = 249,9 \text{ mm}$$

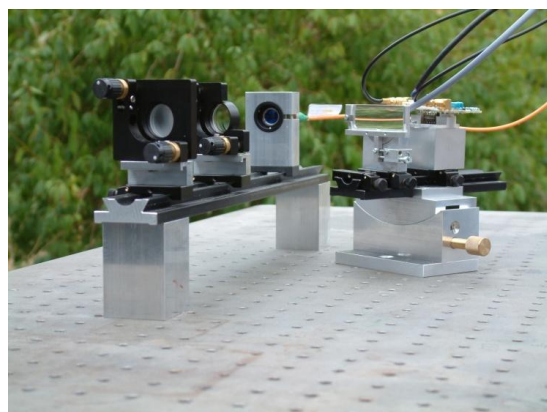
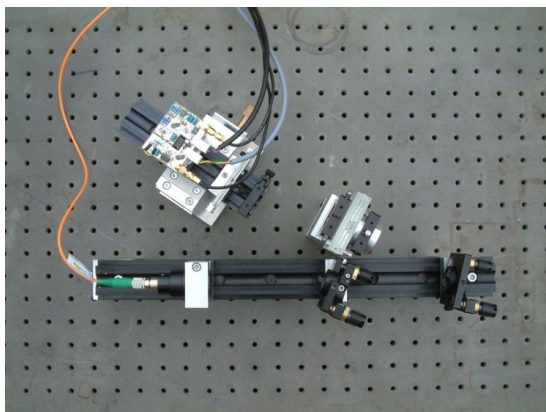


Abbildung 4-20: Der optische Aufbau in der Draufsicht. Links unten ist der Faserkollimator. Auf der optischen Bank folgen dann der Probenlichtstrahlteiler, und der Referenzlichtspiegel. Oben im Bild ist der Detektor mit Zylinderlinse zu erkennen. Das rechte Bild zeigt denselben Aufbau in einer anderen Ansicht

Vor dem Bildsensor wurde eine Zylinderlinse mit einer Brennweite von $f = 60 \text{ mm}$ platziert, um das einlaufende Strahlbündel in der vertikalen Achse auf den Sensor zu

fokussieren. Die Signale werden mit einem 16 Bit AD-Wandler der Fa. Measurement Computing digitalisiert und mit den in Kapitel 4.4 beschriebenen Algorithmen aufbereitet und dargestellt. Für den Bandpassfilter wurde eine Mittenfrequenz $0,34 \text{ Pixel}^{-1}$ und eine Güte von $1,5 \text{ Pixel}^{-1}$ gewählt. Der Pixeltakt lag bei allen unten dargestellten Messungen bei 196 kHz.

4.6.4 Erwartete Sensitivität und SNR

In Kapitel 3.4.5 wurden die Sensitivität und die Messdynamik, die mit einer Einzelmessung (DNR) dieses Systems erzielt werden kann, theoretisch abgeleitet. Mit den nun bekannten Eigenschaften des Aufbaus können jetzt die zu erwartende Sensitivität und das DNR abgeschätzt werden.

Hier zeigt sich ein wesentlicher Nachteil des verwendeten 'common path' Interferometers: Proben- und Referenzlicht gelangen jetzt gemeinsam in einer Faser zu der Nachweisvorrichtung. Dort werden sie wieder aufgeteilt. In der Nachweisvorrichtung muss dann der Wegunterschied in dem Applikator wieder ausgeglichen werden. Deshalb kann auf dem Detektor nur jeweils die Hälfte der Intensitäten aus den beiden Armen miteinander interferieren. Das führt zu einer Reduzierung des Kohärenzgrads um 50% und entsprechend Gl. 3-29 zu einer Reduzierung der Sensitivität um 6 dB.

In Kapitel 3.2.3 wurde der Kontrast für ein TraGoM System mit Rechteckmaske zu 0,64 berechnet. Der Kohärenzgrad γ sinkt damit auf insgesamt 0,32. Die Modulationstransfer-Funktion (MTF) des Sensors (Abbildung 4-10) dämpft eine Raumfrequenz von $0,34 \text{ Pixel}^{-1}$ um einen Faktor von 0,56. Der erwartete maximale Modulationskontrast γ der Messungen sinkt damit auf insgesamt 0,18.

Der optische Wirkungsgrad der Nachweisoptik ρ wurde wegen der Transmissionsverluste an der Maske mit 0,5 angenommen. Die Aussteuerung des LIS1024 Sensors lag für die Messungen bei ca. 2,5 Millionen Elektronen. Für die Messungen ist eine SLD mit $600 \mu\text{W}$ verwendet worden. In Kapitel 4.1.1 wurde abgeschätzt, dass von der gesamten Intensität der Quelle nur 6,3% in Form von Probenlicht zum Detektor gelangen. Das entspricht $37,8 \mu\text{W}$. Für die Berechnung ist außerdem eine auf den A-Scan bezogene Messfrequenz von 190,5 Hz ($196 \text{ kHz}/1029$) und eine Quanteneffizienz des Bildsensors η von 0,39 (aus Abbildung 4-1 abgelesen) angenommen worden:

$$\text{Gl. 4-12} \quad S = 20 \log \left(2 \cdot \text{MTF} \cdot \gamma \sqrt{\frac{\eta \cdot \rho \cdot \lambda_0 \cdot I_p \cdot I_c}{h \cdot c \cdot z_{\max} \cdot f_{\text{Scan}}}} \right) = 83,8$$

$$\text{Gl. 4-13} \quad \text{DNR} = 20 \cdot \log \left(\sqrt{\frac{\text{FWC} \cdot I_c \cdot N_{\text{Pixel}}}{2 \cdot z_{\max}}} \cdot \gamma \cdot \text{MTF} \right) = 56,2$$

4.6.5 Intensitätsverteilung hinter der Maske

Bei dem experimentellen Aufbau liegt zwischen dem Transmissionsgitter und dem Entstehungsort des Elektronen-Loch-Paares im Halbleiter eine endliche Strecke. Diese wird durch die Dicke der Klebeschicht zwischen Maske und Sensor bestimmt.

Aber selbst wenn die Maske schon während der Halbleiterherstellung auf die Oberfläche strukturiert würde, würde die Absorption erst in der Tiefe des Halbleitervolumens erfolgen. Daher beeinflusst die räumliche Verteilung von Proben- und Referenzlicht hinter der Maske, die hier bestimmt werden soll, die effektive Sensor-MFT.

Die Fresnel-Zahl F beschreibt, wie stark die Beugung eines Lichtstrahls an einer Blende ist (Bahaa and Teich 2001):

$$\text{Gl. 4-14} \quad F = \frac{\left(\frac{M}{2}\right)^2 S}{\lambda_0}$$

Für die Gleichung sind die Größen entsprechend der in Abbildung 4-21 dargestellten Geometrie verwendet worden. Bei einer Maskenperiode M von $7,8 \mu\text{m}/3$, einer Zentralwellenlänge der Quelle λ_0 von 830 nm und einem Abstand zwischen Maske und Absorptionsort S von $10 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Fresnel-Zahl von $20,3$. Mit F sehr viel größer als eins gelten noch die Gesetze der geometrischen Optik, in denen die Intensitätsverteilung als Schattenwurf der Maske auf dem Bildsensor modelliert werden kann.

Aufgrund des schrägen Lichteinfalls treffen Proben- und Referenzlicht um Δz versetzt auf den Sensor:

$$\text{Gl. 4-15} \quad \Delta z = S \cdot \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

Wobei α der Winkel ist, den Proben- und Referenzlicht einschließen. Bei dem Aufbau lag der Winkel α bei 18° . Der halbe Periodenabstand der Maske $M/2$ ist $1,3 \mu\text{m}$. Der Abstand, in dem sich Proben- und Referenzlicht vollständig getrennt haben, ist dann:

$$\text{Gl. 4-16} \quad S = \frac{M/2}{\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)} = 8,22 \mu\text{m}$$

Wird der Abstand noch größer, interferiert das Referenz- mit dem Probenlicht aus dem Nachbarspalt. Weiter oben wurde der Abstand zwischen Maske und Sensor experimentell zu $8\text{-}12 \mu\text{m}$ bestimmt. Wegen der Entmischung von Proben- und Referenzlicht ist damit zu rechnen, dass die oben berechnete Sensitivität in dem experimentellen Aufbau nicht vollständig erreicht wird.

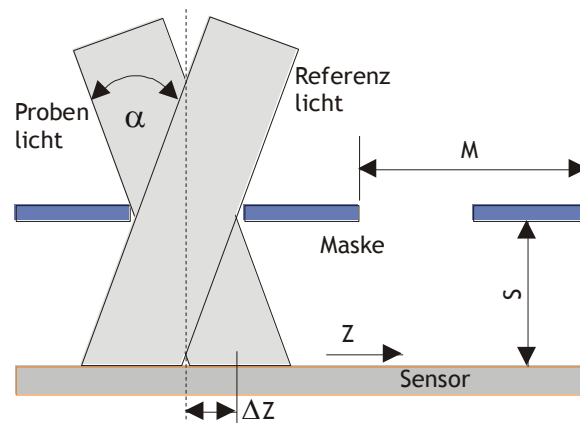


Abbildung 4-21: Darstellung der geometrischen Verhältnisse bei der Beleuchtung der Masken mit Proben- und Referenzlicht

4.7 Detektionsvorrichtung des PhaGoM Systems

4.7.1 Interferometer

Abbildung 4-22 zeigt den Aufbau der in dem PhaGoM-OCT verwendeten Nachweisoptik. Als Lichtquelle dient eine Superlumineszenzdiode (SLD) mit einer Zentralwellenlänge λ_0 von 828,3 nm und einer Bandbreite $\Delta\lambda$ von 19,7 nm. Die Kreiswellenzahl k_0 liegt damit bei $7,59 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Aus der Bandbreite und der Zentralwellenlänge der Lichtquelle kann mit Gl. 2-5 die erwartete Kohärenzlänge l_c zu 15,4 mm berechnet werden.

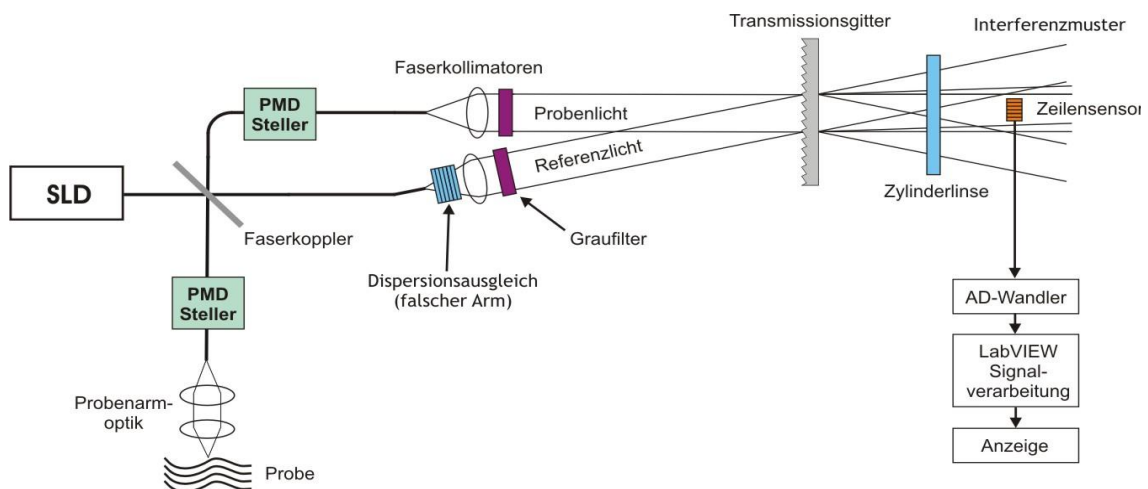


Abbildung 4-22: Schematische Darstellung des Aufbaues für das PhaGoM OCT

Das Licht der SLD wird mit einem Faserkoppler in Proben- und Referenzlicht aufgeteilt. Den Probenarm bildet der in Kapitel 4.5.1 beschriebene Applikator. Das aus der Probe zurückgestreute Licht und das Referenzlicht werden dann mit je einer Faser zu der Nachweisoptik geführt. Für alle Fasersteckverbindungen wurden FC/APC-Stecker verwendet, sodass anders als bei dem TraGoM die Reflexe an dem Faserende unterdrückt wurden.

Im Gegensatz zu der in Kap 4.6.3 beschriebenen Nachweisoptik des TraGoM wurde hier auf ein Common-Path-Interferometer zugunsten größerer Probenintensitäten und damit einer höheren Messdynamik verzichtet. Daher müssen die Längen von Proben- und Referenzfaser auf wenige mm genau aufeinander abgeglichen werden. In diesem Fall bedeutet das, dass der Referenzarm L_4 in Abbildung 4-23, der vom Licht nur einmal durchlaufen wird, genauso lang sein muss wie die Lichtwege in L_3 , L_5 und L_2 zusammen. L_3 ist die Länge der LWL-Verbindung zum Handstück und L_5 die Strecke innerhalb des Handstücks vom Faserende bis zur Probe. Da das Licht in der Probe zurückgestreut und wieder in die Faser eingekoppelt wird, muss die Strecke im Probenarm ($L_3 + L_5$) doppelt berücksichtigt werden.

$$\text{Gl. 4-17} \quad L_4 = 2 \cdot (L_3 + L_5) + L_2 \Leftrightarrow L_3 = \frac{L_4 - L_2 - 2 \cdot L_5}{2}$$

Um die Weglängen im Interferometer abzugleichen, wurde für L3 ein LWL mit einer Länge von 650 mm konfektioniert.

4.7.2 Kompensation der Dispersionsunterschiede

Proben- und Referenzarm haben nun zwar identische optische Weglängen, jedoch ist die chromatische Dispersion in den Armen unterschiedlich. Insbesondere wird die Luftstrecke im Applikator mit einer Quarzstrecke im Referenzarm ausgeglichen. Wenn Proben- und Referenzlicht unterschiedliche Dispersionen erfahren, verbreitert sich das Interferenzsignal bei gleichzeitiger Verringerung der Amplitude (Lankenau 2003). Das hat eine geringere axiale Auflösung und einen reduzierten Signal-Rausch-Abstand zur Folge. Um den Dispersionsunterschied zwischen beiden Armen auszuglei-

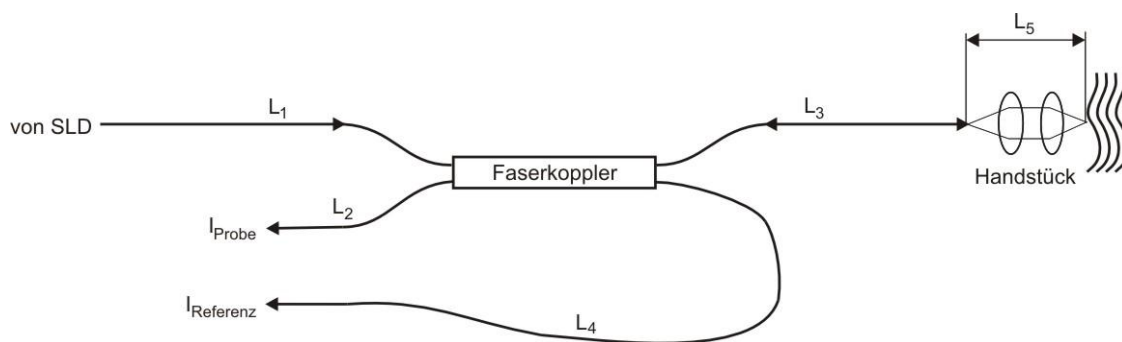


Abbildung 4-23: Schematische Darstellung der Nachweisoptik

chen, wurden im Probenarm zusätzliche Substrate aus einem Material mit hoher Dispersion eingefügt (Lankenau 2003). Dazu wurde die Gruppengeschwindigkeitsdispersion GGD von Quarz und dem hochdisperseren Glas SF57 für eine Wellenlänge von 828 nm berechnet (Hitzenberger, Drexler et al. 1997):

$$\text{Gl. 4-18} \quad \text{GGD}(\lambda) = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial n_g}{\partial \lambda}$$

$$\text{Gl. 4-19} \quad n_g = n_p(\lambda) - \lambda \cdot \frac{\partial n_p}{\partial \lambda}$$

$$\text{Gl. 4-20} \quad n_p(\lambda) = \sqrt{\frac{B_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} + 1}$$

Dabei bezeichnet n_g die Gruppen-Brechzahl, n_p die Phasen-Brechzahl, B_i und C_i die Sellmeier-Koeffizienten, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und λ_0 die Mittenwellenlänge. Quarz ist das Material des Glasfaserkerns. Um die Dicke der Ausgleichssubstrate gering zu halten, wurde mit SF57 ein Glas mit sehr hoher Dispersion gewählt:

$$\text{Gl. 4-21} \quad \text{GGD}(\text{Quarz}) = -92,3 \frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}}$$

$$\text{Gl. 4-22} \quad \text{GGD}(\text{SF57}) = -578 \frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}}$$

Der Probenarm hat eine Länge von 108 mm. Allerdings sind im Strahlengang zwei Plankonvexlinsen und ein Achromat enthalten, sodass der Dispersionsunterschied lediglich $L_5=72,5$ mm Quarzglas entspricht. Die SF57-Scheiben müssen daher folgende Gesamtdicke L_{SF57} haben:

$$\text{Gl. 4-23} \quad L_{SF57} = L_5 \cdot \frac{\text{GGD}_{\text{chrom}}(\text{Quarz})}{\text{GGD}_{\text{chrom}}(\text{SF57})} = 11,6 \text{ mm}$$

Zur Kompensation der Polarisationsmodendispersion (PMD) wurden zwei Polarisationsmanipulatoren in den Strahlengang integriert. Die Justierung erfolgte empirisch solange, bis ein maximaler Interferenzkontrast erreicht war. Auf diese Weise können allerdings nur ‚statische‘ Differenzen in den Polarisationszuständen ausgeglichen werden. Änderungen, die durch Bewegungen der Probenfaser bei der Benutzung des Handstücks auftreten, führen auch weiterhin zu einer reduzierten Signalqualität.

4.7.3 Dimensionierung des Messsystems

Damit aus den Interferenzen auf dem Zeilensensor eine eindeutige Tiefeninformation rekonstruiert werden kann, muss sowohl für die Abtastung der Einhüllenden durch die Trägerwelle als auch für die Abtastung der Trägerwelle durch den Bildsensor das Nyquist-Kriterium erfüllt sein.

Die einhüllende Kohärenzfunktion ist rekonstruierbar, wenn mindestens zwei Perioden des Trägers in der Halbwertsbreite des Gauß liegen. Die Wellenlänge $l_{\text{Träger}}$ der räumlichen Intensitätsmodulation auf dem Sensor ist gegeben durch:

$$\text{Gl. 4-24} \quad l_{\text{Träger}} = \frac{2\pi}{2\pi \cdot m \cdot g - k_0 \cdot \sin \alpha}$$

Bis zu dem oberen Grenzwert der Wellenlänge des Trägers l_{oben} kann die einhüllende Gaußfunktion noch aus dem Interferenzsignal rekonstruiert werden:

$$\text{Gl. 4-25} \quad l_{\text{Träger}} \leq \frac{l_c}{\sin \alpha} = l_{\text{oben}}$$

Damit auch das Trägersignal rekonstruierbar ist, muss dessen Wellenlänge mindestens doppelt so groß sein wie der Abstand der Pixel auf dem Bildsensor P . In der OCT ist wie bei allen amplitudenmodulierten Signalen die Trägerfrequenz um die spektrale Breite der Einhüllenden verbreitert. Um alle Frequenzanteile eindeutig rekonstruieren zu können, wurden daher drei statt zwei Abtastungen pro Trägerperiode gewählt. l_{unten} gibt den unteren Grenzwert für $l_{\text{Träger}}$ an.

$$\text{Gl. 4-26} \quad l_{\text{Träger}} \geq 3 \cdot P = l_{\text{unten}}$$

Auf diese Weise entsteht eine Ungleichung mit der Gitterkonstanten g und dem Einfallswinkel α als wählbare Parameter:

$$\text{Gl. 4-27} \quad l_{\text{unten}} = 3 \cdot P \leq \frac{2\pi}{2\pi \cdot m \cdot g - k_0 \cdot \sin \alpha} \leq \frac{l_c}{\sin \alpha} = l_{\text{oben}}$$

Zur graphischen Lösung wurde die Funktionsschar $l_{\text{cos}}(\alpha, g)$ in Abbildung 4-24 graphisch aufgetragen. Der durch die Grenzen $f_{\text{oben}}(\alpha)$ und $f_{\text{unten}}(\alpha)$ gegebene unzulässige

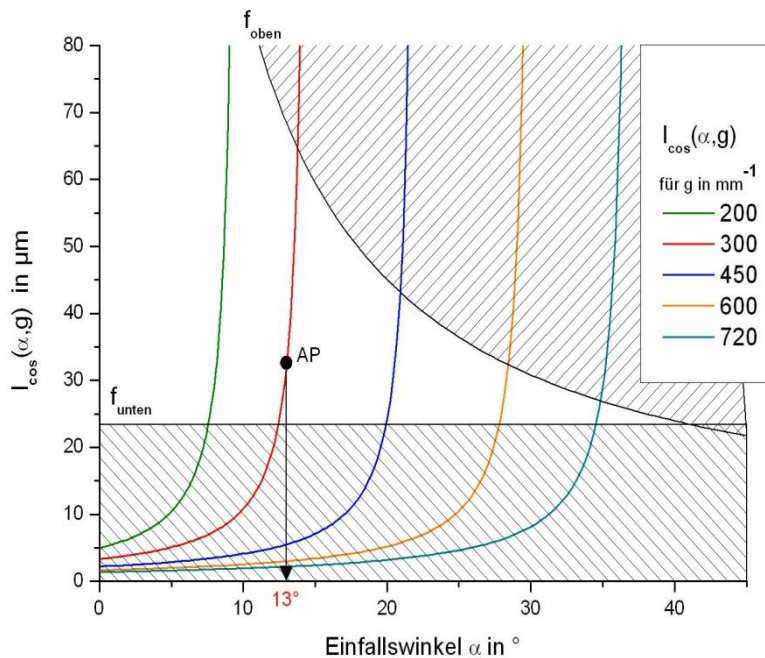


Abbildung 4-24: Graphische Lösung zur Auslegung der Detektoroptik für das PhaGoM.

Bereich ist schraffiert dargestellt worden. Eine zusätzliche Einschränkung entsteht dadurch, dass Gitter nur mit bestimmten diskreten Gitterkonstanten erhältlich sind. Für den Aufbau wurde ein Gitter mit einer Gitterkonstante von $g_{AP}=300 \text{ mm}^{-1}$ gewählt. Wie Abbildung 4-24 entnommen werden kann, wären Gitterkonstanten bis 720 mm^{-1} möglich gewesen. Allerdings reduziert sich mit zunehmender Gitterkonstante auch der zulässige Bereich für den Einfallswinkel α .

Ist ein g gewählt, kann durch Gleichsetzen von $l_{\text{Träger}}(\alpha)$ mit jeweils $l_{\text{oben}}(\alpha)$ und $l_{\text{unten}}(\alpha)$ der zulässige Winkelbereich berechnet werden:

$$\text{Gl. 4-28} \quad \alpha_{\max} = \arcsin\left(\frac{m \cdot g}{\frac{1}{l_c} + \frac{k_0}{2\pi}}\right)$$

$$\text{Gl. 4-29} \quad \alpha_{\min} = \arcsin\left[\frac{2\pi}{k_0} \cdot \left(m \cdot g_{AP} - \frac{1}{3 \cdot P}\right)\right]$$

Der Einfallswinkel des Probenstrahls auf das Gitter muss also zwischen α_{\min} und α_{\max} liegen:

$$\text{Gl. 4-30} \quad \alpha_{\min} \leq \alpha_{AP} \leq \alpha_{\max}$$

$$12,3^\circ \leq \alpha_{AP} \leq 13,6^\circ$$

Der Arbeitspunkt wurde für alle Messungen mit $\alpha_{AP}=13,0^\circ$ festgelegt. Aus Gl. 4-24 ergibt sich damit eine Periodenlänge der Trägerwelle von:

$$\text{Gl. 4-31} \quad l_{\cos}(\alpha_{AP}, g_{AP}) = l_{\cos}(13,0^\circ, 300 \text{ mm}^{-1}) = 35 \mu\text{m}$$

Das entspricht einer Trägerfrequenz von $0,22 \text{ Pixel}^{-1}$. Mit dem gewählten Arbeitspunktwinkel kann schließlich auch z_{\max} berechnet werden:

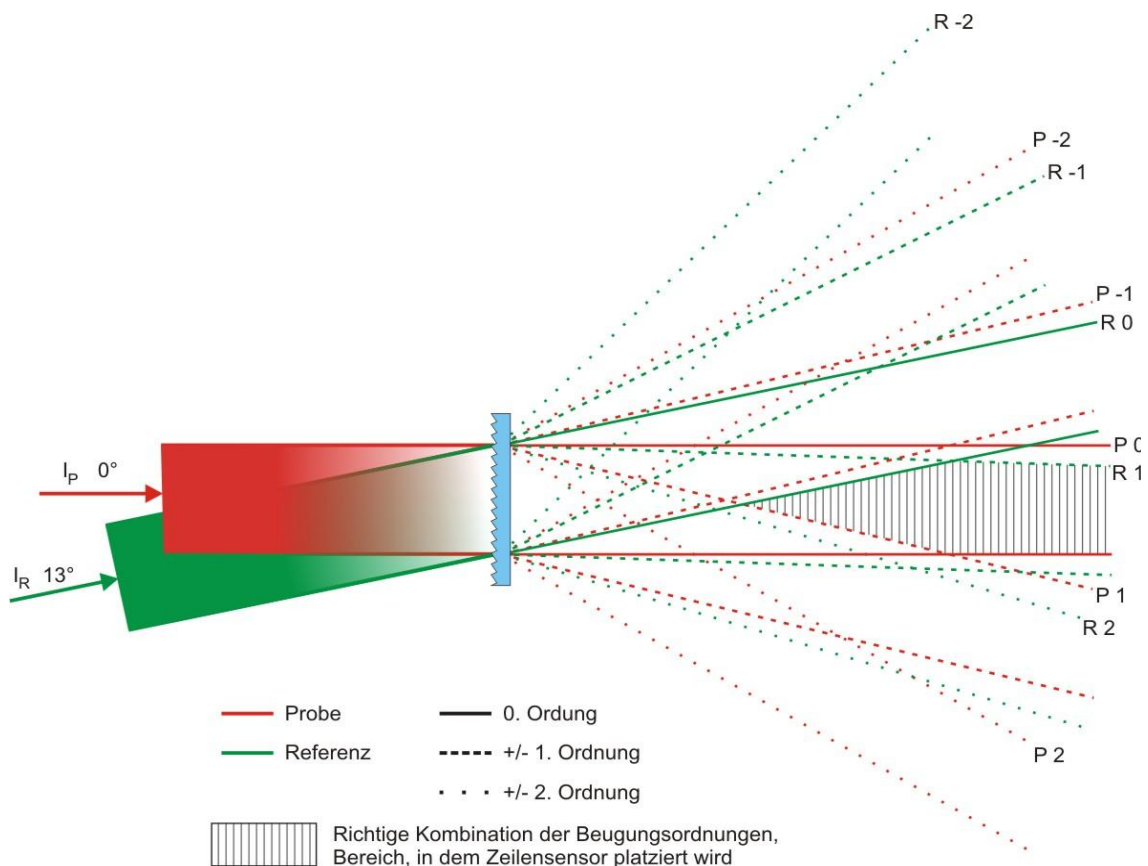


Abbildung 4-25: Darstellungen des Verlaufs der verschiedenen Beugungsordnungen für Proben- und Referenzlicht. Der schraffierte Bereich bezeichnet die Orte, an denen sich ausschließlich Probenlicht der nullten Beugungsordnung mit Referenzlicht der ersten Beugungsordnung überlagert

$$\text{Gl. 4-32} \quad z_{\max} = \frac{\sin \alpha_{AP}}{2} \cdot d_{\text{Sensor}} = 900 \mu\text{m}$$

In Kapitel 3.3.1 wurde gezeigt, dass die Intensitätsverteilung auf dem Detektor unabhängig von dem Abstand zwischen Gitter und Detektor ist. Es muss aber sichergestellt werden, dass sich der Detektor in einem Bereich befindet, in dem sich ausschließlich die 0. Ordnung des Probenstrahls mit der 1. Ordnung des Referenzstrahls überlagert. Nur dann gilt Gl. 3-20. Abbildung 4-25 stellt diesen Zusammenhang graphisch dar. Um die Bereichsgrenzen zu bestimmen, wurden die Ablenkungswinkel mit der Gittergleichung bestimmt:

$$\text{Gl. 4-33} \quad \alpha_m = \arcsin(m \cdot g_{AP} \cdot \lambda_0 - \sin \alpha)$$

Für eine breitbandige Lichtquelle muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass in der gleichen Ordnung verschiedene Wellenlängen unterschiedlich stark gebeugt werden. Dazu werden die Beugungswinkel für die Randwellenlängen der Quelle berechnet. Aus Tabelle 4-2 folgt, dass die Dispersion in der gewählten Auslegung nicht so groß ist, dass sie sich störend auf die Messung auswirkt.

| | Probe | | Referenz | |
|-----------|------------------|-------|------------------|-------|
| | Wellenlänge [nm] | | Wellenlänge [nm] | |
| | 818 | 838 | 818 | 838 |
| Ordnung m | α_m [°] | | α_m [°] | |
| 0 | 0,0 | 0,0 | -13 | -13 |
| 1 | 14,2 | 14,6 | 1,2 | 1,5 |
| -1 | -14,2 | -14,6 | -28,1 | -28,4 |
| 2 | 29,4 | 30,2 | 15,4 | 16,1 |
| -2 | -29,4 | -30,2 | -45,7 | -46,7 |
| 3 | 47,4 | 49,0 | 30,7 | 32,0 |
| -3 | -47,4 | -49 | -74 | -78,3 |

Tabelle 4-2: Beugungswinkel für die verschiedenen Beugungsordnungen des Proben- und Referenzlichts jeweils für beide Grenzwellenlängen des Spektrums.

4.7.4 Detektoroptik

Proben- und Referenzlicht werden zunächst mit einem Faserkollimator der Fa. Schäfer und Kirchhoff kollimiert. Bei einer gewählten Brennweite von 60 mm ergibt sich ein Strahldurchmesser von 13 mm, sodass die Intensität über den 8 mm breiten Sensor zu den Rändern auf 50% des Maximalwerts abfällt. Das entspricht dem in Kapitel 3.4.6 ermittelten Optimum aus homogener Beleuchtung des Sensors und der genutzten Gesamtlichtmenge.

Für einen optimalen Interferenzkontrast wurde die Referenzintensität mit Graufiltern abgeschwächt. Um auch die Gesamtintensität auf dem Sensor einstellen zu können, wurde für Messungen mit sehr großen Probenreflektivitäten außerdem auch die Probenintensität auf dieselbe Weise reduziert.

Um das einlaufende Strahlbündel in der vertikalen Achse auf den Sensor zu fokussieren, wurde vor dem Bildsensor eine Zylinderlinse mit einer Brennweite von $f=60$ mm platziert. Die Signale wurden mit einer Multifunktionskarte NI6251 der Fa. National Instruments digitalisiert und von dem in Kapitel 4.4 beschriebenen Algorithmus aufbereitet und dargestellt. Für den Bandpassfilter wurde eine Mittenfrequenz von $0,16 \text{ Pixel}^{-1}$ und eine Güte von $1,5 \text{ Pixel}^{-1}$ gewählt. Die Messrate lag bei allen Messungen bei 1,25 MHz.

Die Messungen zur Bestimmung der Systemeigenschaften wurden mit einer SLD mit $600 \mu\text{W}$ Ausgangsleistung an der Faser und einem Spiegel oder einer Glasplatte als

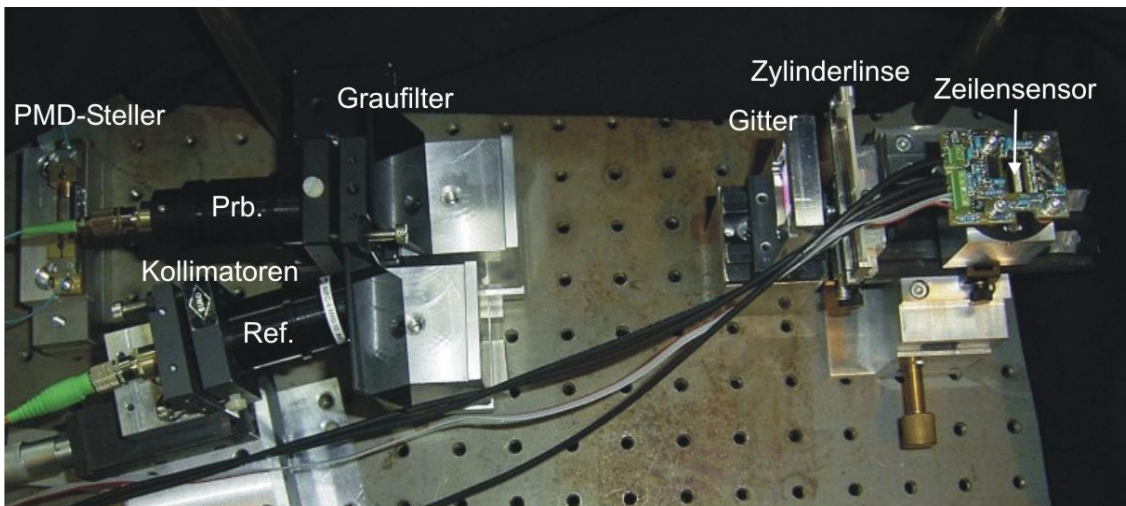


Abbildung 4-26: Die Detektoroptik in Aufsicht. Links die beiden Faserkollimatoren mit den davor platzierten Strahlteilern. Im Strahlengang folgen dann Gitter, Zylinderlinse und der unter der Platine montierte Bildsensor.

Probe durchgeführt. Für die Schnittbilder von biologischen Proben wurde eine SLD mit einer Ausgangsleistung von 15 mW und das Handstück aus Kap. 4.5.2 benutzt.

4.7.5 Erwartete Sensitivität und SNR

In Kapitel 3.4.5 wurde die Messdynamik, die mit einer Einzelmessung erzielt werden kann, und die Sensitivität theoretisch abgeleitet. Für das PhaGoM System liegt der optische Wirkungsgrad der Nachweioptik ρ bei ca. 0,76. Die Modulationstransferfunktion (MTF) des Sensors (Abbildung 4-10) dämpft eine Raumfrequenz von 0,22 Pixel⁻¹ um einen Faktor von 0,76. Für die Bestimmung der Sensitivität ist eine SLD mit 600 μ W verwendet worden. In Kapitel 4.1.1 wurde abgeschätzt, dass von der gesamten Quelleistung nur 6,3% als Probenlicht zum Detektor gelangen. Das entspricht 37,8 μ W. Für die Berechnung ist außerdem eine auf den A-Scan bezogene Messfrequenz von 1,21 kHz (1,25 MHz / 1029 Pixel), eine Quanteneffizienz des Bildsensors η von 0,39 (Abbildung 4-1), eine Halbwertsbreite der Kohärenzfunktion von 16,6 μ m und eine Aussteuerung des LIS1024 Sensors von 2 Millionen Elektronen angenommen worden:

$$\text{Gl. 4-34} \quad S = 20 \log \left(2 \cdot \text{MTF} \cdot \gamma \sqrt{\frac{\eta \cdot \rho \cdot \lambda_0 \cdot I_P \cdot I_c}{h \cdot c \cdot z_{\max} \cdot f_{\text{Scan}}}} \right) = 92,1$$

$$\text{Gl. 4-35} \quad \text{SNR} = 20 \cdot \log \left(\sqrt{\frac{\text{FWC} \cdot I_c \cdot N_{\text{Pixel}}}{2 \cdot z_{\max}}} \cdot \gamma \cdot \text{MTF} \right) = 70,4$$

5 Charakterisierung und Test der Systeme

5.1 Messungen mit dem TraGoM-System

5.1.1 Charakterisierung des Systems

Zunächst sollen die Systemparameter des TraGoM-Systems, das durch eine Absorptionsmaske die Trägerfrequenz reduziert, messtechnisch bestimmt und mit den in Kapiteln 4.6.3 und 4.6.4 berechneten Werten verglichen werden. Dazu wurde die bereits in Abbildung 4-12 dargestellte Messung eines Deckglases verwendet. Da die Reflektivitäten der Vorder- und Rückseite des Deckglases in guter Näherung dieselben sind wie die als Referenz verwendete Reflexion am Ende des Proben-Lichtwellenleiters, waren keine weiteren Maßnahmen nötig, um einen optimalen Kontrast zu erhalten. Der Fokus der Probenarmoptik wurde so eingestellt, dass beide Reflexionen zu gleich großen Signalen führten.

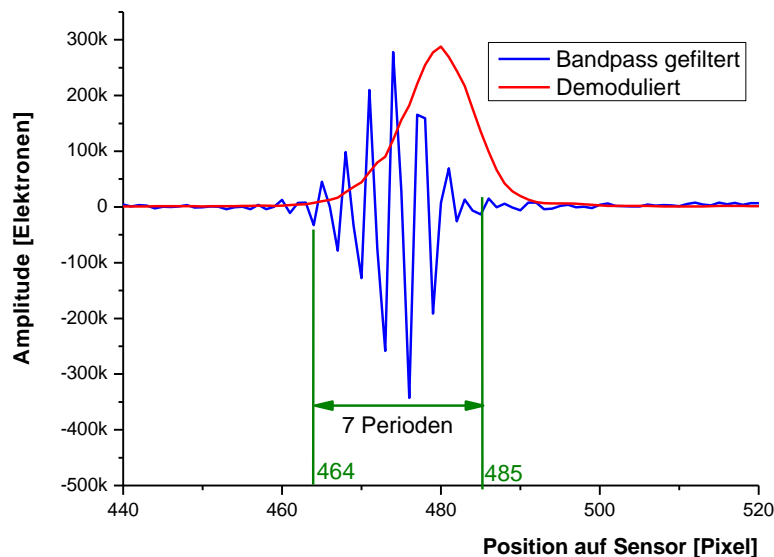


Abbildung 5-1: Interferenzsignal durch die Grenzfläche eines Mikroskop-Deckglases nach Beseitigung der systematischen Messfehler und Bandpassfilterung (blauer Graph). Der rote Graph zeigt das demodulierte Signal.

5.1.1.1 Trägerfrequenz und Filtergüte

Abbildung 4-12 zeigt das unverarbeitete Rohsignal, wie es aus dem Sensor ausgelesen wurde. Das erste Wellenpaket bei Pixel 290 entspricht der Vorderseite und das zweite Wellenpaket bei Pixel 480 entspricht der Rückseite des Deckglases. Abbildung 5-1 zeigt für den Bereich von Pixel 440 bis 520 das Interferenzsignal der zweiten Grenzfläche nach Beseitigung der systematischen Messfehler des Bildsensors und Bandpassfilterung vor (blauer Graph) und nach Demodulation (roter Graph). Aus der Messung wurde die Trägerfrequenz des Signals zu $7 \text{ Perioden} / 21 \text{ Pixel} = 0,33 \text{ Pixel}^{-1}$

ermittelt. Das entspricht mit guter Näherung der während der Auslegung berechneten Frequenz von $0,34 \text{ Pixel}^{-1}$ (Kapitel 4.6.3).

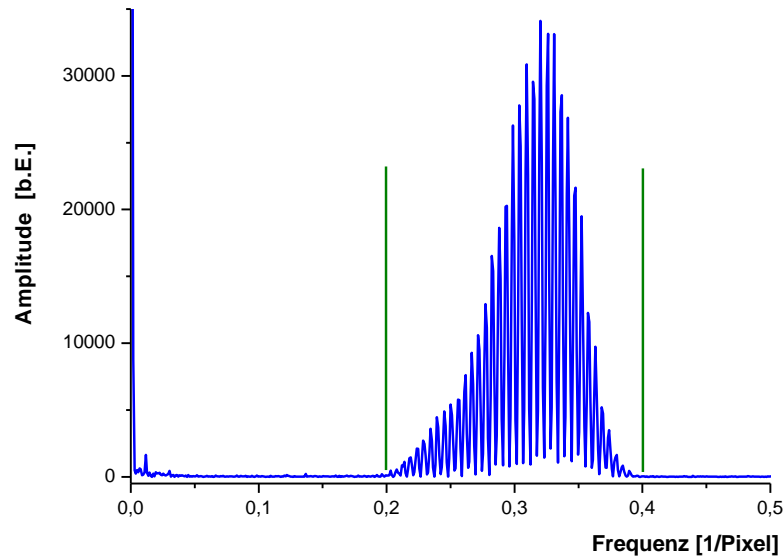


Abbildung 5-2: Leistungsspektrum des von systematischen Messfehlern befreiten Interferenzsignals. Die Leistungsanteile um $0,33 \text{ Pixel}^{-1}$ entsprechen den Frequenzen der Wellenpakete.

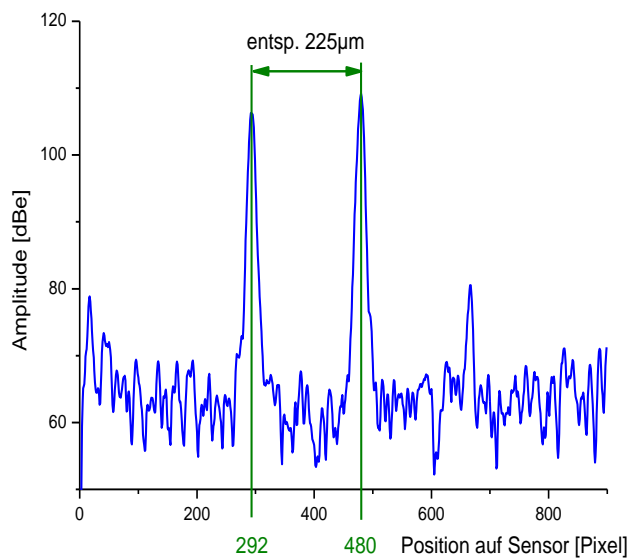


Abbildung 5-3: A-Scan in logarithmischer Darstellung zur Bestimmung des Messbereichs und der Messdynamik.

Abbildung 5-2 zeigt die Fouriertransformation des von den systematischen Messfehlern befreiten Rohsignals (Abbildung 4-13). Die Leistungsanteile um $0,33 \text{ Pixel}^{-1}$ entsprechen den Frequenzen in den Wellenpaketen. Anhand des Graphen wurden die

Eckfrequenzen des Bandpassfilters zu $0,2 \text{ Pixel}^{-1}$ und $0,4 \text{ Pixel}^{-1}$ gewählt. Das entspricht einer Filtergüte von 1,5.

5.1.1.2 Messtiefe und Auflösung

Abbildung 5-3 zeigt den A-Scan in logarithmischer Darstellung. Auf diesem ist ein drittes Signal bei Pixel 670 zu erkennen. Es kommt durch einen Mehrfachreflex zustande; die Strahlung wurde also zusätzlich je einmal an der Vorder- und Rückseite des Deckglases reflektiert. Anhand dieser Messung wurde die Messtiefe des Systems bestimmt. Der Abstand der ersten beiden Signale entspricht der in dem Deckglas zurückgelegten Strecke. Das Deckglas hat eine geometrische Dicke von $150 \mu\text{m}$. Bei einem Brechungsindex von 1,5 entspricht das einem optischen Weg von $225 \mu\text{m}$. Der Abstand der Deckglassignale voneinander wurde mit 188 Pixeln ermittelt. Daraus ergibt sich eine Messtiefe des Systems von $1,23 \text{ mm}$. Die Detektoroptik war für eine Messtiefe von $1,1 \text{ mm}$ ausgelegt worden. Der Grund für die Abweichung ließ sich nicht klären. Weil die Transmissionsmasken nur eine Breite von 8 mm hatten, kam es an den Rändern zu einer Abschattung der schräg einlaufenden Proben- und Referenzstrahlen. Deshalb konnten nur die zentralen Pixel des Sensors verwendet werden. Daher liegt die Messtiefe in den dargestellten Schnittbildern effektiv bei $940 \mu\text{m}$.

Das axiale Auflösungsvermögen von OCT Systemen ist als Halbwertsbreite der Kohärenzfunktion definiert. In Abbildung 5-4 ist das Signal der zweiten Grenzfläche des Deckglases vergrößert dargestellt. Ein Abfall auf 50% des Maximalwerts entspricht 11 Pixeln auf dem Sensor. Bei einem Skalierungsfaktor von $1,2 \mu\text{m}$ pro Pixel ($1,23 \text{ mm}/1024$) entspricht das einer Halbwertsbreite von ca. $13 \mu\text{m}$.

5.1.1.3 Kontrast, SNR und Sensitivität

In Abbildung 5-5 ist der Kontrast aufgetragen, der bei dieser Messung erzielt wurde. Dazu sind die Rohdaten tiefpassgefiltert worden. Anschließend wurde das Verhältnis von Modulationsamplitude und Mittelwert der Intensitäten gebildet. Für den hinteren Reflex liegt der Kontrast bei 0,077. Der gemessene Kontrast ist damit um den Faktor 0,42 bzw. $7,5 \text{ dB}$ kleiner als der in Kapitel 4.6.4 berechnete Kontrast von 0,18. Allerdings ist in der Betrachtung in Kapitel 4.6.4 der Kontrastverlust durch die besondere Intensitätsverteilung hinter der Maske (Kapitel 4.6.5) noch unberücksichtigt geblieben. Vermutlich sind diese der wesentliche Grund für die Abweichungen.

Zur Bestimmung der Messdynamik wurde der in Abbildung 5-3 dargestellte logarithmisch aufgetragene A-Scan verwendet. Wenn für den Glas-Luft-Übergang eine Reflektivität von 0,04 angenommen wird, sollte das dreifach reflektierte Signal um den Faktor 0,0016 oder 28 dB kleiner als die Signale von Vorder- und Rückseite des Deckglases sein. Die Signalgrößen wurden zu 106 dB und 109 dB für Vorder- und Rückseite sowie 80 dB für den Mehrfachreflex bestimmt. Die Abweichungen in der Größe der Signale von 3 dB sind auf die Probenarmoptik zurückzuführen. Der Fokus lag in der Nähe der Hinterseite des Deckglases. Vor und hinter dem Fokus wurde das Signal zusätzlich durch die konfokale Tiefendiskriminierung abgeschwächt.

Zur Bestimmung des Dynamikumfangs wurde die Standardabweichung des Rauschens in den Pixeln [100; 200] zu 63 dB bestimmt. Die Signale liegen damit ca. 46 dB über dem Rauschniveau. In Kapitel 4.6.4 wurde eine zu erwartende Messdynamik mit dem Bildsensor von 56,2 dB berechnet. Die Abweichung von 11 dB zu dem erwarteten Wert kann zum Teil mit dem um den Faktor 7,5 dB reduzierten Interferenzkontrast des Systems erklärt werden. Die verbleibende Differenz ist darauf zurückzuführen, dass der Rauschuntergrund am Rand des Bildsensors bestimmt wurde, wo das

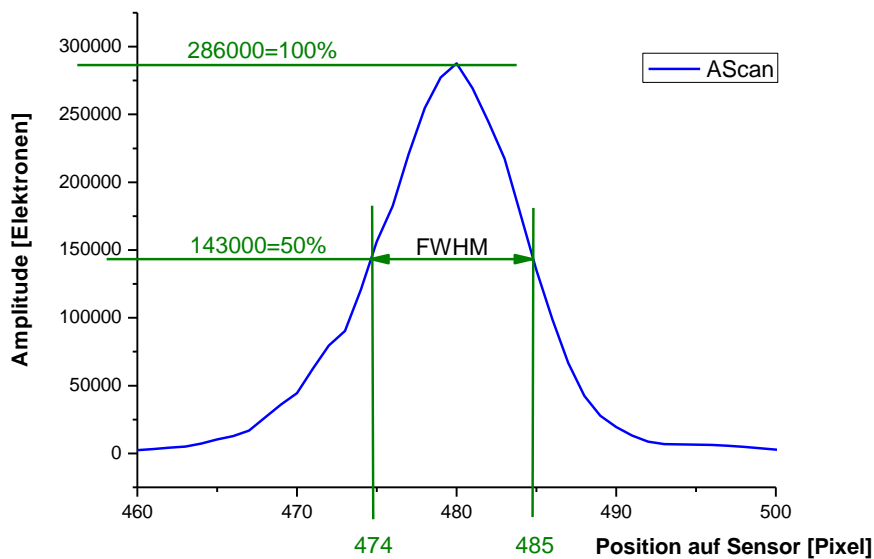


Abbildung 5-4: Der Graph zeigt das zur Bestimmung der Halbwertsbreite verwendete demodulierte Signal des Rückseitenreflexes.

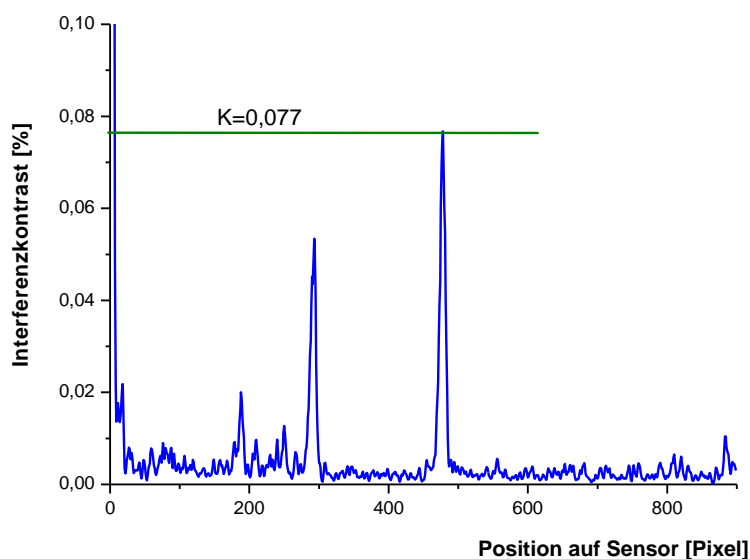


Abbildung 5-5: Interferenzkontrast, der bei der Messung an einen Objektträger erzielt wurde. Zur Berechnung wurde das Verhältnis von Modulationsamplitude und Mittelwert der Intensitäten gebildet.

Rauschen (Kapitel 4.4.1) durch die geringere Ausleuchtung ansteigt.

Die Sensitivität des Systems kann ebenfalls aus der Messung bestimmt werden. Wenn der Glas-Luft-Übergang im Probenarm durch einen Spiegel mit einer Reflektivität von 100 % ersetzt würde, wäre das mit dem Detektor gemessene Signal um den Faktor 14 dB größer als das Interferenzsignal der Deckglasreflexe. Die gemessene Sensitivität des Systems liegt damit bei ca. 60 dB. In Kapitel 4.6.4 wurde eine zu erwartende Sensitivität von 83,8 dB berechnet. Die Differenz von 23,8 dB lässt sich nur teilweise durch den im Aufbau um 7,5 dB reduzierten Interferenzkontrast und das zu den Rändern des Bildsensors ansteigende Rauschen erklären. Die Berechnung der Sensitivität setzt Annahmen über die Leistung auf der Probe und die Transmission des Detektionsarmes voraus. Diese wurden nicht quantifiziert, da sie mit dem Detektionsprinzip des TraGoM nicht unmittelbar verknüpft sind. Verluste im Strahlteiler, schlechte Einkopplung des Probenlichtes in die Monomodefaser oder auch Verluste an der Phasenmaske könnten für den beobachteten Sensitivitätsverlust verantwortlich sein.

5.1.2 Exemplarische Messungen

In Abbildung 5-6 sind exemplarische Messungen technischer und biologischer Strukturen dargestellt. Eine mögliche Anwendung dieses Systems liegt in der Vermessung der Hornhautdicke. Als Modellstruktur wurde eine Kontaktlinse vermessen (Abbildung 5-6-A). Vorder- und Rückseite sind deutlich zu erkennen. Der laterale Messbereich beträgt 2 mm. Die Intensitäten der Oberflächen fallen zu den Seiten hin stark ab, da das reflektierte Licht hier nicht mehr vollständig in die Apertur der Nachweisoptik gelangen kann. Die Messungen wurden mit einer numerischen Apertur von 0,052 durchgeführt. Bei einer Vergrößerung der NA wären die Signale aus den Bereichen, in denen die Oberfläche stärker gegen die optische Achse gekippt ist, besser nachweisbar.

In Abbildung 5-6-B ist das Schnittbild einer Schweinecornea dargestellt. Die Rückseite liegt außerhalb des Tiefenmessbereichs der Messung. Die messtechnische Erfassung der Rückseite erwies sich als schwierig, weil die Reflektivität an dem Cornea-Kammerwasser-Übergang sehr viel kleiner ist als an der Cornea-Luft Grenzfläche. Deshalb konnte die Rückseite der Cornea nur im Apex dargestellt werden. Zur Darstellung der gesamten Rückseite der Cornea ist die Sensitivität nicht ausreichend.

Abbildung 5-6-C zeigt als Beispiel für technische Proben einen M3-Gewindestift. Die Gewindgänge können gut dargestellt werden. Die horizontalen Strukturen innerhalb des Gewindestifts sind Artefakte, die entstehen, weil die Gewindeflanken ähnlich wie ein Retroprisma wirken und auf diese Weise auch Licht in die Applikatoroptik zurückgelangt, das an beiden Gewindeflanken reflektiert worden ist.

In Abbildung 5-6-D ist eine Messung von Kopierpapier dargestellt. Das Streusignal ist lediglich in den ersten 100 μm erkennbar. Das ist auf die relativ geringe Sensitivität des Systems zurückzuführen. OCT-Geräte mit höherer Sensitivität können die Signale von Papier bis zu einer Tiefe von 1 mm nachweisen.

Auch in der Aufnahme in Abbildung 5-6-E, die von dem Daumen eines Probanden gemacht wurde, kann lediglich die Oberflächentopographie des Fingerabdrucks dargestellt werden.

In Abbildung 5-6-F ist noch einmal eine Messung von Papier mit jeweils 100 gemittelten A-Scans dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass durch den vergrößerten Signal-zu-Rauschabstand eine wesentlich größere Eindringtiefe erreicht wird.

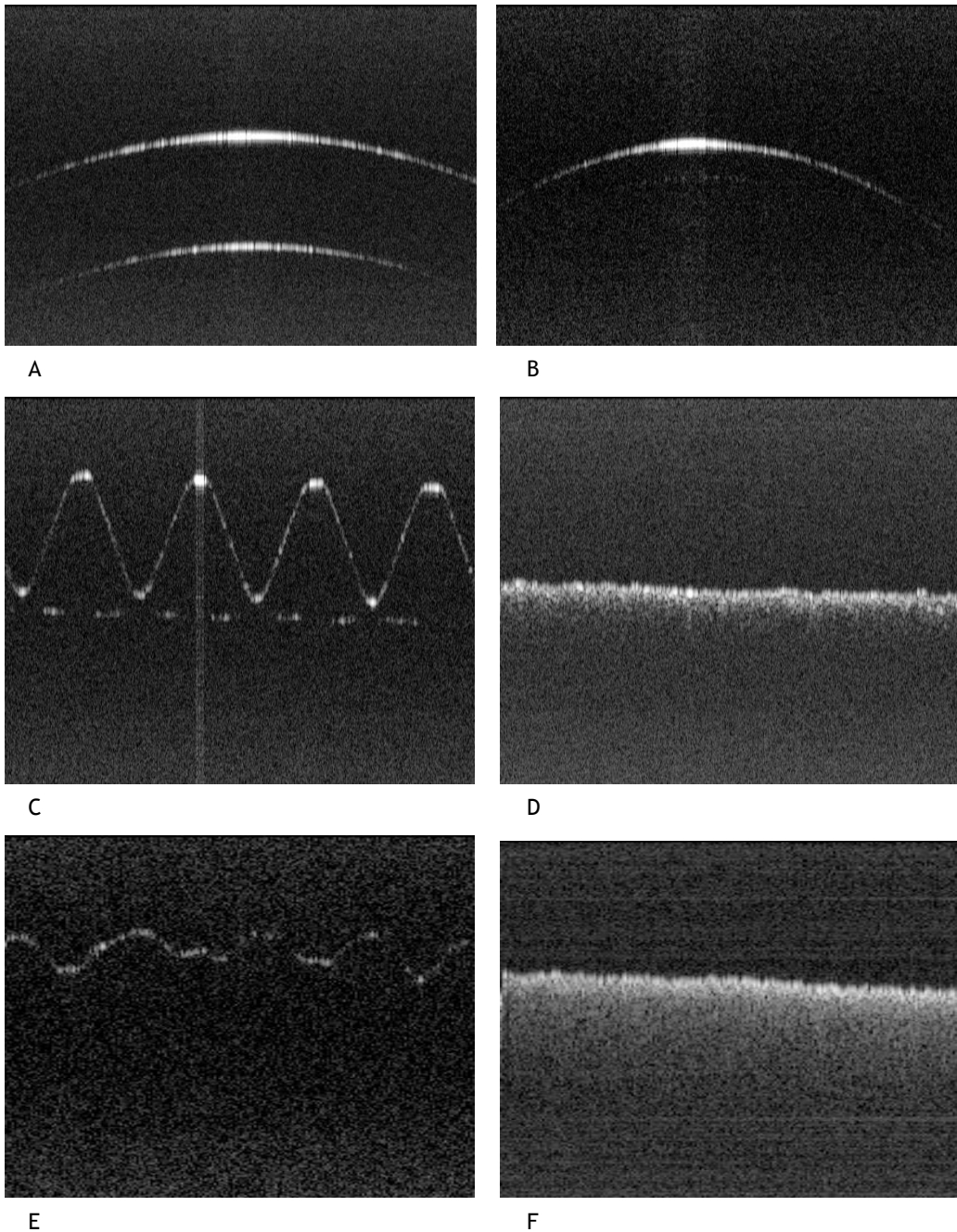


Abbildung 5-6: Exemplarische Messungen. A: Kontaktlinse (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 3\text{mm}$), B: Vorderseite einer Schweinecornea in vitro (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 1\text{mm}$), C: Gewindestift M3 (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$), D: Kopierpapier (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$), E: Hautoberfläche am Daumen (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$), F: Kopierpapier mit je 100 gemittelten A-Scans ($940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$).

5.2 Messungen mit dem PhaGoM System

5.2.1 Charakterisierung des Systems

Wegen der fehlenden Transmissions- und Mischverluste durch den Einsatz des Phasengitters sowie der effizienteren Auslegung des Interferometers wird trotz einer fünf Mal größeren Messrate eine um 7 dB höhere Sensitivität als mit dem TraGoM

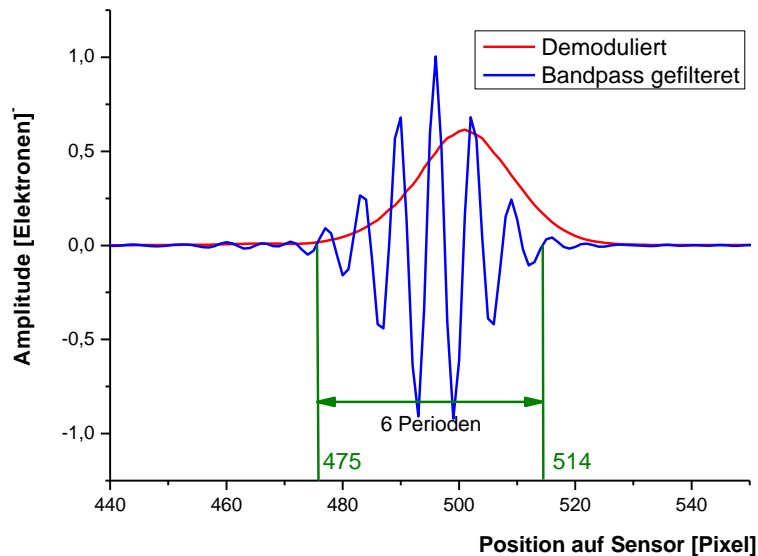


Abbildung 5-7: Messungen eines Spiegels zur Bestimmung der Spezifikationen des Systems. Für den blauen Graph ist das Signal von den systematischen Messfehlern befreit und Bandpassgefiltert worden. Der rote Graph zeigt das demodulierte Signal.

erwartet. Damit sollten Messungen an biologischen Proben möglich sein. Um einen einfachen Vergleich der Leistungsfähigkeit der beiden Systeme zu ermöglichen, folgt die Charakterisierung des PhaGoM Systems der im vorigen Kapitel für das TraGoM verwendeten Methodik.

Bei dem PhaGoM System wird die Quellleistung mit einem Faserkoppler geteilt und eine Hälfte wird als Referenzintensität direkt auf den Detektor gelenkt. Als Probe wurde für alle Messungen (bis auf die zur Bestimmung der Messtiefe) ein Spiegel im Probenarm des Interferometers verwendet. Die aus dem Probenarm in den Detektor gelangende Intensität entspricht daher einem Viertel der Quellleistung.

Um einen optimalen Kontrast zu erreichen, wurde die Referenzintensität mit Graufiltern an die Probenintensität angepasst. Die optischen Dichten wurden empirisch so gewählt, dass ein maximaler Interferenzkontrast erreicht wurde. Für den Referenzarm wurde ein Filter mit $OD = 1,47$ gewählt, für den Probenarm $OD = 1,11$. Alle Messungen wurden mit einer SLD mit $600 \mu W$ Ausgangsleistung durchgeführt.

5.2.1.1 Trägerfrequenz und Filtergüte

Abbildung 5-7 zeigt das Interferenzsignal einer Spiegeloberfläche nach Beseitigung der systematischen Messfehler des Bildsensors und nach Bandpassfilterung (blauer Graph), sowie dasselbe Signal nach Demodulation (roter Graph). Aus diesen Daten wurde die Trägerfrequenz des Signals zu $6 \text{ Perioden} / 39 \text{ Pixel} = 0,154 \text{ Pixel}^{-1}$ ermittelt. In Kapitel 4.7.3 ist das System für eine Trägerfrequenz von $0,22 \text{ Pixel}^{-1}$ ausgelegt worden. Die Differenz ist durch eine Abweichung des Winkels α zu erklären. α konnte in dem experimentellen Aufbau nur relativ grob durch das Verschieben der Faserkollimatoren eingestellt werden. Nach Gl. 4-24 ergibt sich ein tatsächlicher Winkel α von $13,6^\circ$. Die Abweichung zum berechneten Winkel beträgt also nur $0,6^\circ$.

Abbildung 5-8 zeigt die Fouriertransformation des von systematischen Messfehlern

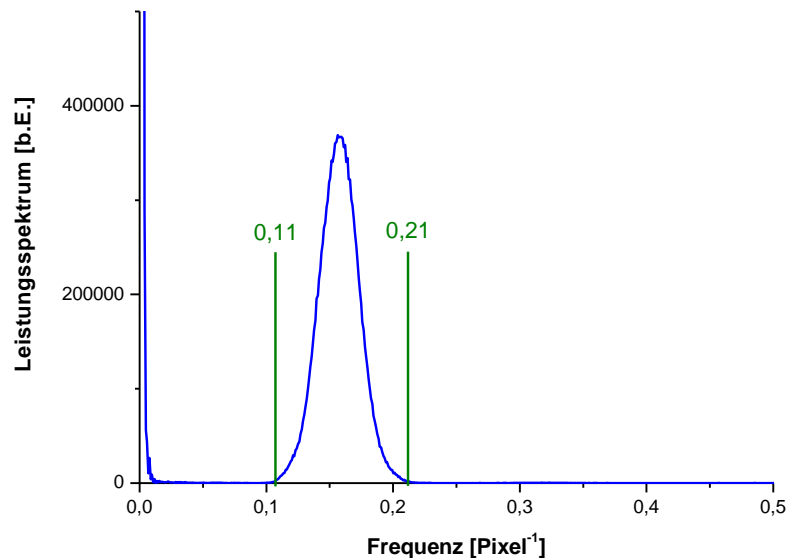


Abbildung 5-8: Leistungsspektrum des von systematischen Messfehlern befreiten Rohsignals. Die Leistungsanteile um $0,15 \text{ Pixel}^{-1}$ entsprechen den Frequenzen der Wellenpakete.

befreiten Interferenzsignals, welches Leistungsanteile gaußförmig um $0,15 \text{ Pixel}^{-1}$ besitzt. Die Eckfrequenzen des Bandpassfilters wurden zu $0,11 \text{ Pixel}^{-1}$ und $0,21 \text{ Pixel}^{-1}$ gewählt. Das entspricht einer Filtergüte von 1,5.

5.2.1.2 Messtiefe und Auflösung

Abbildung 5-9 zeigt den A-Scan eines Deckglases in logarithmischer Darstellung. Aufgrund der Einbaurichtung des Bildsensors ist die Vorderseite des Deckglases bei Pixel 600 zu sehen, die Rückseite bei 345. Auch hier ist analog zu der Messung in Kapitel 5.2.1.2 ein drittes Signal bei Pixel 92 zu erkennen, das durch eine Mehrfachreflexion an den vorderen und hinteren Grenzflächen zustande kommt. Mit dieser Messung wurde die Messtiefe des Systems bestimmt. Der Abstand der ersten beiden Signale entspricht wieder dem im Deckglas zurückgelegten optischen Weg von

225 μm . Der Abstand der Deckglassignale voneinander wurde mit 256 Pixeln ermittelt. Daraus ergibt sich eine Messtiefe des Systems von 900 μm . Das entspricht exakt der in Kapitel 4.7.4 berechneten Messtiefe des Systems.

Das axiale Auflösungsvermögen wurde aus der Halbwertsbreite des demodulierten

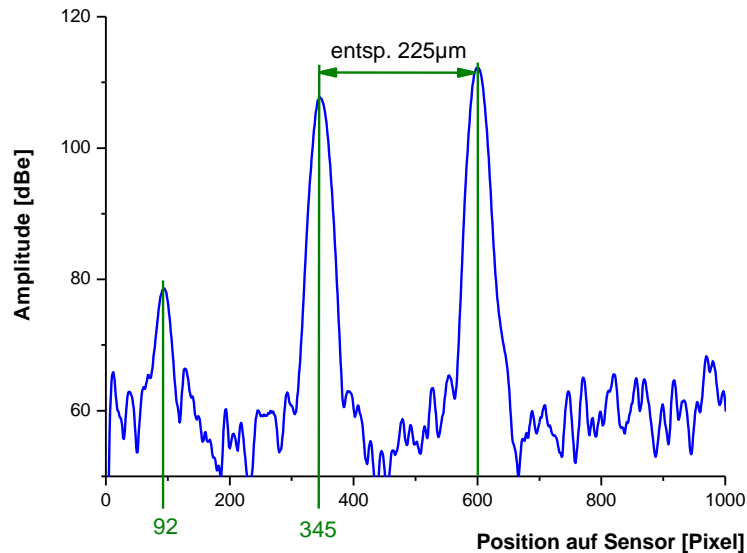


Abbildung 5-9: Messungen eines Mikroskopie Deckglas in logarithmischer Auftragung zur Bestimmung des Messbereichs des Systems. Die Vorderseite des Deckglases liegt bei Pixel 600, die Rückseite erscheint bei 345.

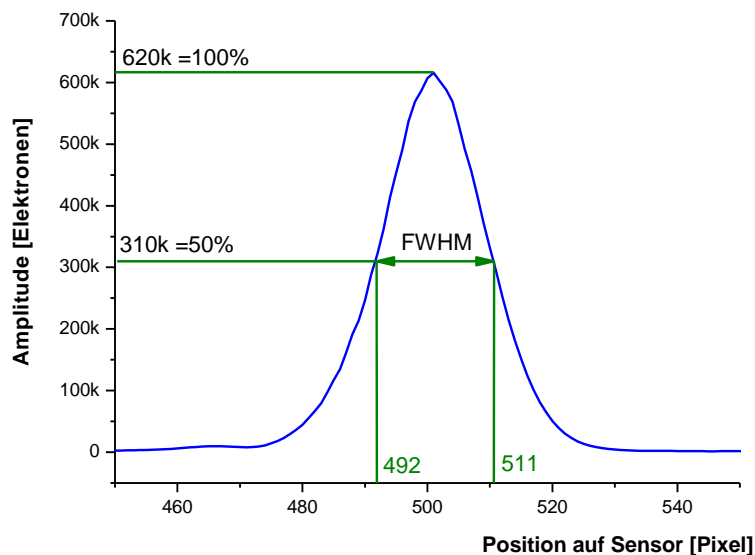


Abbildung 5-10: Der Graph zeigt das demodulierte Signal eines Spiegels. Es wurde zur Bestimmung der Halbwertsbreite verwendet. Der Bereich um das Maximum ist vergrößert dargestellt.

Signals eines Spiegelreflexes (Abbildung 5-10) zu 19 Pixeln bestimmt. Bei einem Skalierungsfaktor von $0,878 \mu\text{m}$ pro Pixel ($900 \mu\text{m}/1024$) entspricht das einer Tiefenauflösung von ca. $16,6 \mu\text{m}$. Die axiale Auflösung ist damit nur $1,2 \mu\text{m}$ größer als die für die verwendete Lichtquelle erwartete von $15,4 \mu\text{m}$. Der Fehler von 8 % ist vermutlich auf eine Verbreiterung der Kohärenzfunktion durch eine unvollständig kompensierte chromatische Dispersion und Polarisationsmodendispersion zurückzuführen.

5.2.1.3 Kontrast, SNR und Sensitivität

Abbildung 5-11 zeigt den maximal erreichten Kontrast der Interferenz. Der als Quotient aus der Modulationsamplitude und der mittleren Intensität berechnete Kontrast erreichte 0,72. Das liegt nur 3 dB unter dem erwarteten maximalen Kontrast

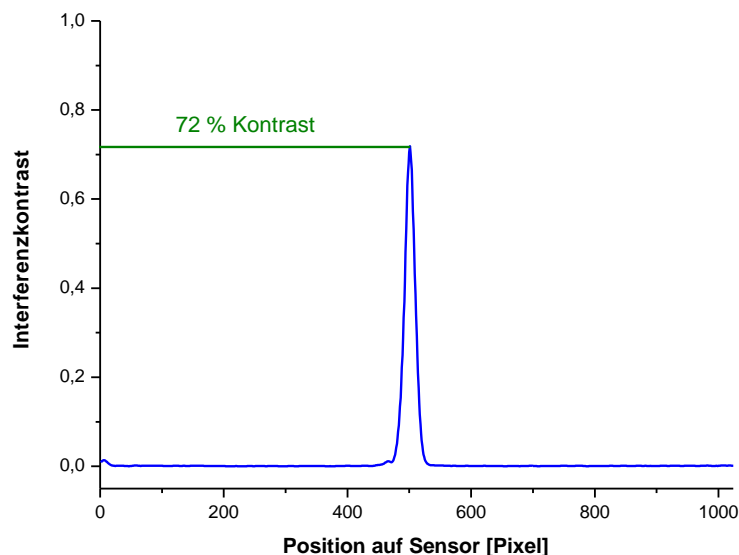


Abbildung 5-11: Maximal möglicher Interferenzkontrast bei der Messung eines Spiegels mit abgeglichenen Proben- und Referenzintensität.

von 100 %. Die Abweichungen sind vermutlich ebenfalls auf einen nicht vollständig kompensierten Unterschied zwischen den Chromatischen- oder Polarisationsmodendispersionen in den beiden Armen des Interferometers zurückzuführen. Beide Einflüsse verbreitern nicht nur die Kohärenzfunktion, sondern vermindern auch den Kontrast (Lankenau 2003). Da der Referenzstrahl unter einem Winkel auf das Gitter trifft, erscheint sein gaußförmiges Beleuchtungsprofil gegenüber dem senkrecht auftreffenden Probenstrahl verbreitert. Daher lässt sich nicht über den ganzen Sensor ein gleiches Verhältnis von Proben- und Referenzintensität realisieren. Das führt zu einer weiteren Reduzierung des Kontrasts.

Die Messdynamik und Sensitivität wurden aus den in Abbildung 5-12 dargestellten Messungen eines Glas-Luft-Übergangs bestimmt. Auch dafür wurde eine SLD mit $600 \mu\text{W}$ Ausgangsleistung verwendet. Die Amplitude des Signals wurde zu 116 dB

bestimmt. Aufgrund des gaußförmigen Beleuchtungsprofils von Proben- und Referenzstrahlung sinken Signal und SNR zum Rand des Sensors ab. Durch die in Kapitel 3.4.6 beschriebene Normierung erscheint die Amplitude eines gegebenen Signals allerdings über den gesamten Messbereich hinweg gleich groß, während das Rauschen von 50 dB in der Mitte zu 61 dB an den Rändern ansteigt. Für das Zentrum des Bildsensors ergibt sich deshalb eine maximale Messdynamik von 66 dB. In Kapitel 0 wurde eine erwartete Messdynamik für das System von 70,4 dB berechnet. Die Abweichung zu der Messung beträgt daher lediglich 3,6 dB. Das entspricht mit guter Näherung dem reduzierten Interferenzkontrast.

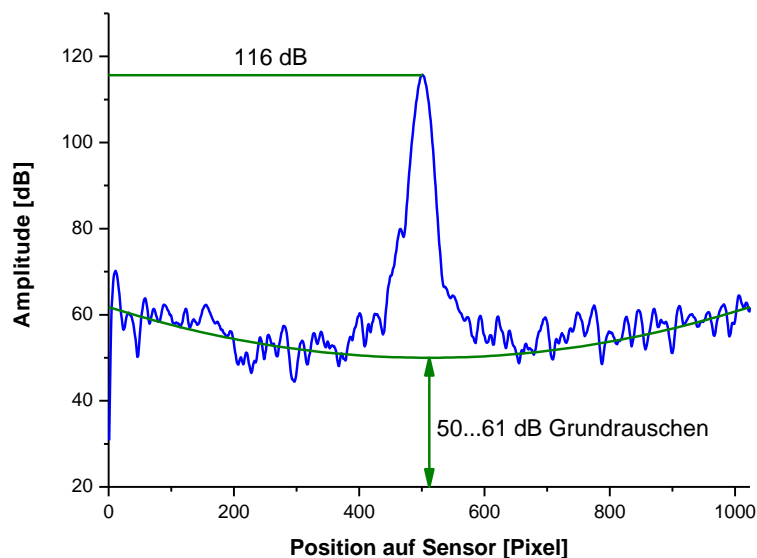


Abbildung 5-12: Zur Bestimmung der Messdynamik wurde der A-Scan eines Glas-Luft-Übergangs in logarithmischer Darstellung verwendet.

Die Sensitivität des Systems, die mit einem Spiegel im Probenarm erreicht werden kann, liegt 14 dB oberhalb des mit dem Glas-Luft-Übergang gemessenen SNR bei ca. 80 dB. Nur 3 dB der Differenz zu der in Kap. 4.7.5 berechneten Sensitivität von 91,4 dB lassen sich durch den reduzierten Interferenzkontrast erklären. Die restliche Differenz wird wohl wie beim TraGoM durch Transmissionsverluste bei der Bestrahlung der Probe und der Detektion der Probenstrahlung verursacht.

5.2.2 Exemplarische Messungen

Für alle folgenden Bilder, die exemplarisch die Leistungsfähigkeit von PhaGoM demonstrieren, wurde der in Kapitel 4.5.1 beschriebene Handapplikator genutzt. Da die integrale Reflektivität von biologischen Proben lediglich in der Größenordnung von 1% liegt, konnte für diese Messungen eine SLD mit einer Ausgangsleistung von 15 mW an der Faser verwendet werden. Dadurch erhöht sich die erwartete Sensitivität des Systems auf 95 dB.

In Abbildung 5-13-A kann man sehr gut die sich abwechselnden Schichten aus Folienmaterial und Kleber erkennen. Kleine Einlagerungen, die hier als weiße Punkte erscheinen, führen in den darunter liegenden Schichten zu dunklen Abschattungen.

Abbildung 5-13-B zeigt die Messung eines Apfels. Das grobkörnige Fruchtfleisch des Apfels kann gut von der homogenen Schale unterschieden werden. Die Zellen sind in dieser Probe groß genug, um sie einzeln darstellen zu können. Der graue Schleier über dem Bild, der zu dem unteren und oberen Bildrand an Intensität zunimmt, ist

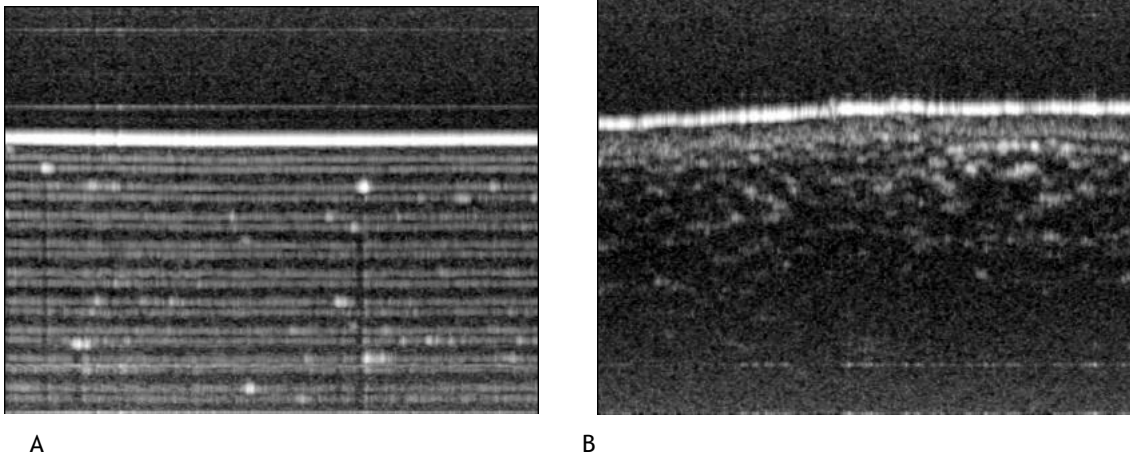


Abbildung 5-13: Exemplarische Messungen mit dem PhaGoM System. Links: Tesafilmrolle, Rechts: Apfel. Das Bildfeld für beide Messungen hat eine Größe von 2 mm x 0,9 mm.

auf die in Kapitel 3.4.6 beschriebene Abnahme der Sensitivität zu den Rändern des Bildsensors zurückzuführen.

In den Abbildung 5-14 bis Abbildung 5-17 sind in vivo Messungen, die mit Probanden durchgeführt wurden, dargestellt. Die Messung in Abbildung 5-14 zeigt die Haut an der Daumeninnenseite, die Messung in Abbildung 5-15 Haut der Handinnenfläche. In beiden Messungen kann gut zwischen Hornschicht und Epidermis unterscheiden werden. Die Hornschicht der Handinnenfläche ist nur etwa halb so dick wie die des Daumens. Die hügelige Oberfläche des Daumens stellt einen Schnitt durch die Papillarleisten dar, die den charakteristischen Fingerabdruck hervorrufen. In beiden Messungen sind außerdem spiralförmige Schweißdrüsenausführungsgänge zu erkennen.

Die Abbildung 5-16 zeigt den Übergang des Fingernagels zum Finger. Der Fingernagel entspricht der glatten Struktur auf der linken Bildseite, die dann über den Nagelfalz in das bereits bekannte Hautgewebe übergeht.

Abbildung 5-17 zeigt die Messung von Hautgewebe am Unterarm. Hier ist die Hornschicht lediglich ca. 10 µm dick, sodass sie von dem OCT System nicht mehr dargestellt werden kann. Die dunklen Bereiche in der Tiefe des Gewebes sind Blutgefäße. Sie sind bis zu einer Messtiefe von ca. 0,5 mm sichtbar.

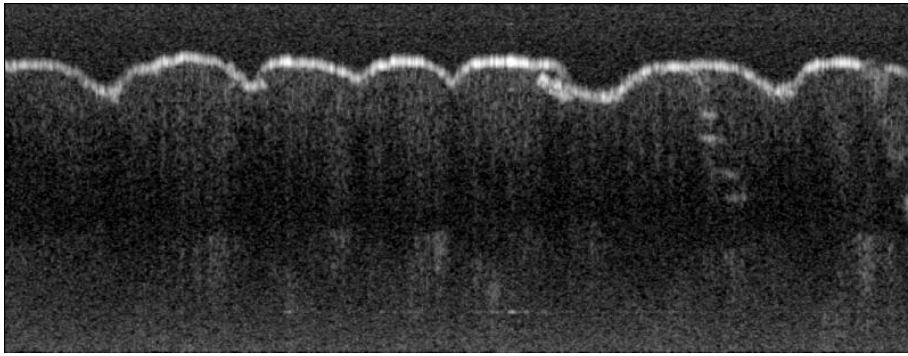


Abbildung 5-14: In vivo Messungen an Daumeninnenfläche (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm)

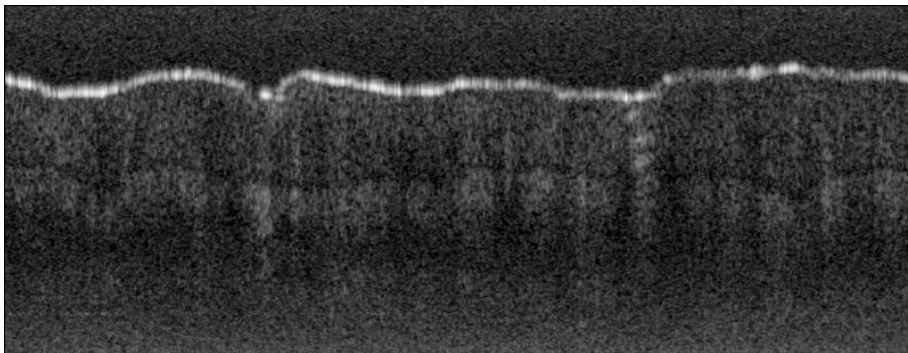


Abbildung 5-15: In vivo Messungen an Handfläche (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm)



Abbildung 5-16: Messungen am Übergang vom Fingernagel zum Finger (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm)

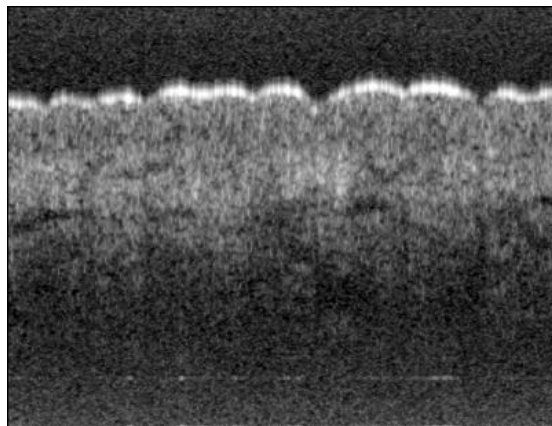


Abbildung 5-17: Messung der Haut an der Innenseite des Unterarms (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm)

6 Diskussion

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit neu eingeführten OCT Verfahren den etablierten Ansätzen zur OCT gegenübergestellt. Aus diesem Vergleich sollen Einsatzgebiete und Anwendungen abgeleitet werden, für die einzelne Verfahren besonders geeignet sind.

TraGoM und PhaGoM ist gemein, dass sie, wie die TD-OCT, einen Laufzeitnachweis in der Zeitdomäne durchführen. Das Spektralradar und das Swept-Source-OCT dagegen bestimmen die Laufzeitverteilung des Probenlichts in der Spektraldomäne.

So sind die mit LOCT Systemen gewonnenen Messergebnisse zwar fundamental dieselben wie bei der TD-OCT, aufgrund der unterschiedlichen Nachweisverfahren haben diese aber doch auch unterschiedliche Eigenschaften.

Statt die Laufzeitverteilung des Lichts wie bei TD-OCT oder SS-OCT als zeitabhängige Größe zu messen, wird genau wie beim Spektralradar die Laufzeitverteilung in eine räumliche Intensitätsverteilung abgebildet, die dann mit einem Zeilensensor erfasst wird. Hierdurch ergeben sich Gemeinsamkeiten von TraGoM- und PhaGoM-OCT mit dem Spektralradar.

Wenn zum Systemvergleich ein spezifisches System betrachtet werden muss, wird von einer Messtiefe von 2 mm und einer Kohärenzlänge der Lichtquelle von 8 μm bei einer Mittenwellenlänge von 830 nm ausgegangen. Auf die SS-OCT Systeme soll in diesem Vergleich nicht weiter eingegangen werden, weil sich diese sowohl in Hinsicht auf das Nachweisverfahren als auch auf das Messprinzip von den LOCT Systemen unterscheiden.

6.1 Messung der Autokorrelierten - Interferometerdesign

In der Spektraldomäne arbeitende OCT Systeme messen auch die Autokorrelierte der Laufzeitverteilungen im Interferometer. In der Zeitdomäne arbeitende Systeme dagegen messen nur die Kreuzkorrelierte aus den Laufzeitverteilungen von Proben- und Referenzlicht. Abhängig von der zu untersuchenden Probe können diese Eigenschaften sowohl ein Nachteil als auch ein Vorteil sein.

Für stark streuende Proben wie der Haut können beide Gruppen von Systemen verwendet werden. Der störende Einfluss der Autokorrelierten des Probenlichts kann bei den Systemen der Spektraldomäne durch einen hinreichend großen Abstand der Referenzebene zur Probenoberfläche und entsprechend gewählter Referenzintensität soweit reduziert werden, dass die Artefakte die Messung nicht stören.

Bei Proben mit Grenzflächen hoher Reflektivität können die Artefakte durch Autokorrelierte eine Interpretation der Messungen allerdings erheblich behindern. Dieses Problem taucht u.a. bei der Untersuchung des Augenvorderabschnitts auf. Um es zu umgehen wurden Verfahren vorgeschlagen, bei denen z.B. zwei Messungen mit jeweils um $\lambda/2$ verschobener Laufzeitdifferenz zwischen Proben- und Referenzarm durchgeführt werden. Dann bleiben die Modulationen in dem gemessenen Spektrum, die aus den Autokorrelierten stammen, unverändert, wohingegen sich die Phase der

Modulationen, die aus den Kreuzkorrelierten stammen, gerade um π verschoben. Wenn man dann vor der Fouriertransformation die Differenz beider Signale berechnet, werden die Autokorrelierten kompensiert (Wojtkowski, Kowalczyk et al. 2002) (Götzinger, Pircher et al. 2005). Da diese Verfahren die einzelnen phasenverschobenen Messungen zeitlich nacheinander aufnehmen, sind sie empfindlich gegen Probenbewegungen. Die dadurch entstehenden Artefakte haben bisher eine Verwendung in klinischen OCT Systemen behindert.

Für manche Anwendungen kann es allerdings auch vorteilhaft sein, ohne Referenzarm zu arbeiten. Die Referenzfläche kann dann z.B. ein Schichtübergang in der Probe selbst sein. Dieser Ansatz kann besonders vorteilhaft zur Bestimmung von Schichtdicken verwendet werden.

6.2 Common-Path Design

OCT Verfahren mit parallelem Nachweis sind, wie dies bereits weiter oben beschrieben wurde, besonders empfindlich gegenüber Änderungen der Probenposition während der Belichtungszeit. Für diese ist die gemeinsame Führung von Proben- und Referenzlicht in einer Faser daher besonders vorteilhaft (Common-Path-Design). Dazu muss der Referenzarm des Interferometers in den Applikator integriert werden, um so invariant gegen die Länge der Zuleitungsfaser zu werden. Das beseitigt auch die Notwendigkeit zur Konfektionierung der Lichtwellenleiter, da die Größe des Laufzeitunterschiedes zwischen Proben- und Referenzlicht jetzt durch die Geometrie des Applikators bestimmt wird. Durch die gemeinsame Führung von Proben- und Referenzlicht werden außerdem alle störenden Einflüsse durch Gruppengeschwindigkeits- und Polarisationsmodendispersion beseitigt.

Verlustfrei lässt sich dieser Ansatz allerdings nur für ein FD-OCT realisieren. Hier werden Proben- und Referenzlicht ohnehin gemeinsam aus einer Faser in das Spektrometer eingekoppelt. Da das FD-OCT ohnehin die Autokorrelierte aus allen Laufzeiten des Lichts misst, ist die konzeptionelle Trennung in Referenz- und Probenwelle sowieso etwas künstlich.

Für LOCT Systeme gilt das nicht. Hier müssen Proben- und Referenzlicht als separate Strahlen zum Detektor geführt werden. Dazu müssen die zunächst gemeinsam geführten Anteile von Proben- und Referenzlicht wieder aufgeteilt werden, sodass in beiden Anteilen sowohl Proben- als auch Referenzlicht enthalten ist. Auf dem Sensor kann aber nur das Probenlicht aus dem einen Arm mit dem Referenzlicht aus dem anderen Arm der Nachweisoptik interferieren. Das andere Paar verringert den Modulationskontrast auf 50%, was bei einem 50% Strahlteiler zu einer Reduzierung des Signal-zu-Rauschverhältnisses um 6 dB führt (Kapitel 4.6.4).

Bei TD-OCT Systemen ist es technisch aufwändiger, die Referenzebene in den Applikator zu verlegen, da hier die Referenzebene bewegt werden muss und von daher relativ voluminöse Vorrichtungen erforderlich sind. Zur Messung der Laufzeitverteilungen mit Referenzspiegel in der Nähe der Probe oder Nutzung einer reflektierenden Fläche der Probe als Referenz ist daher das sog. ‚Dual Beam OCT‘ vorgeschlagen worden (Fercher, Hitzenberger et al. 1991). Bei diesen Systemen

werden zunächst in einem ersten Michelson-Interferometer zwei unterschiedliche Weglängen erzeugt, von denen die eine mittels eines Phasenmodulators kontinuierlich variiert wird. Das jetzt aus zwei Laufzeiten zusammengesetzte Licht wird dann auf eine Probe gelenkt, die über eine stark reflektierende Grenzfläche verfügt. Aus der von der Probe zurückgestreuten Intensitätsverteilung kann dann die Autokorrelierte der Laufzeitverteilung bestimmt werden. Bei diesen Aufbauten legen Proben- und Referenzlicht allerdings in dem ersten Interferometer unterschiedliche Wege zurück. Bei einer faseroptischen Ausführung des Interferometers führt das dazu, dass die PMD und GGD nicht kompensiert werden können. Außerdem tritt auch hier das bereits oben beschriebene Problem des Sensitivitätsverlusts von 6 dB auf.

6.3 Messbereich

Der Messbereich von LOCT Systemen skaliert mit der Anzahl der Pixel auf dem Bildsensor. Er liegt für ein einfaches LOCT System mit einem 1024 Pixel-Sensor bei lediglich 150 μm . Erst mit sehr großen Sensoren mit z.B. 10.000 Pixeln könnte eine Messtiefe in der Größenordnung von 1,5 mm erreicht werden. Solche Sensoren sind zwar kommerziell erhältlich, ihre Verwendung hätte allerdings einige systematische Nachteile. Große Sensoren erfordern große Strahldurchmesser und lange optische Wege. Für einen 10.000 Elemente-Sensor mit einer Pixelbreite von 8 μm wäre bei einer numerischen Apertur des Strahls von $NA = 0,1$ ein Abstand von 400 mm zwischen Faserende und Bildsensor erforderlich. Damit erhöht sich die Empfindlichkeit für thermische oder mechanische Winkelfehler.

Wie gezeigt wurde, können durch Mischen der Intensitätsmodulationen zu niedrigeren Frequenzen mit TraGoM- und PhaGoM-Systemen und üblichen Sensoren Messtiefen im Millimeterbereich erzielt werden. Die relativ kleinen Bildsensoren erleichtern den Aufbau der Optik erheblich. Die fundamentale Grenze für den Messbereich bildet dabei das Abtasttheorem, das den möglichen Messbereich auf $N_{\text{Pixel}}(\lambda_c/4)$ begrenzt.

Der Messbereich von Spektralradar-Systemen ist ebenfalls durch das Abtasttheorem auf $N_{\text{Pixel}}(\lambda_c/4)$ begrenzt. Neben dem Sensor muss zur Vergrößerung des Messbereichs hier auch immer das spektrale Auflösungsvermögen des Monochromators verbessert werden. Dies kann für sehr große Messbereiche technisch sehr aufwändig werden.

6.4 Sensitivität, Messdynamik, THD

Für Quantenrauschen begrenzte OCT Systeme der Zeitdomäne skaliert das Signal-zu-Rauschverhältnis proportional mit der Lichtleistung auf der Probe, dem Verhältnis aus Kohärenzlänge der Quelle und Messtiefe, sowie der Messzeit für einen A-Scan.

Das Signal-zu-Rauschverhältnis von LOCT Systemen ist aufgrund der Tatsache, dass die Intensitätsmodulationen mit einem Bildsensor erfasst werden, fundamental niedriger als bei einem idealen TD-OCT-System (Hagen-Eggert, Koch et al. 2012). Der Amplitudenverlust für einen Bildsensor mit ideal rechteckigem Verlauf der Pixelempfindlichkeit folgt einem SinC-Zusammenhang und erreicht bei der Nyquistfrequenz 3,9 dB. Für reale Kameras liegt der Verlust wegen der nicht

rechteckigen räumlichen Verteilung der Pixelempfindlichkeiten sogar noch ca. 2 dB höher.

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Systemen haben Proben- und Referenzstrahl ein gaußförmiges Intensitätsprofil. Daher muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen einer möglichst gleichmäßigen Intensität über den Sensor hinweg und einer möglichst vollständigen Nutzung allen Probenlichts. Wegen der reduzierten Intensität zu den Rändern des Bildsensors bzw. Messbereichs hin ist das SNR außerdem über den Messbereich hinweg nicht konstant. Ein Ausweg wäre hier die Umwandlung des Gauß-Profiles in ein Tophead-Profil. Zur Zeit der Experimente standen für diesen Zweck allerdings nur diffraktive Elemente zur Verfügung, die wegen der Erzeugung zusätzlicher Laufzeiten nicht verwendet werden konnten.

Die bei TraGoM Systemen verwendeten Masken haben den Nachteil, dass zunächst die Hälfte des Lichts von der Maske absorbiert wird. Das führt zu einem Dynamikverlust von 3 dB. Außerdem trägt nur die Differenzfrequenz zur Signalentstehung bei. Der Anteil des Signals, der in die Summenfrequenz gemischt wird, kann von dem Sensor nicht erfasst werden und erscheint deshalb nur als Untergrund in den Messungen. Das reduziert die Messdynamik um weitere 6 dB.

Bei den PhaGoM Systemen gibt es diese fundamentalen Beschränkungen nicht, da das Probenlicht direkt und damit verlustfrei auf den Sensor gelenkt werden kann.

Die Sensitivität von OCT Systemen der Spektraldomäne ist um das Verhältnis von Messtiefe zu Auflösung des OCT Systems größer als die von Systemen der Ortsdomäne. Beim Spektralradar sinken die gemessenen Signalamplituden zu größeren Messtiefen. Dabei können verschiedene Beiträge unterschieden werden (Hagen-Eggert, Koch et al. 2012). Durch die MTF des Bildsensors kommt es zu einer Abnahme des Kontrastes um mindestens 3,9 dB. Für reale Kameras liegt der Verlust meist noch mindestens 2 dB höher. Zu dem Kontrastverlust trägt außerdem das begrenzte optische Auflösungsvermögen des Spektrometers bei. Dies stellt zunächst keine fundamentalen Begrenzungen dar. Allerdings sind der Apertur der Abbildungsoptik praktische Grenzen gesetzt. Selbst bei einem relativ aufwändigen optischen Design liegt der Kontrastverlust noch bei ca. 2 dB. Die Einflüsse durch den Sensor und die Abbildung addieren sich so auf ca. 8 dB (Hagen-Eggert, Koch et al. 2012). Dies stellt einen wesentlichen Nachteil der Spektralradar-Technologie dar.

In der Messtechnik wird häufig neben dem Signal zu Rauschverhältnis (SNR) auch das $S/(N+D)$ angegeben, dass zusätzlich die Verzerrungen (Distortion D) des Systems berücksichtigt. Verzerrungen beeinflussen die Bildgebung mit TD-OCT und den Varianten der linearen OCT Systemen kaum, da hier die harmonischen Oberwellen weit jenseits der Bandbreiten des Systems liegen. Bei dem Spektralradar hingegen führen Nichtlinearitäten der Sensorkennlinie zu harmonischen Oberwellen, die nach der Transformation in den Ortsraum als zusätzliche Signale bei Vielfachen der Originaltiefe erscheinen.

6.5 Reproduzierbarkeit

Unregelmäßigkeiten in den Bewegungen der Phasenmodulatoren in TD-OCT Systemen führen zu einer Unsicherheit in der Größenordnung von einigen μm bei der Bestimmung der Tiefenposition. Deshalb sind zeitaufgelöste Systeme zur präzisen Vermessung von Oberflächentopographien ungeeignet.

Für das Spektralradar wurde gezeigt, dass nichtstreuende Oberflächen mit einer Genauigkeit im Nanometerbereich vermessen werden können. Auch eine Auswertung der im Interferenzsignal enthaltenen Phaseninformation ist möglich (Koch, Popp et al. 2005). Für LOCT Systeme ist dies zwar nicht explizit gezeigt worden, geeignete Algorithmen zur Auswertung der Phasen sind aber aus der Weißlichtinterferometrie bekannt (Schmit 2002).

6.6 Axiale Auflösung und Formung der PSF

Im Allgemeinen wird die halbe Halbwertsbreite der Kohärenzfunktion der verwendeten Lichtquelle entsprechend der vollen Halbwertsbreite der Einhüllenden der Modulation bei der Messung einer reflektierende Schicht als axiale Auflösung eines OCT Systems definiert. Das Auflösungsvermögen eines OCT Systems ist damit in erster Näherung eine Funktion der Breite des Quellspektrums und völlig unabhängig von der verwendeten Technologie.

Die Spektren der in OCT Systemen verwendeten Lichtquellen weisen, insbesondere wenn diese sehr breitbandig sind, häufig erhebliche Abweichungen von einer gaußförmigen Verteilung auf. Dies führt dazu, dass die Fouriertransformierte des Spektrums, also die Kohärenzfunktion oder Impulsantwort des OCT Systems, Nebenmaxima aufweist.

Das Problem kann gelöst werden, indem das Quellspektrum nachträglich auf ein Wunschspektrum normiert wird. Dieser Vorgang wird in der Literatur als 'spektralshaping' bezeichnet (Tripathi, Nassif et al. 2002) (Akçay, Rolland et al. 2003). Als Zielfunktion kann eine beliebige Form gewählt werden. Da die Fouriertransformierte des Spektrums der Kohärenzfunktion entspricht, werden in der Praxis Normierungsfunktionen gewählt, die zu einer möglichst schmalen Transformierten ohne nennenswerte Nebenmaxima führen.

Der direkteste Ansatz besteht darin, das Spektrum der verwendeten Lichtquelle selbst dem Wunschspektrum anzupassen. Dazu kann ein optischer Equalizer verwendet werden, der zwischen der Lichtquelle und dem Interferometer eingebracht wird und die Anpassung des Quellspektrums durch eine Vielzahl von variablen optischen Bandpässen ermöglicht. Es wurde gezeigt, dass auf diese Weise eine Reduzierung des ersten Nebenmaximums der Kohärenzfunktion um ca. 8 dB erreicht wird (Akçay, Rolland et al. 2003). Das Verfahren ist aber mit erheblichem apparativem Aufwand verbunden.

Die Tatsache, dass bei OCT Systemen der Spektraldomäne das Spektrum des Lichts explizit gemessen wird, vereinfacht die Korrektur erheblich. Die Messwerte brauchen dazu lediglich mit einem vorher ermittelten Korrekturvektor multipliziert werden.

Bei TD-OCT Systemen ist eine numerische Korrektur nur unter erheblich größerem Aufwand realisierbar. Dazu muss das phasenrichtig gemessene Signal fouriertransformiert werden. Dann werden die Korrekturen im Frequenzraum durchgeführt, um schließlich das korrigierte Signal wieder in den Ortsraum zurück zu transformieren. Der wesentliche limitierende Faktor bei diesem Verfahren ist das Phasenrauschen der mittels Referenzscannern gewonnenen OCT-Messdaten. Mittels optimierter Anordnungen konnte dieses soweit reduziert werden, dass die ersten Nebenmaxima der Kohärenzfunktion um 10 bzw. 15 dB gedämpft wurden (Tripathi, Nassif et al. 2002). Dieser Vorgang entspricht einer Entfaltung der Impulsantwort des OCT Systems, wie sie vorher bereits zur Verbesserung der axialen Auflösung von OCT Systemen vorgeschlagen wurde (Bachkansky, Duncan et al. 1998) (Kulkarni and Izatt 1997).

LOCT Systeme liefern Signale, die denen mit TD-OCT Systemen gewonnenen entsprechen. Daher können sie ebenfalls auf die beschriebene Weise bearbeitet werden. Der wesentliche Vorteil der LOCT Systeme ist dabei die hohe Reproduzierbarkeit der Messungen und ein geringes Phasenrauschen.

6.7 Messgeschwindigkeit

6.7.1 Durch das Messprinzip gegebene Grenzen

Die mechanische Bewegung begrenzt die Messrate von TD-OCT Systemen. Periodisch arbeitende Phasenmodulatoren erreichen einige hundert Hertz. Es sind zwar auch Phasenmodulatoren bekannt, die in Rotation arbeiten (Su 1997) und Scanraten von bis zu 28 kHz erreichen (Szydlo, Delachenal et al. 1998), diese erzeugen allerdings stark nichtlineare Laufzeitänderungen als Funktion des Drehwinkels. Außerdem kommt es bei so hohen Geschwindigkeiten zu parasitären Schwingungen in dem System, die zu unerwünschten Intensitätsschwankungen führen, so dass keine optimale Dynamik erreicht werden kann. Mit piezoelektrisch betriebenen Phasenmodulatoren wurden Messraten von 600 A-Scans pro Sekunde erreicht (Tearney, Bouma et al. 1996).

Bei den OCT Systemen mit räumlichem Nachweis ist die Messgeschwindigkeit zunächst eine Funktion des Bildsensors. Diese wurde bei den durchgeführten Messungen bei weitem nicht ausgeschöpft. Mit einem Spektralradar wurden A-Scan Raten von 312500 kHz erreicht (Potsaid, Gorczynska et al. 2008). Die Messgeschwindigkeit von Zeilenkameras ist in der Praxis durch die Übertragung der Daten zum Computer begrenzt. Mit der Etablierung neuer Schnittstellendefinitionen wird auch die potentielle Messgeschwindigkeit von OCT Systemen mit räumlichem Nachweis steigen.

6.7.2 Grenzen durch die Abtastung der Signale

Die verschiedenen OCT-Prinzipien unterscheiden sich erheblich in der Anzahl der Sample, die zur Messung eines einzelnen A-Scans notwendig sind.

Bei TD-OCT Systemen wird das Tiefenprofil mit einem Abstand von einer halben Kohärenzlänge abgetastet. Das entspricht der geringsten Abtastrate, mit der eine vollständige Erfassung der Laufzeitverteilung möglich ist.

Beim Spektralradar beträgt die Zahl der unabhängigen Messpunkte in der Tiefe ein Viertel der Pixel der Kamera. Das Sampling und die Mehrdeutigkeit bezüglich positiver und negativer Weglängen reduziert die Anzahl der unabhängigen Pixel im A-Scan jeweils um einen Faktor 2.

LOCT Systeme tasten die Trägerwelle des Interferenzsignals ab und benötigen daher um den Faktor $\lambda_0 / 2 l_c \approx 20$ mehr Stützstellen pro A-Scan. Das heißt, dass bei gleicher Datenübertragungsrate zwischen Bildsensor und Computer nur 1/20 der A-Scans wie bei einem Spektralradar gemessen werden können.

Durch optisches Mischen kann die Trägerfrequenz reduziert werden. Allerdings ist eine direkte Mischung ins Basisband nicht möglich. Wenn in ein Zwischenband gemischt wird, ist die einhüllende Kohärenzfunktion nur dann rekonstruierbar, wenn mindestens zwei Perioden des Trägers in der Halbwertsbreite des Gauß liegen. Damit auch das Trägersignal rekonstruierbar ist, muss dessen Wellenlänge mindestens doppelt so groß wie der Abstand der Pixel auf dem Bildsensor sein. Daher kann dieselbe Messtiefe wie bei der FD-OCT erreicht werden.

6.7.3 Grenzen durch digitale Datenverarbeitung

Bei TD-OCT Systemen erfolgt die Signalaufbereitung in der Regel analogelektronisch, so dass sich die digitale Datenverarbeitung auf die Darstellung der Messungen beschränkt, die problemlos in Echtzeit erfolgen kann. Bei OCT Systemen mit räumlichem Nachweis muss dagegen ein zusätzlicher Aufwand zur numerischen Aufbereitung der Messdaten betrieben werden.

Nun ist die Rechenleistung von Prozessoren in den letzten Jahren in einer Weise gestiegen, die das Problem der numerischen Verarbeitung in den Hintergrund treten ließ. Andererseits ist es naheliegend, dass OCT-Geräte für Massenmärkte eine sehr kompakte Bauform haben werden. Vermutlich wird man auch batteriebetriebene Konstruktionen erwägen. Zusätzlich ist eine aktive Kühlung bei Produkten für Endverbrauchermarkte ungünstig. Eine besondere Bedeutung gewinnt diese Problematik, wenn OCT als Technologie für eine verteilte Sensorik Verwendung finden sollte. Diese müssen häufig über Jahre hinweg wartungsfrei im Feld betrieben werden können. Die Messergebnisse werden meist per Funk oder über Mobilnetzwerke übertragen. Ihren Energieverbrauch decken sie z.B. mit Solarzellen oder kleinen Temperaturdifferenzen in der Umgebung. Daher wird der Leistungsverbrauch der Signalverarbeitungselektronik eine relevante Größe für das Design solcher Geräte werden. Unter der Annahme, dass diese proportional zur Rechenleistung ist, wird im Folgenden die numerische Komplexität der Auswertung von LOCT und FD-OCT diskutiert.

Bei Spektralradar-Systemen muss zunächst eine Umskalierung vom λ in den k Raum erfolgen. Dies ist mit einer Überabtastung verbunden, da es andernfalls zu numerischen Artefakten kommt. Dieser so vergrößerte Datensatz muss anschließend

fouriertransformiert werden. Die Operationen sind numerisch so anspruchsvoll, dass die Zeit zur Aufbereitung der Messdaten einen begrenzenden Faktor für die online-Verarbeitung und Darstellung von OCT-Messungen darstellt. Um die Verarbeitungszeiten zu reduzieren sind optimierte Algorithmen entwickelt worden (Hillmann, Hüttmann et al. 2009). Durch die Wahl geeigneter Parameter lässt sich ein Kompromiss zwischen Bildqualität und Verarbeitungsrate einstellen. Bei niedrigen Qualitätsansprüchen konnten auf einem Core2 Quad 2,6 GHz Prozessor Verarbeitungsrate von bis zu 160000 A-Scans/s erzielt werden. Damit wird das Potential der Bildsensoren nicht vollständig ausgenutzt.

Bei LOCT Systemen kann die Numerik gegebenenfalls auf die Anwendung von zwei FIR Filtern (finite impulse response) zur Bandbreitenbegrenzung beschränkt werden. Diese erfordern lediglich eine Multiplikation und eine Addition für jedes Element des Filtervektors. Die Vektorlänge ist proportional zur Güte Q des verwendeten Filters. Für PhaGoM und TraGoM Systeme sind diese entsprechend nur wenige Elemente lang und stellen daher keine großen Anforderungen an die digitale Signalverarbeitung. Außerdem steigt der Rechenaufwand hier nur linear mit der Länge des Datensatzes, wohingegen die Komplexität einer FFT mit $N \log(N)$ steigt.

6.8 Komplexität des Aufbaus

Zur Bewertung der technischen Komplexität und damit letztendlich der Kosten eines OCT Systems brauchen lediglich das Interferometer, der Phasenmodulator bei TD-OCTs bzw. die Nachweisoptik bei den Systemen mit räumlichem Nachweis und die Datenerfassung betrachtet zu werden. Alle anderen Baugruppen wie z.B. Lichtquelle und Applikator sind bei allen Systemen identisch.

Die Nachweisoptiken der parallel messenden OCT Systeme sind in ihrem technischen Aufbau von unterschiedlicher Komplexität. Die in der Ortsdomäne messenden Verfahren haben gegenüber dem Spektralradar den Vorteil, keine hohen Anforderungen an die optischen Komponenten zu stellen. Im einfachsten Fall besteht diese neben dem Bildsensor lediglich aus einer Zylinderlinse (LOCT).

Für das TraGoM erhöht sich der Aufwand durch das Transmissionsgitter nur unwesentlich. Für größere Stückzahlen könnten die Masken während des Herstellungsprozesses des Bildsensors strukturiert werden. In dem Prozess werden ohnehin Metallschichten aufgebracht, um die elektrischen Verbindungen zwischen einzelnen Halbleiterstrukturen herzustellen und um die Teile des Sensors vor Licht zu schützen, in denen sich die analogen Verstärker und Logikbaugruppen befinden. Dieselbe Metallisierungsschicht könnte für die Herstellung der Maskenstrukturen auf den Pixeln verwendet werden. Auf diese Weise wäre die Maske direkt auf dem Halbleiter aufgebracht und die Fertigung würde mit der in der CMOS Technik üblichen Genauigkeit von z.B. $< 0,5 \mu\text{m}$ erfolgen.

Das PhaGoM mit seinem zusätzlichen Gitter und den erhöhten Anforderungen an die Strahlführung ist das komplexeste LOCT System. Das im Spektralradar verwendete Spektrometer ist im Vergleich dazu aber noch erheblich aufwändiger, da hier die gebeugten Anteile auf den Zeilensensor abgebildet werden müssen.

Um die daraus bedingten Fertigungskosten zu reduzieren, sind bereits erste Versuche gemacht worden, die optischen Elemente eines FD-OCTs als integrierte Optik herzustellen (Nitkowski, Preston et al. 2014). Dieses Verfahren folgt den aus der Halbleitertechnik bekannten Schritten mit Belichten, Entwickeln, Abtragen, etc. Als Trägermedium werden hier allerdings keine Halbleiter sondern Polymere mit unterschiedlichen Brechungsindizes verwendet. Auf diese Weise können Lichtleiter, Strahlteiler und beugende Elemente strukturiert werden. Das Verfahren ist auch für die LOCT geeignet und bietet großes Potential zur Reduzierung der Herstellungskosten. Die Realisierung der PhaGoM Technologie in integrierter Optik ist wegen der niedrigen Gitterkonstanten weniger anspruchsvoll als für die FD-OCT. Auch hier ist das TraGoM wieder die am wenigsten anspruchsvolle Technologie.

FD-OCT und LOCT ist gemein, dass sie insgesamt technisch weniger anspruchsvoll sind als TD-OCT. Insbesondere kommen die bewegungslosen OCT Verfahren ohne die in TD-OCT Systemen notwendige Antriebseinheit aus, die einen erheblichen elektrischen Leistungsbedarf hat und daher erhebliche Abwärme und Störgeräusche erzeugt. Die bewegungslosen OCT Verfahren sind außerdem weniger anfällig für verschleißbedingte Störungen während des Betriebs.

Das einfachste Interferometer wird bei dem Spektralradar mit Common-Path Konfiguration verwendet. Hier genügt ein einfacher Strahlteiler, bei dem die Länge der Arme nicht abgeglichen werden muss, so dass vorkonfektionierte Faserkoppler verwendet werden können.

Bei OCT Systemen der Zeitdomäne ist eine Common-Path Konfiguration weniger naheliegend, da sie die Sensitivität reduziert. TD-OCT Systeme sind außerdem auf eine ‚Balanced-Detection‘ zur Kompensierung des Lichtquellenrauschens angewiesen. Deshalb werden bei diesen Geräten komplexere Interferometer verwendet, bei denen eine millimetergenaue Faserkonfektionierung erforderlich ist.

6.9 Einfluss von Probenbewegungen

Bei der Betrachtung des Einflusses von Probenbewegungen auf die Bildentstehung bei OCT Systemen muss zwischen axialen und lateralen Bewegungen unterschieden werden. An dieser Stelle sollen lediglich axiale Bewegungen betrachtet werden, da die OCT für diese besonders empfindlich ist.

Bei TD-OCT Systemen führt eine Bewegung des Objekts während der Messung zu einer Änderung der Geschwindigkeit zwischen Probe und Referenz und damit zu einer Verschiebung der Trägerfrequenz. Je weiter diese sich in Richtung des Stoppbandes verschiebt, desto mehr Frequenzanteile werden von dem Bandpassfilter abgeschnitten. Für eine Abschätzung der tolerierbaren axialen Bewegung der Probe δz soll das Kriterium gewählt werden, dass die Mittenfrequenz sich nicht um mehr als die halbe Bandbreite verschieben sollte. Der Zusammenhang kann aus den Gl. 2-7 und Gl. 2-10 abgeleitet werden:

$$\text{Gl. 6-1} \quad \delta z < \frac{\ln(2) \cdot \lambda_0 \cdot \Delta z}{\pi \cdot l_c}$$

Bei einem TD-OCT mit einer Messtiefe von 2 mm, einer Kohärenzlänge der Lichtquelle von 8 μm und einer Mittenwellenlänge von 830 nm wäre eine Verschiebung der Probe um 45 μm innerhalb der Messzeit eines A-Scans gerade noch zulässig.

Parallel messende OCT Systeme benötigen für die Messung der Tiefenpositionen eine Belichtungszeit, die der gesamten Messzeit eines A-Scans entspricht. Da diese Systeme phasensensitiv messen, führt bereits eine Änderung des relativen Abstandes zwischen Referenzebene und Probe um eine halbe Zentralwellenlänge zu einer Auslöschung der Modulationen. Eine ausführliche Diskussion dieser Zusammenhänge (Yun, Tearney et al. 2004) zeigt, dass sich das SNR von FD-OCT Systemen in Abhängigkeit von der axialen Verschiebung δz innerhalb einer Integrationszeit um

$$\text{Gl. 6-2} \quad \Delta\text{SNR} = \frac{\sin^2\left(\frac{2\pi \cdot \delta z}{\lambda_0}\right)}{\left(\frac{2\pi \cdot \delta z}{\lambda_0}\right)^2}$$

reduziert. Zu einer ersten vollständigen Auslöschung des Signals kommt es entsprechend, wenn das Argument der Sinc Funktion π wird. Das geschieht bei einer axialen Verschiebung um eine halben Wellenlänge oder ca. 420 nm. FD-OCT Systeme sind damit um ca. zwei Größenordnungen empfindlicher gegen axiale Bewegungen der Probe als TD-OCT Systeme.

Die in (Yun, Tearney et al. 2004) geführte Argumentation ist analog auf die LOCT übertragbar. Auch diese sind phasensensitiv und eine Verschiebung um eine halben Wellenlänge führt auch dort zu einer vollständigen Auslöschung des Signals.

6.10 Einfluss des Quellrauschens

Die Integration über den gesamten Tiefenmessbereich macht die LOCT und FD-OCT Systeme unempfindlicher gegen das Intensitätsrauschen der Lichtquelle. Dies führt zu lediglich geringfügig unterschiedlichen Amplituden zwischen benachbarten A-Scans. OCT Systeme werden nur im Ausnahmefall dazu verwendet, absolute Werte für die Reflektivität von Schichten in der Probe zu ermitteln, und daher werden geringfügige Schwankungen der Amplituden meist nicht als störend empfunden. Daher kann auf eine Kompensation des Quellenrauschens (RIN) durch Balanced-Detection oder andere Kompensationsverfahren verzichtet werden.

Bei TD-OCT Systeme dagegen führen die Intensitätsschwankungen der Quelle zu zusätzlichem Rauschen auf den gemessenen Signalen, die ohne eine Kompensation den Signal-zu-Rauschabstand um ca. eine Größenordnung verschlechtern würden.

Schwankungen in der Form des Spektrums, wie sie zum Beispiel bei Superkontinuum Lichtquellen auftreten, führen bei FD-OCT Systemen zu einem zusätzlichen Rauschen. Bei den Verfahren der Zeitdomäne dagegen würden sich Schwankungen innerhalb der spektralen Verteilung der Quelle lediglich in einer geringfügigen Änderung der Kohärenzfunktion bemerkbar machen. Einen Einfluss auf die Sensitivität haben die Schwankungen daher nicht.

6.11 Zusammenfassung

In der folgenden Tabelle sind die untersuchten Eigenschaften noch einmal zusammengefasst und nach einem einfachen Schema bewertet worden:

| | TDOCT | LOCT | TraGoM | PhaGoM | Spektralradar |
|--------------------------------------|-------|------|--------|--------|---------------|
| Messbereich | ++ | -- | + | + | + |
| SNR | + | - | -- | - | ++ |
| Phasenstabilität | -- | ++ | ++ | ++ | ++ |
| Spektral Shaping | - | + | + | + | ++ |
| Messgeschwindigkeit | -- | + | + | + | ++ |
| Komplexität Optik & Mechanik | -- | ++ | ++ | + | - |
| Komplexität der Signalverarbeitung | ++ | - | + | + | -- |
| Empfindlichkeit für Probenbewegungen | + | -- | -- | -- | -- |
| Einfluss des Quellrauschens | - | ++ | ++ | ++ | + |

Wenn die Systeme in den entsprechenden Kategorien vorteilhafte Eigenschaften aufweisen, wurden diese mit + bzw. ++ bewertet, wenn sie eher nachteilig sind, mit - bzw. --. Aus den Eigenschaften sollen im Folgenden Anwendungen bestimmt werden, für die einzelne Systeme besonders geeignet sind.

6.12 Anwendungen LOCT

Die geringe Messtiefe von einfachen LOCT Systemen, die mit Standardbildsensoren arbeiten, ist für die Untersuchung von biologischen Proben nicht hinreichend. Das potentielle Anwendungsgebiet dieser Vorrichtung ist daher eher die Untersuchung von technischen Proben geringer Dicke, wie Lackschichten oder Folien. Wenn die Nachteile sehr großer Bildsensoren in Kauf genommen werden können, sind LOCT Systeme auch zur in vivo Untersuchung von biologischen Proben geeignet (Hauger, Worz et al. 2003).

Sowohl mit dem PhaGoM und TraGoM Ansatz konnte die Messtiefe auf über einen Millimeter erhöht werden. Damit sind Anwendungen in der medizinischen Diagnostik möglich.

Messungen mit dem TraGoM Systemen haben jedoch gezeigt, dass es für die Untersuchungen von biologischen Proben aufgrund der geringen Sensitivität nicht

geeignet ist. Es eignet sich nur zur Untersuchung von Proben mit relativ geringen Anforderungen an die Sensitivität.

Ein mögliches Einsatzgebiet ist die Oberflächenmetrologie. In der Metrologie ist keine hohe Messdynamik erforderlich, da hier in der Regel Grenzschichten mit einem ausgeprägten Brechungsindexübergang vermessen werden. Zurzeit werden zur optischen Vermessung von Oberflächen mit Nanometer-Auflösung Weißlichtinterferometer verwendet. Dabei handelt es sich um Geräte, deren technische Komplexität weit höher ist als die des TraGoM. Weißlichtinterferometer messen die Oberflächentopographie mit zweidimensionalen Bildsensoren im Detektorarm eines Interferometers. Die Probe wird dann in z verschoben, so dass in allen Tiefen ein zweidimensionales Schnittbild parallel zur Probenoberfläche erstellt werden kann. Weißlichtmikroskope messen also immer komplette Volumen. OCT Systeme dagegen ermitteln primär Laufzeitverteilungen an einer einzigen Stelle der Probe. Wenn z.B. nur bereits durch Auflichtmikroskopie qualifizierte Defektstellen auf Halbleitern vermessen werden sollen, ist das völlig hinreichend. Dann ist es wegen des einfachen Aufbaus und den daraus resultierenden potentiell niedrigeren Herstellungskosten möglich, Anwendungsbereiche für Weißlichtinterferometer zu erschließen, die bisher durch einfachere Verfahren besetzt wurden. Bei Einsatz in der Onlineüberwachung von industriellen Prozessen könnte sich die potenziell große Messgeschwindigkeit als zusätzlicher Vorteil erweisen.

Verglichen mit den TraGoM verfügen die PhaGoM Systeme über die größere Sensitivität. Wie die exemplarischen Messungen dieser Arbeit zeigten, ist PhaGoM daher auch geeignet, Strukturen in stark streuenden Proben, z.B. in der Haut, aufzulösen. Dieses Verfahren kann also alle Anwendungen mit nicht zu großer Messtiefe abdecken, für die bisher TD-OCT Systemen verwendet werden.

Der größte Vorteil aller linearen OCT Verfahren bleibt aber die technische Einfachheit und die damit verbundene Möglichkeit potentiell kostengünstiger Geräte. Von allen betrachteten Techniken ist es vermutlich diejenige, die am ehesten das Potential für eine Verwendung in Massen- und Endverbrauchermarkten hat.

6.13 Anwendungsbereiche Spektralradar

Eine Anwendung, für die Spektralradarsysteme besonders geeignet und damit zeitaufgelösten Systemen überlegen sind, ist die hochauflösende OCT. Je kürzer die Kohärenzlänge der Lichtquelle wird, desto größer wird der systembedingte Vorteil von spektralaufgelöst arbeitenden OCTs. Für extrem kurze Kohärenzlängen von z.B. $0,75 \mu\text{m}$ (Povazay, Bizheva et al. 2002) hat das Spektralradar einen Dynamikvorteil von ca. 35 dB gegenüber Systemen der Ortsdomäne. Um diesen Vorteil z.B. durch eine höhere Leistung der Lichtquelle auszugleichen, müsste diese ca. um den Faktor 2600 vergrößert werden. Dies scheitert bei biologischen Proben schon an den zulässigen Grenzwerten für die Exposition. Lichtquellen mit extrem kurzer Kohärenzlänge haben häufig sehr unregelmäßige Spektren, so dass sie ohne ein 'spectral shaping' ihr theoretisches Auflösungsvermögen nicht erreichen können.

Das zweite wesentliche Unterscheidungskriterium zu den LOCT Verfahren ist, dass die Spektralradarsysteme zusätzlich die Autokorrelierte der Laufzeitverteilung messen. Für dieses Verfahren ungeeignet erscheinen daher Anwendungen, wie z.B. die Untersuchung des Augenvorderabschnitts, bei dem Schichtübergänge mit hohen Reflektivitäten auftreten.

Die Messung der autokorrelierten Signale erlaubt allerdings in einfacher Weise, eine stark reflektierende Fläche der Probe als Referenz zu verwenden. Damit wird das Spektralradar invariant gegen Probenbewegungen und ist dann dem TD-OCT in Bezug auf die Anfälligkeit für Bewegungsartefakte sogar überlegen.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden zunächst die verschiedenen Familien von OCT Systemen analysiert. Dabei wurden die systembedingten Nachteile der verschiedenen technischen Ansätze aufgezeigt. LOCT Systeme sind potentiell sehr einfache und günstige OCT Systeme, die daher besonders geeignet für die Verwendung in zukünftigen Massenmärkten sind. Allerdings hat LOCT wegen der sehr geringen Messtiefen nur wenig Verbreitung gefunden.

LOCT Systeme rekonstruieren die Tiefeninformation durch Umsetzen der Laufzeitverteilung der in der Probe gestreuten Strahlung in ein räumliches Interferogramm. Als Detektor wird -genau wie beim Spektralradar- ein Zeilensensor verwendet. Da bei der LOCT der Träger direkt abgetastet werden muss, können mit gängigen Sensoren nur Messbereiche von einigen 100 μm erreicht werden. Das ist für die Untersuchung von biologischen Proben in der Medizin nicht hinreichend. In dieser Arbeit wurden daher zwei Verfahren untersucht, mit denen eine Erweiterung der Messtiefe von LOCT Systemen um ca. eine Größenordnung möglich ist.

Beide Verfahren verwenden Gitter, um die hohen Raumfrequenzen des Interferogramms zu reduziert. Das erste Verfahren (TraGoM) folgt dem aus der Nachrichtentechnik bekannten Mischen. Durch eine Multiplikation mit der Raumfrequenz einer Transmissionsmaske, die direkt auf dem Zeilendetektor angebracht ist, entstehen Summen- und Differenzfrequenzen. Durch geeignete Wahl der Gitterfrequenz kann die Differenzfrequenz so niedrig eingestellt werden, dass die Einhüllende der Interferenz mit wenigen Pixeln abgetastet werden kann.

Bei dem zweiten Verfahren (PhaGoM) wurde der Bildsensor im Fernfeld eines Phasengitters platziert. Die Detektoroptik wurde so eingerichtet, dass sich auf dem Sensor die erste Beugungsordnung des Referenzstrahls mit der nullten Beugungsordnung des Probenstrahls unter einem kleinen Winkel überlagert. Das Gitter führt in diesem Aufbau zu einer Kippung der Phasenfronten des Referenzlichts. Der Laufzeitgradient zwischen Proben- und Referenzstrahl auf dem Sensor ändert sich dabei nicht, so dass bei Erhalt der Gruppenfront die Modulationsfrequenz um die Gitterfrequenz reduziert wird

Es wurde gezeigt, dass die Masken den Messbereich der Systeme gegenüber dem einfachen LOCT System um ca. eine Größenordnung vergrößern. Bei dem PhaGoM System wurde circa ein Fünftel der Messtiefe eines vergleichbaren FD-OCT Systems erreicht. Bei dem TraGoM war es etwa ein Drittel. Mit beiden Systemen konnten mit 1024 Pixeln aber trotzdem Messtiefen von ca. 1 mm erreicht werden.

Um die Leistungsgrenzen der Verfahren zu beurteilen, wurde für beide Methoden je ein experimentelles System aufgebaut. Mit diesen wurde eine Spezifizierung in Bezug auf alle wesentlichen Parameter wie Messtiefe, Auflösung und Dynamik durchgeführt. Um exemplarisch in-vivo Messungen in der Dermatologie durchführen zu können, wurde ein kompaktes mobiles Applikationssystem entwickelt. Dieses wurde für das TraGoM System in einer ‚Common-Path‘ Konfiguration betrieben. Auf diese Weise konnten die Probleme mit der Gruppengeschwindigkeits- und Polarisationsmodendis-

person (GGD und PMD) elegant kompensiert werden. Mit dem Applikator wurden erfolgreich Messungen an technischen Objekten und der Haut durchgeführt.

Bei dem TraGoM Systemen reduzierte sich das erreichbare SNR aufgrund der Transmissionsverluste der Maske und der Erzeugung von Summenfrequenzen um mindestens 9 dB. Die Messdynamik des TraGoM Systems war deshalb zur Vermessung biologischer Proben nicht ausreichend. Die Qualität der Messungen mit dem PhaGoM System ist aber mit der von zeitaufgelöst messenden Systemen vergleichbar.

Der größte Vorteil der LOCT Systeme ist der einfache Aufbau der Nachweioptik, die im einfachsten Fall aus einer Zylinderlinse und dem Bildsensor selbst besteht. Das ermöglicht potentiell sehr günstige Geräte.

Der wesentliche Nachteil des TraGoM Systems ist die eingeschränkte Messdynamik. Die Dynamikeinbußen sind systematischer Natur und daher auch durch technische Verbesserung des Verfahrens nicht zu beseitigen. Für das PhaGoM gilt diese Einschränkung nicht. Dafür ist hier die Nachweioptik bereits deutlich aufwändiger als bei dem TraGoM, erreicht aber bei weitem noch nicht die Komplexität eines Spektralradars.

In Zuge der Arbeit wurden zwei neue Messverfahren für die OCT entwickelt. Beide sind eine Weiterentwicklung des bekannten LOCT Ansatzes. Sie sind technisch weniger aufwändig als alle bisher eingesetzten OCT Verfahren, allerdings können sie auch nicht an deren messtechnische Eigenschaften heranreichen. Für einfachere Messaufgaben und Massenmärkte mögen die hier entwickelten Verfahren trotzdem eine geeignete Lösung sein.

8 Literaturverzeichnis

Akcay, A. C., J. P. Rolland and J. M. Eichenholz (2003). "Spectral shaping to improve the point spread function in optical coherence tomography." Optics Letters **28**(20): 1921-1923.

Bachkansky, M., M. D. Duncan, J. Reintjes and P. R. Battle (1998). "Signal Processing for Improving Field Cross-correlation Function in Optical Coherence Tomography." Applied Optics **37**: 8137-8138.

Bahaa, E. A. S. and M. C. Teich (2001). Fourier Optics. Fundamentals of Photonics. J. W. Goodman, John Wiley & Sons, Inc.: 108-156.

Boller, D. (2003). Entwicklung eines Spektralradars für dermatologische Anwendungen Dipl. Ing. Diplom, Fachhochschule Lübeck.

Bronstein, I. N., K. A. Semendjajew, G. Musiol and H. Muehlig (2008). Taschenbuch der Mathematik. Frankfurt am Main, Harri Deutsch.

Colston, B. W., U. S. Sathymam, L. B. DaSilva, M. J. Everett, P. Stroeve and L. L. Otis (1998). "Dental OCT." Optics Express **3**(6): 230-238.

de Boer, J. F., B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney and B. E. Bouma (2003). "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography." Optics Letters **28**(21): 2067-2069.

Drexler, W. and J. G. Fujimoto (2008). Optical Coherence Microscopy. Berlin Heidelberg New York, Springer.

Faber, D. J., F. J. v. d. Meer, M. C. G. Aalders and T. G. v. Leeuwen (2004). "Quantitative measurement of attenuation coefficients of weakly scattering media using optical coherence tomography." Optics Express **12**(19): 4353-4365.

Feldchtein, F. I., G. V. Gelikonov, V. M. Gelikonov, R. V. Kuranov, A. M. Sergeev, N. D. Gladkova, A. V. Shakhov, N. M. Shakhov, L. B. Snopova, A. B. Tereneva, E. A. Zagainova, Y. P. Chumakov and I. A. Kutznetzova (1998). "Endoscopic applications of optical coherence tomography." Optics Express **3**(6): 257-270.

Fercher, A. F., C. Hitzenberger and M. Juchem (1991). "Measurement of intraocular optical distances using partially coherent laser light." Journal of Modern Optics **38**(7): 1327-1333.

Fercher, A. F., C. K. Hitzenberger, W. Drexler, G. Kamp, I. Strasser and H. Li (1993). In-vivo optical coherence tomography in ophthalmology. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring G. J. Mueller, B. Chance, R. R. Alfano et al., SPIE Press: 355-370.

Fercher, A. F., C. K. Hitzenberger, G. Kamp and S. Y. El-Zaiat (1995). "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry." Optics Communications **117**: 43-48.

Goodman, J. W. (2005). Introduction to Fourier optics. Englewood, Colorado, Roberts & Co. Publishers.

Götzinger, E., M. Pircher, R. A. Leitgeb and C. K. Hitzenberger (2005). "High speed full range complex spectral domain optical coherence tomography." Optics Express **13**: 583-594.

Grulkowski, I., J. J. Liu, B. Potsaid, V. Jayaraman, J. Jiang, J. G. Fujimoto and A. E. Cable (2013). "High-precision, high-accuracy ultralong-range swept-source optical coherence tomography using vertical cavity surface emitting laser light source." Optics Letters **38**(5): 673-675.

Hagen-Eggert, M., P. Koch and G. Huttmann (2012). Analysis of the signal fall-off in spectral domain optical coherence tomography systems. BIOS 2012. San Fransisco, Ca, USA SPIE.

Hauger, C., M. Worz and T. Hellmuth (2003). "Interferometer for optical coherence tomography." Applied Optics **42**(19): 3896-3902.

Häusler, G. and M. W. Lindner (1998). "'Coherence radar" and "Spectral radar"- new tools for dermatological diagnosis." Journal of Biomedical Optics **3**(1): 21-31.

Hecht, E. (2009). Optik. München, Oldenburg Wissenschaftsverlag GmbH.

Hillmann, D., G. Hüttmann and P. Koch (2009). Using Nonequispaced Fast Fourier Transformation to Process Optical Coherence Tomography Signals. European Conferences on Biomedical Optics (ECBO) Munich.

Hitzenberger, C. K., W. Drexler, A. Baumgartner and A. F. Fercher (1997). Dispersion Effects in partial coherence Interferometry. Coherence Domain Optical Methods in Biomedical Science and Clinical Applications, SPIE.

Horowitz, P. and W. Hill (1989). The Art of Electronics, Cambridge University Press.

Huang, D., E. Swanson, C. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito and J. G. Fujimoto (1991). "Optical Coherence Tomography." Science **254**: 1178-1181.

Huber, R., M. Wojtkowski and J. G. Fujimoto (2006). "Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography." Optics Express **14**(8): 3225-3237.

Izatt, J. A., M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson and J. G. Fujimoto (1994). "Optical coherence microscopy in scattering media." Optics Letters **19**(8): 590-591.

Janesick, J. (2002). "Lux transfer: Complementary metal oxide semiconductors versus charge-coupled devices." Optical Engineering **41**(6): 1203-1215.

Jungwirth, J., B. Baumann, Pircher M. , E. Götzinger and C. K. Hitzenberger (2009). "Extended in vivo anterior eye-segment imaging with full-range complex spectral domain optical coherence tomography." J. Biomed. Opt. **14**: 050501-050503.

Kester, W. (1991). Mixed Signal Design Seminar, Analog Devices Inc.

Koch, E., A. Popp, D. Boller, S. Hans-Frieder and P. Koch (2005). Fiber Optic Distance Sensor with Sub-nm Axial Resolution. Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques II, Optical Society of America.

Koch, P., D. Boller, E. Koch, J. Welzel and G. Hüttmann (2005). Ultrahigh-resolution FDOCT system for dermatology. Coherence Domain Optical Methods and Optical Coherence Tomography in Biomedicine IX, San Jose, SPIE.

Kohl, M., R. Watson and M. Cope (1997). "Optical properties of highly scattering media determined from changes in attenuation, phase, and modulation depth." Applied Optics **36**(1): 105-115.

Kulkarni, M. D. and J. A. Izatt (1997). Digital Signal Processing in Optical Coherence Tomography. Coherence Domain optical Methods in Biomedical Science and Clinical Applications, San Jose, SPIE.

Lankenau, E. (2003). Optische Kohärenztomographie: Dispersive Einflüsse und Anwendungen in der medizinischen Diagnostik. . Ph.D., University Lübeck.

Lankenau, E., D. Klinger, C. Winter, A. Malik, H. H. Müller, S. Oelckers, H.-W. Pau, T. Just and G. Hüttmann (2007). Combining Optical Coherence Tomography (OCT) with an operating microscope. Advances in Medical Engineering. T. M. Buzug, D. Holz, S. Weber et al. Berlin, Heidelberg, Springer. **114**: 343-348.

Leitgeb, R. A., C. K. Hitzenberger and A. F. Fercher (2003). "Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography." Optics Express **11**: 889-894.

Lindner, M. W. (1998). Optische Kohärenz Profilometrie (OCP) und Optische Kohärenz Tomographie (OCT) in der Dermatologie. Doktorgrad, Universität Erlangen-Nürnberg.

Marschall, S., T. Klein, W. Wieser, B. R. Biedermann, K. Hsu, K. P. Hansen, B. Sumpf, K. H. Hasler, G. Erbert, O. B. Jensen, C. Pedersen, R. Huber and P. E. Andersen (2010). "Fourier domain mode-locked swept source at 1050 nm based on a tapered amplifier." Opt Express **18**(15): 15820-15831.

Milner, T. E., J. A. Izatt, S. Yazdanfar, A. M. Rollins, T. Lindmo, Z. Chen, J. S. Nelson and X.-j. Wang (2002). Doppler Optical Coherence Tomography. Handbook of Optical Coherence Tomography B. E. Bouma and G. J. Tearney. New York, Basel, Marcel Dekker: 203-236.

Minsky, M. (1961). Microscopy apparatus. **US 3,013,467**.

Nitkowski, A., K. J. Preston, N. Sherwood-Droz, B. B. Behr, Y. Bismilla, A. T. Cenko, B. DesRoches, J. T. Meade, E. A. Munro, J. Slaa, B. S. Schmidt and A. R. Hajian (2014). Sensing systems using chip-based spectrometers. Micro- and Nanotechnology Sensors, Systems, and Applications VI Baltimore, Maryland, SPIE.

Potsaid, B., I. Gorczynska, V. J. Srinivasan, Y. Chen, J. Jiang, A. Cable and J. G. Fujimoto (2008). "Ultrahigh speed spectral / Fourier domain OCT ophthalmic imaging at 70,000 to 312,500 axial scans per second." Opt Express **16**(19): 15149-15169.

Povazay, B., K. Bizheva, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattmann, A. F. Fercher, W. Drexler, A. Apolonski, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. S. Russell, M. Vetterlein and

E. Scherzer (2002). "Submicrometer axial resolution optical coherence tomography." Opt Lett **27**(20): 1800-1802.

Rinat O. Esenaliev, K. V. L., and Irina V. Larina, Massoud Motamedi (2001). "Noninvasive monitoring of glucose concentration with optical coherence tomography." Optics Letters **26**(13): 992-994.

Rollins, A., S. Yazdanfar, M. Kulkarni, R. Ung-Arunyawee and J. Izatt (1998). "In vivo video rate optical coherence tomography." Optics Express **3**(6): 219-229.

Schmit, J. O., Artur (2002). "High-precision shape measurement by white-light interferometry with real-time scanner error correction." Applied Optics **41**(28): 7.

Sheppard, C. J. R., M. Gu, K. Brain and H. Zhou (1994). "Influence of spherical aberration on axial imaging of confocal reflection microscopy." Applied Optics **33**(4): 616-624.

StrategiesUnlimited (2010). "Optical Coherence Tomography 2010: Technology, Applications and Market."

Su, C. B. (1997). "Achieving variation of the optical path length by a few millimeters at millisecond rates for imaging of turbid media and optical interferometry: a new technique." Optics Letters **22**(10): 665-668.

Swanson, E. A., J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito and J. G. Fujimoto (1993). "In-vivo retinal imaging by optical coherence tomography." Optics Letters **18**(21): 1864-1866.

Szydlo, J., N. Delachenal, R. Gianoti, R. Wälti, H. Bleuler and R. P. Salathe (1998). "Air-turbine driven optical coherence reflectometry at 28,6 kHz scan repetition rate." Optics Communications **154**: 1-4.

Tearney, G. J., B. E. Bouma, S. A. Boppart, E. A. Swanson and F. J.G. (1996). "Rapid acquisition of in vivo biological images by use of optical coherence tomography." Optics Letters **21**(17): 1408-1411.

Thomas R. Hicks, P. D. A. (1997). The NanoPositioning Book: Moving better than a Nanometer, Queensgate Instruments.

Tripathi, R., N. Nassif, J. S. Nelson, B. H. Park and J. F. deBoer (2002). "Spectral shaping for non-Gaussian source spectra in optical coherence tomography." Optics Letters **27**(6): 406-409.

Ulrich Tietze, C. S. (1993). Halbleiter Schaltungstechnik. Berlin, Heidelberg, New York, Springer.

Welzel, J. (2001). "Optical coherence tomography in dermatology: a review." Skin Research and Technology **7**(1): 1-9.

White, B., M. Pierce, N. Nassif, B. Cense, B. Park, G. Tearney, B. Bouma, T. Chen and J. de Boer (2003). "In vivo dynamic human retinal blood flow imaging using ultra-high-speed spectral domain optical coherence tomography." Opt Express **11**(25): 3490-3497.

Wojtkowski, M., A. Kowalczyk, R. Leitgeb and A. F. Fercher (2002). "Full range complex optical coherence tomography technique in eye imaging." Optics Letters **27**(16): 1415-1418.

Wojtkowski, M., R. Leitgeb, A. Kowalczyk, T. Bajraszewski and A. F. Fercher (2002). "In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography." Journal of Biomedical Optics **73**(3): 457-463.

Wosnitza, M. (2000). Optische Kohärenztomographie mit MOS-Zeilensensoren. Diplomarbeit, University of Applied Science Lübeck

Yun, S. H., G. Tearney, J. d. Boer and B. Bouma (2004). "Motion artifacts in optical coherence tomography with frequency-domain ranging." Optics Express **12**(13): 2977-2998

9 Anhang

Hier soll die Lösung der Integrale skizziert werden, wie sie bei der theoretischen Ableitung der Intensitätsverteilungen für die verschiedenen OCT Systeme gebraucht werden. Bei der Herleitung der verschiedenen OCT Verfahren müsse folgende Integrale gelöst werden.

TD-OCT (Gl. 2-3) in Kapitel 2.1:

$$\text{Gl. 9-1} \quad I_{\text{TD-OCT}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)} \cdot (k-k_0)}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos(\Delta z \cdot k) dk$$

LOCT (Gl. 2-25) in Kapitel 2.5:

$$\text{Gl. 9-2} \quad I_{\text{LOCT}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)} \cdot (k-k_0)}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos(k \cdot (\Delta z - x \cdot \sin \alpha)) dk$$

Lineares OCT mit Transmissionsmaske (Gl. 3-13) in Kapitel 3.2.4:

$$\text{Gl. 9-3} \quad I_{\text{TraGoM}} = \frac{1}{2}(I_P + I_R) + \frac{1}{2} \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)} \cdot (k-k_0)}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos(k \cdot (\Delta z - x \cdot \sin \alpha) + \kappa_M \cdot x) dk$$

Lineares OCT mit Phasenmaske (Gl. 3-20) in Kapitel 3.3.2:

$$\text{Gl. 9-4} \quad I_{\text{PhaGoM}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)} \cdot (k-k_0)}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos[k(\Delta z - x \cdot \sin \alpha) + 2 \cdot \pi \cdot m \cdot g \cdot x] dk$$

Nach Umstellen der Argumente der Cosinusfunktion, so dass die k abhängigen von den k unabhängigen Termen getrennt sind, unterscheiden sich die Gleichungen lediglich in den Faktoren für Terme außerhalb des Integrals und in dem Phasenterm der Cosinusfunktion. Alle Gleichungen können auf die Form

$$\text{Gl. 9-5} \quad I_M = O(I_P + I_R) + M \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\sigma \cdot (k-k_0)}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos(k \cdot L + \rho) dk$$

gebracht werden. Dabei bezeichnet O die Amplitude des Untergrunds, M die Amplitude der Modulation, L die Trägerfrequenz der Modulation und ρ einen Phasenfaktor. Für die verschiedenen Systeme haben diese Größen folgende Werte:

| Wert | TD-OCT | LOCT | TraGoM | PhaGoM |
|------|--------|------|--------|--------|
| O | 1 | 1 | 1/2 | 1 |

| | | | | |
|--------|------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| M | 2 | 2 | 1/2 | 2 |
| ρ | 0 | 0 | $K_M x$ | $2\pi mg$ |
| L | Δz | $\Delta z - x \sin(\alpha)$ | $\Delta z - x \sin(\alpha)$ | $\Delta z - x \sin(\alpha)$ |

Die Konstante $2\ln(2)^{0,5}$ ist durch σ ersetzt worden. Zur Lösung des Integrals wird das Argument mit dem Additionstheorem

Gl. 9-6 $\cos(\alpha \pm \beta) = \cos \alpha \cdot \cos \beta \mp \sin \alpha \cdot \sin \beta$

expandiert:

Gl. 9-7 $I_M = O(I_P + I_R) + A\sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot [Itgl_1 \cdot \cos(\rho) + Itgl_2 \cdot \sin(\rho)]$

mit:

Gl. 9-8 $Itgl_1 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \cdot \cos[k \cdot L] dk$

Gl. 9-9 $Itgl_2 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \cdot \sin[k \cdot L] dk$

Die Integrale $Itgl_1$ und $Itgl_2$ werden per Substitution gelöst:

Gl. 9-10 $u = \sigma \cdot \frac{k - k_0}{\Delta k} = \frac{\sigma}{\Delta k} \cdot k - \frac{\sigma \cdot k_0}{\Delta k} \Leftrightarrow k = \frac{u \cdot \Delta k}{\sigma} + k_0$

Gl. 9-11 $\frac{dk}{du} = \frac{\Delta k}{\sigma}$

Gl. 9-12 $dk = \frac{\Delta k}{\sigma} \cdot du$

Gl. 9-13
$$Itgl_1 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} \cdot \frac{\sigma}{\Delta k} \cdot \cos\left[\left(\frac{u \cdot \Delta k}{\sigma} + k_0\right) \cdot L\right] du$$

$$= \frac{\sigma}{\Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} \cdot \cos\left(\frac{u \cdot \Delta k}{\sigma} \cdot L + k_0 \cdot L\right) du$$

Dann werden die Terme wieder mit dem Additionstheorem expandiert:

Gl. 9-14
$$Itgl_1 = \frac{\sigma}{\Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} \cdot \left[\begin{array}{l} \cos\left(\frac{u \cdot \Delta k}{\sigma} \cdot L\right) \cdot \cos(k_0 \cdot L) \\ -\sin\left(\frac{u \cdot \Delta k}{\sigma} \cdot L\right) \cdot \sin(k_0 \cdot L) \end{array} \right] du$$

$$= \frac{\sigma}{\Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} \cdot \cos\left(\frac{u \cdot \Delta k}{\sigma} \cdot L\right) \cdot \cos(k_0 \cdot L) du$$

$$- \frac{\sigma}{\Delta k} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} \cdot \sin\left(\frac{u \cdot \Delta k}{\sigma} \cdot L\right) \cdot \sin(k_0 \cdot L) du$$

Das Sinus-Teilintegral in Gl. 9-14 ist aufgrund der Ursprungssymmetrie der Sinusfunktion Null, wenn die Integrationsgrenzen im Unendlichen liegen.

$$\text{Gl. 9-15} \quad \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2 \cdot x^2} \cdot \sin(b \cdot x) \, dx = 0$$

Das Integral Itgl_1 vereinfacht sich damit zu:

$$\text{Gl. 9-16} \quad \text{Itgl}_1 = \frac{\sigma}{\Delta k} \cdot \cos(k_0 \cdot L) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} \cdot \cos\left(\frac{\Delta k}{\sigma} \cdot L \cdot u\right) du$$

Der Wert des verbleibenden Integrals kann einer Tabelle für bestimmte Integrale entnommen werden (Bronstein, Semendjajew et al. 2008):

$$\text{Gl. 9-17} \quad \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2 \cdot x^2} \cdot \cos(b \cdot x) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{a} \cdot e^{-\frac{b^2}{4a^2}} \quad \text{für } a \rightarrow 0$$

Für $a=1$ und $b=(\Delta k \cdot L/\sigma)$ löst sich das Integral Itgl_1 mit Gleichung (3.25) auf:

$$\text{Gl. 9-18} \quad \text{Itgl}_1 = \frac{\Delta k \cdot \sqrt{\pi}}{\sigma} \cdot \cos[k_0 \cdot L] \cdot e^{-\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2 \cdot \sigma}\right)^2}$$

Analog zum Lösungsweg von Itgl_1 kann auch das zweite Teilintegral Itgl_2 (Gl. 9-9) gelöst werden.

$$\text{Gl. 9-19} \quad \text{Itgl}_2 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\sigma \cdot k - k_0}{\Delta k}\right)^2} \cdot \sin[k \cdot L] dk = \frac{\Delta k \cdot \sqrt{\pi}}{\sigma} \cdot \sin[k_0 \cdot L] \cdot e^{-\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2 \cdot \sigma}\right)^2}$$

Nun werden die Integrale Itgl_1 und Itgl_2 in Gleichung Gl. 9-7 eingesetzt:

$$\begin{aligned} \text{Gl. 9-20} \quad I_M &= O \cdot (I_P + I_R) + M \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sigma}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \\ &\quad \left[\begin{aligned} &\frac{\Delta k \cdot \sqrt{\pi}}{\sigma} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2 \cdot \sigma}\right)^2} \cdot \cos[k_0 \cdot L] \cdot \cos(\rho) \\ &+ \frac{\Delta k \cdot \sqrt{\pi}}{\sigma} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2 \cdot \sigma}\right)^2} \cdot \sin[k_0 \cdot L] \cdot \sin(\rho) \end{aligned} \right] \\ &= O \cdot (I_P + I_R) + M \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot \frac{2 \cdot \sigma}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta k} \cdot \frac{\Delta k \cdot \sqrt{\pi}}{\sigma} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2 \cdot \sigma}\right)^2} \\ &\quad \cdot (\cos[k_0 \cdot L] \cdot \cos(\rho) + \sin[k_0 \cdot L] \cdot \sin(\rho)) \end{aligned}$$

und mit dem Additionstheorem wieder zusammengefasst:

$$\text{Gl. 9-21} \quad I_M = O \cdot (I_P + I_R) + M \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2 \cdot \sigma}\right)^2} \cdot \cos[k \cdot L + \rho]$$

Die Kohärenzlänge l_c der Lichtquelle (FWHM) gibt an, bei welchem Abstand ($z \cdot x \cdot \sin(\alpha)$) die Gaußfunktion auf den halben Wert abfällt. Dabei ist λ_0 die Zentralwellenlänge der Lichtquelle und $\Delta\lambda$ deren Bandbreite.

$$\text{Gl. 9-22} \quad l_c = \frac{2 \cdot \ln 2 \cdot \lambda_0^2}{\pi \cdot \Delta\lambda} = \frac{4 \cdot \ln 2 \cdot 4}{\Delta k} \Leftrightarrow \Delta k = \frac{4 \cdot \ln 2}{l_c}$$

Damit erhält man:

$$\text{Gl. 9-23} \quad I_M = O \cdot (I_P + I_R) + M \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{L}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[k \cdot L + \rho]$$

Wenn die weiter oben substituierten Parameter A, O, P, Δk und $\sigma = 2 \cdot (\ln 2)^{0,5}$ wieder in die diese Gleichung eingesetzt werden ergeben sich folgende Lösungen:

$$\text{Gl. 9-24} \quad I_{\text{TD-OCT}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta z}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[\Delta z \cdot k_0]$$

$$\text{Gl. 9-25} \quad I_{\text{LOCT}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta z - x \cdot \sin \alpha}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[\Delta z \cdot k_0 - x \cdot \sin \alpha \cdot k_0]$$

$$\text{Gl. 9-26} \quad I_{\text{TraGoM}} = \frac{1}{2} (I_P + I_R) + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta z - x \cdot \sin \alpha}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[k_0 \cdot \Delta z - x \cdot (k_0 \cdot \sin \alpha - \kappa_M)]$$

$$\text{Gl. 9-27} \quad I_{\text{PhaGoM}} = I_P + I_R + 2 \cdot \sqrt{I_P \cdot I_R} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta z - x \cdot \sin \alpha}{l_c}\right)^2} \cdot \cos[(2 \cdot \pi \cdot m \cdot g - k_0 \cdot \sin \alpha) \cdot x + k_0 \cdot \Delta z]$$

10 Abbildungsverzeichnis

| | |
|---|----|
| Abbildung 1–1: Dimensionen biologisch relevanten Strukturen | 4 |
| Abbildung 1–2: Auflösung und Messtiefe verschiedener medizinisch relevanter Bildgebungsverfahren | 5 |
| Abbildung 1–4: Messung zur Bestimmung des Glukosespiegels im Blut mittels OCT. Die Messung der Streukoeffizienten erfolgte durch die Haut des Versuchstiers. Abbildung entnommen aus (Rinat O. Esenaliev 2001) | 7 |
| Abbildung 2–1: Aufbau eines Michelson-Interferometers | 9 |
| Abbildung 2–2: A: Kohärenzfunktion eines TD-OCT Systems. B: Impulsantwort desselben Systems | 9 |
| Abbildung 2–3: A: Schematische Darstellung des Signals in einem TD-OCT-System. B: Die Fouriertransformation des Signals. Die Frequenzanteile sind um die Trägerfrequenz herum verteilt. Die Breite der Verteilung ist reziprok proportional zur Breite der Kohärenzfunktion | 12 |
| Abbildung 2–3: Prinzipskizze eines Spektralradars | 14 |
| Abbildung 2–4: Schematische Darstellung einer FD-OCT-Messung. A: Das gemessene Spektrum am Ausgang des Interferometers. Man erkennt die durch eine Weglängendifferenz entstehende Sinusmodulation des Spektrums der Strahlungsquelle. B: Die Fouriertransformierte des Spektrums. Wie mit Gl. 2–14 gezeigt wird enthält sie die Information des mit einem TD-OCT System gemessenen A-Scans. Am linken Rand bei der Frequenz Null findet sich die Fouriertransformierte der spektralen Dichteverteilung der Quelle. | 14 |
| Abbildung 2–5: Die drei Komponenten der Fouriertransformierten des Spektrums $I(k)$ der Interferenz. $a(z)$ sind die Signalamplituden, die dem Messergebnis der herkömmlichen OCT Systeme entsprechen. $F(S(k))$ entspricht der Kohärenzfunktion der Lichtquelle und $AC(a(z))$ entsteht durch die Interferenzen der Probenintensitäten miteinander. | 16 |
| Abbildung 2–6 Klassifizierung der verschiedenen OCT-Verfahren | 19 |
| Abbildung 2–7: Prinzipskizze eines LOCT Systems | 20 |
| Abbildung 2–9: Strukturen eines mikromechanischen Beschleunigungssensors. Oben und Mitte: Bildfeld 1,4 x 1,4 mm, unten: Ausschnitt mit Bildfeld 200 x 200 μm | 25 |
| Abbildung 3–1: Blockdiagramm des im Text beschriebenen Überlagerungsempfängers. Dem Mischer schließt sich zur Demodulation von AM Signalen ein Bandpassfilter, ein Gleichrichter und ein Tiefpassfilter an. | 26 |
| Abbildung 3–2: Prinzipskizze eines Aufbaus für das optische Mischen mit Transmissionsgitter | 27 |
| Abbildung 3–3: Intensitätsverteilung in der Bildsensorebene für zwei Weglängendifferenzen zwischen Proben- und Referenzarm. | 32 |
| Abbildung 3–4: Aufbausskizze eines Linearen OCT mit Phasengitter zum optischen Mischen in ein Zwischenband. | 33 |
| Abbildung 3–5: Bezeichnung der Winkel und Strecken, wie sie zur formalen Beschreibung der Nachweisoptik verwendet werden..... | 34 |
| Abbildung 3–6: Photonen-Transferfunktion in exemplarischer Darstellung (Janesick 2002) | 36 |
| Abbildung 3–7: Intensitätsverteilung auf dem Bildsensor für verschiedene Strahldurchmesser. | 41 |
| Abbildung 3–8: Sensitivitätsverlust als Funktion des Ortes auf dem Sensor für verschiedene Strahldurchmesser. | 41 |
| Abbildung 4–1: Quanteneffizienz des LIS 1024 Bildsensors. Der Graph ist auf die bei 675 nm erreichte Quanteneffizienz von 65% normiert. Für eine Wellenlänge von 830 nm kann aus dem Graphen eine | |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|--|----|
| Quanteneffizienz von 0,39 ermittelt werden (aus dem Datenblatt des Photon Vision Systems LIS 1024). | 44 |
| Abbildung 4–2: Prinzip passiver und aktiver CMOS-Bildsensoren. | |
| Abbildung 4–3: Detektorrauschen der Hamamatsu 39XX Sensoren jeweils mit Ladungsverstärker (G01) und Spannungsverstärker ausgelesen. | 47 |
| Abbildung 4–4: Photonen-Transfer-Funktion der Hamamatsu Bildsensoren im Vergleich zu dem Photon Vision Systems LIS 1024 Sensor. | 47 |
| Abbildung 4–5: Bestimmung des Linearitätsfehlers. Aufgetragen ist die vom Sensor gemessene Anzahl von Elektronen als Funktion der Belichtungszeit bei konstanter Bestrahlungsstärke. | 49 |
| Abbildung 4–6: Die Abbildung zeigt die PTF für einen LIS1024 Sensor. Die Weißabgleichsvektoren wurden bei verschiedener mittlerer Anzahl von Elektronen pro Pixel angefertigt. Man erkennt, dass nur eine Kompensierung der Verstärkungsfehler bei einer relativ geringen Anzahl von Elektronen bis ca. 5 Mio. ein akzeptables Ergebnis liefert. | 50 |
| Abbildung 4–7: Versuchsaufbau zur Bestimmung der PSF des Sensors. | 51 |
| Abbildung 4–8: Gemessene Empfindlichkeitsverteilung (PSF) dreier benachbarter Pixel auf dem Sensor. | 51 |
| Abbildung 4–9: Verlauf der Intensitätsmodulation als Funktion der Frequenz. Die schwarze Kurve entspricht der Fouriertransformierten der gemessenen Empfindlichkeitsverteilung. Die rote entspricht der MTF eines Sensors mit ideal rechteckiger Empfindlichkeitsverteilung. Die Fouriertransformierte der Punktspreizfunktion der Beleuchtung ist in Grün dargestellt. Der Blau dargestellte Graph zeigt die damit entfaltete MTF des Bildsensors. | 52 |
| Abbildung 4–10: Hier ist dieselbe Messung wie in Abbildung 4–9 noch einmal vergrößert bis zur Nyquistfrequenz dargestellt. | 52 |
| Abbildung 4–11: Ablaufdiagramm der Datenaufbereitung für LOCT Systeme 55 | 55 |
| Abbildung 4–12: Typischer Datensatz wie er von der Routine GetScan aus dem Sensor ausgelesen wird. Auf der X Achse ist der Ort auf dem Bildsensor in Pixel aufgetragen, auf der Y-Achse die gemessenen Ladungen in Elektronen. | 55 |
| Abbildung 4–13: Datensatz aus Abbildung 4–12 nach Kompensation von Offset- und Verstärkungsfehlern | 56 |
| Abbildung 4–14: Datensatz aus Abbildung 4–13 (vergrößerter Bereich) nach Filterung und Demodulation. | 57 |
| Abbildung 4–15 Oben: Prinzipskizze der Applikatoroptik; Unten: Unter Verwendung der Raytracing- Software OSLO berechnete Spotdiagramme für die Fokussierung auf die Probe. Die Bildfeldgröße beträgt 10 mm. Der eingezeichnete Kreis entspricht der Größe des Airy Scheibchens. | 58 |
| Abbildung 4–16: Oben: Der Applikator besteht aus drei Hauptbaugruppen. Dem Handstück, dem Linsenmodul und dem Applikator-Kopf. Dadurch kann das Linsenmodul bei Bedarf durch ein anderes (mit anderer NA) ersetzt werden. Mitte: Das Handstück bildet die zentrale Baugruppe. An der Rückseite befindet sich die CMOS-Kamera. Der Kollimator ist in einer Passung verschiebbar. Auf diese Weise kann die optische Weglänge verändert werden. Um die Fokussierung auf der Probe zu verändern, kann die Abbildungslinse mittels eines Fokussierings in ihrer Position verschoben werden. | 59 |
| Abbildung 4–17: Links ist eine mikroskopische Aufnahme der Sinusmasken dargestellt. Das rechte Bild zeigt die auf dem Halbleiter aufgeklebte Maske. Das Mikroskop ist auf die Halbleiteroberfläche fokussiert. Die Maske erscheint daher unscharf. Am linken Rand ist der unter der Maske austretende Kleber zu sehen. | 62 |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|---|----|
| Abbildung 4–18: Schematische Darstellung, wie Masken mit kontinuierlichen Transmissionsprofilen hergestellt werden können. | 62 |
| Abbildung 4–19: Skizze des optischen Aufbaus mit Bezeichnung der Winkel und Strecken, wie sie zur geometrischen Auslegung der Nachweisoptik benötigt werden. | 63 |
| Abbildung 4–20: Der optische Aufbau in der Draufsicht. Links unten ist der Faserkollimator. Auf der optischen Bank folgen dann der Probenlichtstrahlteiler, und der Referenzlichtspiegel. Oben im Bild ist der Detektor mit Zylinderlinse zu erkennen. Das rechte Bild zeigt denselben Aufbau in einer anderen Ansicht | 64 |
| Abbildung 4–21: Darstellung der geometrischen Verhältnisse bei der bei der Beleuchtung der Masken mit Proben- und Referenzlicht..... | 66 |
| Abbildung 4–22: Schematische Darstellung des Aufbaues für das PhaGoM OCT..... | 67 |
| Abbildung 4–23: Schematische Darstellung der Nachweisoptik..... | 68 |
| Abbildung 4–24: Graphische Lösung zur Auslegung der Detektoroptik für das PhaGoM. | 70 |
| Abbildung 4–25: Darstellungen des Verlaufs der verschiedenen Beugungsordnungen für Proben und Referenzlicht. Der schraffierte Bereich die Orte, an denen sich ausschließlich Probenlicht der nullten Beugungsordnung mit Referenzlicht der ersten Beugungsordnung überlagert | 71 |
| Abbildung 4–26: Die Detektoroptik in Aufsicht. Links die beiden Faserkollimatoren mit den davor platzierten Strahlteilern. Im Strahlengang folgen dann Gitter, Zylinderlinse und der unter der Platine montierte Bildsensor. | 73 |
| Abbildung 5–1: Interferenzsignal durch die Grenzfläche eines Mikroskop-Deckglases nach Beseitigung der systematischen Messfehler und Bandpassfilterung (blauen Graph). Der rote Graph zeigt das demodulierte Signal. | 74 |
| Abbildung 5–2: Leistungsspektrum des von systematischen Messfehlern befreiten Interferenzsignals. Die Leistungsanteile um $0,33 \text{ Pixel}^{-1}$ entsprechen den Frequenzen der Wellenpakete. | 75 |
| Abbildung 5–3: A-Scan in logarithmischer Darstellung zur Bestimmung des Messbereichs und der Messdynamik. | 75 |
| Abbildung 5–4: Der Graph zeigt das zur Bestimmung der Halbwertsbreite verwendete demodulierte Signal des Rückseitenreflexes. | 77 |
| Abbildung 5–5: Interferenzkontrast, der bei der Messung an einen Objektträger erzielt wurde. Zur Berechnung wurde das Verhältnis von Modulationsamplitude und Mittelwert der Intensitäten gebildet. | 77 |
| Abbildung 5–6: Exemplarische Messungen. A: Kontaktlinse (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 3\text{mm}$), B: Vorderseite einer Schweinecornea in vitro (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 1\text{mm}$), C: Gewindestift M3 (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$), D: Kopierpapier (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$), E: Hautoberfläche am Daumen (Bildfeld $940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$), F: Kopierpapier mit je 100 gemittelten A-Scans ($940\mu\text{m} \times 2\text{mm}$). | 79 |
| Abbildung 5–7: Messungen eines Spiegels zur Bestimmung der Spezifikationen des Systems. Für den blauen Graph ist das Signal von den systematischen Messfehler befreit und Bandpassgefiltert worden. Der rote Graph zeigt das demodulierte Signal. | 80 |
| Abbildung 5–8: Leistungsspektrum des von systematischen Messfehlern befreiten Rohsignals. Die Leistungsanteile um $0,15 \text{ Pixel}^{-1}$ entsprechen den Frequenzen der Wellenpakete. | 81 |
| Abbildung 5–9: Messungen eines Mikroskopie Deckglas in logarithmischer Auftragung zur Bestimmung des Messbereichs des Systems. Die Vorderseite des Deckglases liegt bei Pixel 600, die Rückseite erscheint bei 345. | 82 |
| Abbildung 5–10: Der Graph das demodulierte Signal eines Spiegels. Es wurde zur Bestimmung der Halbwertsbreite verwendet. Der Bereich um das Maximum ist vergrößert dargestellt. | 82 |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| <i>Abbildung 5–11: Maximal möglicher Interferenzkontrast bei der Messung eines Spiegels mit abgeglicher Proben- und Referenzintensität.</i> | <i>83</i> |
| <i>Abbildung 5–12: Zur Bestimmung der Messdynamik wurde der A-Scan eines Glass-Luft-Übergangs in logarithmischer Darstellung verwendet.</i> | <i>84</i> |
| <i>Abbildung 5–13: Exemplarische Messungen mit dem PhaGoM System. Links: Tesafilmrolle, Rechts: Apfel. Das Bildfeld für beide Messungen hat eine Größe von 2 mm x 0,9 mm.</i> | <i>85</i> |
| <i>Abbildung 5–14: In vivo Messungen an Daumeninnenfläche (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm)</i> | <i>86</i> |
| <i>Abbildung 5–15: In vivo Messungen an Handfläche (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm)</i> | <i>86</i> |
| <i>Abbildung 5–16: Messungen am Übergang vom Fingernagel zum Finger (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm)</i> | <i>86</i> |
| <i>Abbildung 5–17: Messung der Haut an der Innenseite des Unterarms (Bildfeld 4 mm x 0,9 mm) .</i> | <i>86</i> |

11 Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Prof. Dr. R. Birngruber dafür bedanken, dass er mich ermuntert hat diese Dissertation am Medizinischen Laserzentrum Lübeck anzufertigen. Er hat die Zulassung zum Promotionsverfahren trotz aller Schwierigkeiten, die sich auf dem Weg zeigten zu einem glücklichen Ende gebracht. Vor allem danke ich ihm aber für das Vertrauen, dass er mir entgegenbrachte als er mich mit der Aufgabe betraute das ‚NoMotionOCT‘ Projekt eigenverantwortlich zu leiten.

Eine noch wichtigere Rolle nahm dann im zweiten Teil des Projekts Gereon Hüttmann ein, dessen uneigennützigte Mitarbeit und Hilfe kaum genug gewürdigt werden kann. Er hat stets mit besonders klarsichtigen und tief schürfenden Gedanken zur Konzeption des Projekts beigetragen. Außerdem hatte er die undankbare Aufgabe der Mittelbeschaffung auf sich genommen, ohne die der zweite Teil des Projekts nie zustande gekommen wäre. Dass er jetzt nachdem die Fertigstellung dieser Arbeit sich wegen meines Engagements bei der Thorlabs um viele Jahre verzögert hat, trotzdem die Betreuung der Promotion übernommen hat, freut mich besonders.

Die Tätigkeit der OCT Arbeitsgruppe am Laserzentrum bildete den intellektuellen und materiellen Nährboden, auf dem diese Promotion entstand. Daher gilt mein besonderer Dank all ihren Mitarbeitern. Insbesondere möchte ich hier Christian Winter für seine stete Begleitung und Hilfe bei allen Teilprojekten und Martin Wosnitza für die frühen Arbeiten am linearen OCT danken. Besonders herausheben möchte ich aber auch das Engagement von Eva Lankenau für ihre hilfsbereite Unterstützung des Projekts.

Den von mir betreuten Diplomanden und Mitarbeitern danke ich für die sehr freundschaftliche und produktive Zusammenarbeit: Martin Benn für viel Geduld und Mühe bei der Spezifizierung der Bildsensoren; Hansfrieder Schleiermacher für die Versuchsaufbauten und Durchführung der Messungen zum TraGoM, sowie für unzählige Konstruktionen, Programme und Messungen; Dennis Boller für die äußerst ‚aufgeräumte‘ Konstruktion des Dermatologieapplikators, sowie alle diesen Konstruktionen vorangegangenen Messungen und Arbeiten, Volker Hellemanns für die experimentellen Arbeiten an dem PhaGoM. All diese Arbeiten haben ganz wesentlich zum Gelingen dieser Promotion beigetragen.

In diesem Zusammenhang möchte ich insbesondere auch Edmund Koch danken, der das Projekt in seiner frühen Phase wesentlich mitgestaltet hat. Dank gilt auch Herrn Dirk Lukas der erst durch sein unermüdliches insistieren auf hinreichender ‚Erfindungshöhe‘ viele Erkenntnisse ins rechte Licht gerückt hat.

Danken möchte ich auch der gesamten Truppe des MLL, für die hervorragende Zusammenarbeit und das außergewöhnlich gute Klima. Alle Kollegen haben auf ihre Weise zum Gelingen beigetragen.

12 Lebenslauf



| | |
|---|--|
| Geburtsdatum: | 24.03.1967 in Preetz |
| Abitur 07/1984 - 07/1987 | Fachgymnasium Preetz, technischer Zweig mit Abschluss Allgemeine Hochschulreife |
| Zivildienst 04/1988 - 01/1990 | Zivildienst beim Rettungsdienst des Kreises Plön als Rettungssanitäter. |
| Grundpraktikum 01/1990 - 07/1990 | Grundpraktikum bei der Fa. Siemens, Kiel: maschinelle Werkstoffbearbeitung. |
| Studium 02/1991 - 07/1996 | Studium Physikalische Technik an der Fachhochschule Lübeck |
| Fachpraktikum 08/1993 - 02/1994 | Fachpraktikum am Medizinischen Laserzentrum Lübeck GmbH, Tätigkeit: Betrieb eines experimentellen Alexandritlasersystems |
| Auslandsaufenthalt 07/1994 - 07/1995 | Zwei Studiensemester an der University of Southern Colorado. |
| Diplomarbeit 07/1995 - 07/1996 | Diplomarbeit am Medizinischen Laserzentrum Lübeck GmbH „Optische Kohärenz Tomographie mit einer CCD-Kamera“ |
| Studienabschluss 07/1996 | Abschluss des Studiums der Physikalischen Technik an der Fachhochschule Lübeck; Gesamtnote: „sehr gut“ |
| Laserzentrum Lübeck 07/1996 - 01/2001 | Tätigkeit als Entwicklungsingenieur in der Projektgruppe OCT am Medizinischen Laserzentrum Lübeck GmbH: Design von analogen und digitalen Schaltungen, Entwicklung der Software für die Durchführung der OCT Messungen, Konstruktion von optomechanischen Vorrichtungen. Entwicklung neuer Konzepte für die OCT. |

Lebenslauf

| | |
|---|---|
| 4optics AG 01/2001 - 03/2002 | Gründung und anschließende Tätigkeit als Entwicklungsingenieur bei der 4optics AG. Die 4optics AG entwickelte, fertigte und vermarktete Medizingeräte, basierend auf der OCT Technik. |
| Laserzentrum Lübeck 03/2002 - 12/2005 | Tätigkeit als Projekt und Gruppenleiter für die Entwicklung des Linearen OCT und des Spektralradars. Bearbeitung der Doktorarbeit „Lineare OCT Verfahren“. Nachweis des praktischen Nutzens der Fourier Domain-OCT. |
| Thorlabs-HL AG 01/2006 - 04/2010 | Gründer, Gesellschafter und Vorstand der Firma Thorlabs-HL AG. Die Firma entwickelte und vertrieb OCT Geräte für Wissenschaftler und Ingenieure. |
| Thorlabs GmbH 05/2010 - 12.2013 | Fusion der Thorlabs-HL AG in die Thorlabs GmbH. Bearbeitung verschiedener Forschungs- und Entwicklungsprojekte: Holography, Dynamic light scattering (DLS), Roll-off von OCT Systemen, Strukturierte Beleuchtung. Organisation der Zusammenarbeit der OCT Arbeiten in Lübeck. |

13 Verzeichnis eigener Publikationen

Patente

1. R. Birngruber, C. Scholz, P. Koch, R. Engelhardt
Verfahren und Vorrichtung zur Untersuchung eines Augenabschnittes
DE 198 12 297 C2, US 0 095 648, EP 0941692 B1
2. P. Koch, C. Scholz, R. Engelhardt, S. Kubasiak
Vorrichtung zur Veränderung der Laufstrecke einer elektromagnetischen Welle,
DE 199 24 824 C1, US 6 341 870 B1
3. P. Koch, L. Macht
Verfahren zur kapazitiven Wegmessung,
DE 199 44 942.2
4. P. Koch, C. Scholz, R. Engelhardt
Interferometrische Meßanordnung zum Überlagern von mindestens zwei Lichtwellen,
DE 100 35 835 C2, EP 01 117 594.0, US 09 910 125
5. P. Koch, C. Scholz, R. Engelhardt
Vorrichtung zur Veränderung der Laufstrecke einer elektromagnetischen Welle,
DE 100 35 833 A1, EP 01 117 591.6, US 6 748 128 B2
6. P. Koch, M. Wosnitza
Interferometrische Anordnung zur Ermittlung der Laufzeit des Lichts in einer Probe
DE 101 18 760 A1, EP 1 379 857 B1, US 2004/0150829 A1 WO 2002/084263 A1
7. P. Koch, E. Koch
Interferometrische Vorrichtung
WO 2005/070286 A1, EP 1 706 029 B1, US 7 480 057 B2, DE 10 2004 033 187 B3
8. P. Koch, E. Koch, G. Hüttmann, E. Lankenau
Verfahren und Vorrichtung zum Lesen von Tiefenbarcodes
DE 10 314 633 B4, EP 1 611 545 B1, WO 2004 088 580 A1, US 7 484 665 B2
9. P. Koch, E. Koch
Interferometer zur Messung von Ebenenabständen mit Subnanometer-Genauigkeit
DE 103 28 412 B4, WO 2004/113828 A1, US 2006/0098207 A1, EP 1 644 698 B1, JP 2006-5527840 A
10. P. Koch, G. Hüttmann, E. Lankenau
Interferometer zur optischen Kohärenztomographie
DE 103 51 319 B4
11. P. Koch
Verfahren zur Signalauswertung bei der OCT
WO 2005/121696 A1, DE 10 2004 028 204 B3
12. P. Koch, G. Huettmann
Verfahren zur Abtastung optischer Interferenzmuster mit Zeilensensoren
DE 102 006 031 822 B3, WO 2008/003302 A1, EP 2 038 623 A0, US 7 961 333 B2
13. G. Hüttmann, P. Koch
Verfahren zur Optischen Kohärenztomographie
DE 10 2007 023 293 B3, WO 2008/138317 A4
14. D. Hillmann, P. Koch, C. Lührs, A. Vogel, G. Hüttmann
Verfahren zur optischen Tomographie
DE 10 2011 018 603 B3, WO 2012/143113 A1

Proceedings

1. E. Lankenau, P. Koch, R. Engelhardt
An Imaging System for Low Coherence Tomography
Trends in Optics and Photonics. Opt Soc Am. OSA, Vol.2: Advances in Optical Imaging and Photon Migration 1996; 2, 247-9
2. H. Hoerauf, C. Scholz, R. Engelhardt, P. Koch, H. Laqua, R. Birngruber
First experiences with a slitlamp-adapted optical coherence tomography (OCT) system in the anterior and posterior segment of the eye.
Paper presented at: BIOS 1998 San Jose, USA, Proceedings SPIE Vol. 3564
3. P. Koch, G. Hüttmann, H. Schleiermacher, J. Eicholz, E. Koch
Linear OCT system with down conversion of the fringe pattern
Paper presented at: BIOS 2004 San Jose, USA, Proceedings SPIE, Vol. 5316
4. E. Lankenau, M. Schumacher, P. Koch, F. König, D. Daniltchenko, D. Schnorr, G. Hüttmann
Dispersion compensation for proximal scanning rigid OCT endoscopes
Paper presented at: BIOS 2004 San Jose, USA, Proceedings SPIE, Vol. 5316
5. E. Koch, A. Popp, P. Koch, D. Boller
No-Motion OCT-Verfahren
Paper presented at: 2. Remagener Physiktage 2004, VDE-Verlag, Offenbach, 260-265, 2005
6. P. Koch, D. Boller, E. Koch, J. Welzel, G. Hüttmann
Ultrahigh-resolution FDOCT system for dermatology
Paper presented at: BIOS 2005 San Jose, USA, Proceedings SPIE, Vol. 5690
7. E. Koch, A. Popp, D. Boller, H. Schleiermacher, P. Koch
Fiber optic distance sensor with sub nm axial resolution
Paper presented at: ECBO 2005 Munich, Germany, Proceedings of SPIE, Vol. 5861
8. A. Popp, M. Wendel, L. Knels, P. Knuschke, M. Mehner, T. Koch, D. Boller, P. Koch, E. Koch
Common-Path Fourier Domain Optical Coherence Tomography of Irradiated Human Skin and Ventilated Isolated Rabbit Lungs
Paper presented at: ECBO 2005 Munich, Germany, Proceedings of SPIE Vol. 5861
9. A. Giese, H.J. Böhringer, J. Leppert, S.R. Kantelhardt, E. Lankenau, P. Koch, R. Birngruber R, G. Hüttmann G
Non-invasive intraoperative optical coherence tomography of the resection cavity during surgery of intrinsic brain tumors
Paper presented at: BIOS 2006 San Jose, USA, Proceedings SPIE, Vol. 6078
10. G. Hüttmann, V. Hellemanns, P. Koch
Linear OCT system with increased measurement depth for biomedical applications
Paper presented at: BIOS 2007 San Jose, Proceedings of SPIE, Vol. 6429
11. D. Hillmann, G. Hüttmann, P. Koch
Using nonequispaced fast Fourier transformation to process optical coherence tomography signals
Paper presented at: ECBO 2009 Munich, Germany, Proceedings of SPIE, Vol. 7372
12. J. Probst, P. Koch, G. Hüttmann
Real-time 3D rendering of optical coherence tomography volumetric data
Paper presented at: ECBO 2009 Munich, Germany, Proceedings SPIE, Vol. 7372
13. T. Bonin, M. Hagen-Eggert, G. Franke, P. Koch, G. Hüttmann
Ultra highspeed in-vivo Fourier domain full-field OCT of the human retina
Paper presented at: BIOS 2011 San Francisco, USA, Proceedings SPIE, Vol. 7889

Verzeichnis eigener Publikationen

14. T. Bonin, P. Koch, G. Hüttmann
Comparison of fast swept source full-field OCT with conventional scanning OCT
Paper presented at: ECBO 2011 Munich, Germany, Proceedings SPIE, Vol. 8091
15. M. Hagen-Eggert, D. Hillmann, P. Koch, G. Hüttmann
Diffusion-sensitive Fourier-domain optical coherence tomography
Paper presented at: BIOS 2011 San Francisco, USA, Proceedings SPIE, Vol. 7889
16. D. Hillmann, C. Lührs, T. Bonin, P. Koch, G. Hüttmann
Holographic optical coherence tomography,
Paper presented at: ECBO 2011 Munich, Germany, Proceedings SPIE, Vol. 8091
17. G.L. Franke, D. Hillmann, T. Claussen, C. Luehrs, P. Koch, G. Hüttmann
High resolution holoscopy
Paper presented at: BIOS 2012 San Francisco, USA, Proceedings SPIE, Vol. 8213
18. M. Hagen-Eggert, P. Koch, G. Hüttmann
Analysis of the signal fall-off in spectral domain optical coherence tomography systems
Paper presented at: BIOS 2012 San Francisco, USA, Proceedings SPIE, Vol. 8213

Veröffentlichungen

1. H. Hoerauf, C. Wirbelauer, C. Scholz, R. Engelhardt, P. Koch, H. Laqua, R. Birngruber
Slit-lamp-adapted optical coherence tomography of the anterior segment.
Graefes Arch. Clin. Exp. Ophthalmol 238:8-18, 2000
2. H. Hoerauf, R.S. Gordes, C. Scholz, C. Wirbelauer, P. Koch, R. Engelhardt, J. Winkler, H. Laqua, R. Birngruber
First Experimental and Clinical Results with Transscleral Optical Coherence Tomography
Ophthalmic Surgery and Lasers 31:218-222, 2000.
3. H. Hoerauf, J. Winkler, C. Scholz, C. Wirbelauer, R.S. Gordes, P. Koch, R. Engelhardt, H. Laqua, R. Birngruber
Transscleral optical coherence tomography - an experimental study in ex-vivo human eyes. Laser in Surgery and Medicine 2002;30(3):209-15
4. H. Hoerauf, C. Scholz, P. Koch, R. Engelhardt, H. Laqua, R. Birngruber
Transscleral Optical Coherence Tomography - A New Imaging Method for the Anterior Segment Arch Ophthalmol. 2002; 120(6):816-819
5. H. Hoerauf, C. Scholz, R. Engelhardt, P. Koch, Engelhardt R., Laqua H., Birngruber R.
Slitlamp based optical coherence Tomography in the anterior segment of the eye
Ophthalmic Research 30 (Suppl. 1): 178
6. P. Koch, H. Schleiermacher, G. Hüttmann, J. Eichholz, E. Koch
Linear optical coherence tomography system with a down converted fringe pattern
Optics Letters, Volume 29, Issue 14, 1644-1646
7. E. Koch, P. Koch, D. Boller, A. Popp, M. Mehner
Kompaktes OCT System für die Dermatologie
Biomedizinische Technik, Band 49, Teil 1, 2004, 132-133
8. E. Koch, P. Koch, G. Hüttmann, H. Schleiermacher, J. Eichholz
Reduktion der Fringe-Frequenz in einem linearen OCT-System.
Biomedizinische Technik 49, 166, 2004.
9. A. Popp, M. Wendel, L. Knels, D. Boller, P. Koch, T. Koch, E. Koch
Optical Coherence Tomography of Alveolar Dynamics in Isolated Lungs
Biomedizinische Technik, Bd. 50, 695-696, 2005.
10. P. Koch, V. Hellemanns, G. Hüttmann
Linear OCT System with extended measurement range
Optics Letters 31, 2882-2884. (IF 3.772)

Verzeichnis eigener Publikationen

11. J. Probst, D. Hillmann, E. Lanke, C. Winter, S. Oelckers, P. Koch, G. Hüttmann
Optical coherence tomography with online visualization of more than seven rendered volumes per second
Journal of Biomedical Optics 15, 026014. (IF 2.970)
12. T. Bonin, G. Franke, M. Hagen-Eggert, P. Koch, G. Hüttmann
In vivo Fourier-domain full-field OCT of the human retina with 1.5 million A-lines/s
Optics Letters 35, 3432-3434. (IF 3.772)
13. D. Hillmann, C. Lührs, T. Bonin, P. Koch, G. Hüttmann
Holoscopy - holographic optical coherence tomography
Optics Letters 36, 2390-2392. (IF 3.772)
14. D. Hillmann, T. Bonin, C. Lührs, G. Franke, M. Hagen-Eggert, P. Koch, G. Hüttmann
Common approach for compensation of axial motion artifacts in swept-source OCT and dispersion in Fourier-domain OCT
Optics Express 20, 6761-6776. (IF 3.753)
15. G. Hüttmann, P. Koch, R. Birngruber
Linear OCT
Optical Coherence Tomography, W. Drexler, and J. Fujimoto, eds. (Berlin Heidelberg New York: Springer).
16. D. Hillmann, G. Franke, C. Lührs, P. Koch, G. Hüttmann
Efficient holoscopy image reconstruction
Optics Express 20, 21247-21263 (2012)

Diplomarbeiten

1. Thomas Monath
Entwicklung einer elektronischen Meßkette in der Optischen Kohärenz Tomographie, Aufbau, Analyse und Optimierung nach dem Heterodyn-Prinzip
Medizinisches Laserzentrum Lübeck, 2/1997
2. Ludger Macht
Entwurf einer Ansteuerelektronik für einen geschwindigkeitsgeregelten Piezo-Aktuator
Medizinisches Laserzentrum Lübeck, 6/1999
3. Martin Wosnitza
Optische Kohärenztomographie mit MOS-Zeilensensor
Medizinisches Laserzentrum Lübeck, 12/2000
4. Volker Hellemanns
Lineare Optische Kohärenztomographie mit dispersivem Element
Medizinisches Laserzentrum Lübeck, 11/2005
5. Matthias Podein
Optische Kohärenztomographie (OCT) mit einer Einzelglasfaser zur endoskopischen Urotheldickenbestimmung
Medizinisches Laserzentrum Lübeck, 11/2005
6. Dennis Boller
Entwicklung eines Spektralradars
Medizinisches Laserzentrum Lübeck, 4/2003
7. Ralf Hoffmann
Swept Source OCT
Medizinisches Laserzentrum Lübeck, 10/2005
8. Sascha Sobolewski
Design of an external optical reference arm for Thorlabs Spektral Radar OCT systems
Thorlabs-HL-AG Lübeck, 6/2008

Verzeichnis eigener Publikationen

9. Sebastian Schlegel
Entwicklung einer Software für ein High Speed OCT
Thorlabs-HL AG Lübeck, 8/2007
10. Martin Hagen-Eggert
Aufbau und Vergleich zweier Full-Field OCT Systeme
Thorlabs-HL AG Lübeck, 12/2009
11. Christian Luehrs
Holoskopie- Holographische Optische Kohärenztomographie
Thorlabs GmbH Lübeck, 7/2011
12. Thorsten Claußen
Aufbau und Spezifizierung eines Titan:Saphir-Lasers für die Holoskopy
Thorlabs GmbH Lübeck, 10/2011
13. Daniel Ramm
Strukturierte Beleuchtung
Thorlabs GmbH Lübeck, 8/2012