



universität
wien

DIPLOMARBEIT

Titel der Diplomarbeit

**Der Vorderabschnitt des Auges in
spektraler optischer Kohärenztomographie**

angestrebter akademischer Grad

Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer. nat.)

Verfasser:	Johannes Jungwirth
Matrikel-Nummer:	0203888
Studienrichtung (laut Studienblatt):	Diplomstudium Physik, A 411, UniStG
Betreuer:	Ao. Univ.-Prof. Dr. Christoph K. Hitzenberger

Wien, am 9. November 2009

Danksagung

Für die bereichernden Kenntnisse, die ich im Zuge des Entstehens meiner Diplomarbeit erworben habe und für die großartigen Möglichkeiten, die mir geboten wurden, möchte ich mich bei meinem Betreuer Professor Dr. Christoph Hitzenberger bedanken.

Weiters möchte ich meinen Kollegen am Zentrum für Biomedizinische Technik und Physik der Medizinischen Universität Wien für die freundliche Aufnahme danken. Besonders möchte ich Mag. Bernhard Baumann erwähnen, der sich stets für die Beantwortung meiner Fragen Zeit genommen hat.

Anerkennend möchte ich auch meine Freunde erwähnen, die mich während meines Studiums in vielerlei Hinsicht unterstützt haben.

Schließlich möchte ich meinen Eltern und Geschwistern meinen Dank aussprechen, die mich auf meinem Weg verständnisvoll begleitet haben.

Diese Abschlussarbeit wurde mit finanziellen Mitteln des FWF-Projekts P 19624-B02 gefördert.

Erklärung

Ich erkläre eidesstattlich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig angefertigt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt und alle aus ungedruckten Quellen, gedruckter Literatur oder aus dem Internet im Wortlaut oder im wesentlichen Inhalt übernommenen Formulierungen und Konzepte gemäß den Richtlinien wissenschaftlicher Arbeiten mit genauer Quellenangabe kenntlich gemacht habe. Weiters versichere ich, dass ich diese Diplomarbeit bisher weder im In- noch im Ausland in irgendeiner Form als Prüfungsarbeit vorlegt habe und diese Arbeit mit der vom Begutachter beurteilten Arbeit übereinstimmt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Die Grundlagen der Interferometrie	5
2.1.1	Das monochromatische elektromagnetische Feld	5
2.1.2	Das polychromatische elektromagnetische Feld	6
2.1.3	Das allgemeine Interferenzgesetz	7
2.1.4	Die zeitliche Kohärenz und das Wiener-Khintchine-Theorem . .	10
2.1.5	Das spektrale Interferenzgesetz	11
2.2	Die Grundlagen der optischen Kohärenztomographie	13
2.2.1	Die Teilkohärenz-Interferometrie	13
2.2.2	Die optische Kohärenztomographie in der Zeit-Domain	13
2.2.3	Die optische Kohärenztomographie in der Spektral-Domain . . .	15
2.2.4	Das Auflösungsvermögen in der optischen Kohärenztomographie	17
2.2.5	Der Tiefenbereich in der spektralen optischen Kohärenztomo- graphie	18
2.2.6	Das Rauschen und die Sensitivität in der spektralen optischen Kohärenztomographie	19
2.2.7	Das komplexe spektrale Interferogramm	21
2.2.8	Der Scanner als Phasenmodulator	23
3	Methoden	25
3.1	Der Experimentelle Aufbau	25
3.1.1	Das Interferometer	25
3.1.2	Das Spektrometer	27
3.1.3	Die Lasersicherheit	29
3.1.4	Die Systemparameter	30

3.2	Der spektrale Datensatz	32
3.2.1	Die Datenerfassung	32
3.2.2	Die Datennachbearbeitung	34
3.2.3	Die Erstellung des Tiefenprofils	37
4	Resultate	39
4.1	Der Vorderabschnitt des Auges	39
4.2	Die Bildqualität	41
4.3	Der Vorderabschnitt des Auges in 3D	43
4.4	Die Akkommodation des Auges	48
5	Schlussfolgerungen	49
6	Zusammenfassung – Abstract	51
	Abbildungsverzeichnis	55
	Publikationen und Konferenzbeiträge	57
	Literaturverzeichnis	59
	Lebenslauf	65

1 Einleitung

Optische Kohärenztomographie (*optical coherence tomography*, OCT) ist ein interferometrisches Verfahren, welches tomographische Bilder biologischen Gewebes ermöglicht. Sie ist die zweidimensionale Erweiterung der Teilkohärenz-Interferometrie (*partial coherence interferometry*, PCI; *low coherence interferometry*, LCI), mit der es im Jahr 1986 erstmals gelang, intraokulare Distanzen zu vermessen [1]. Im Jahr 1991 konnten mit dieser Technik bereits Retinadicken bestimmt und erste tomographische Bilder aufgenommen werden [2, 3].

In OCT wird Licht mit geringer zeitlicher Kohärenz mit Hilfe eines Interferometers in einen Referenz- und einen Objektstrahl aufgeteilt. Während es im Referenzarm an einem Spiegel reflektiert wird, dringt der Objektstrahl in das zu untersuchende Objekt ein und wird an den unterschiedlichen Schichten der Probe rückgestreut. Der reflektierte Referenzstrahl und die von den Objektschichten rückgestreuten Lichtanteile werden daraufhin im Strahlteiler überlagert und interferieren im Detektionsarm des Interferometers. Dadurch kommt es zu Modulationen der Intensität und der spektralen Verteilung, die von der Zeitverzögerung des Lichtes zwischen Referenz- und Objektarm abhängig sind.

Die Modulation der beobachteten Intensität, wie sie im allgemeinen Interferenzgesetz beschrieben wird, ist die Grundlage der *Time Domain* (TD) OCT. In TD-Systemen wird die Laufzeitdifferenz des Lichtes zwischen den beiden Interferometerarmen durch das Verschieben des Referenzspiegels mit einer konstanten Geschwindigkeit verändert. An allen Stellen, an denen sich die optische Länge des Referenzarmes mit einer der Distanzen zwischen Strahlteiler und rückstreuenden Objektschichten deckt, kommt es zu einer lokalen kosinusförmigen Modulation der Intensität, deren Einhüllende das Tiefenprofil der Probe repräsentiert.

Die Änderung der spektralen Verteilung im Detektionsarm des Interferometers wird ebenfalls durch eine Zeitverzögerung zwischen beiden Interferometerarmen verursacht. Darauf basierend wurde *Spectral Domain* (SD) OCT entwickelt [4]. Bei dieser kommt es zu einer kosinusförmigen Modulation des Lichtspektrums, wobei die Modulations-

frequenz mit der optischen Wegdifferenz der beiden Interferometerarme zunimmt. Die verschiedenen rückstreuenden Objektschichten führen zu unterschiedlichen Modulationen, die im resultierenden Spektrum überlagert werden. Durch die Messung der spektralen Intensitätsverteilung mit einem Spektrometer und anschließender Fouriertransformation lässt sich die gesamte Tiefeninformation des Objekts zurückgewinnen.

Als Vorteile der Spektrometer-basierten OCT gegenüber seinem TD-Pendant können die höhere Geschwindigkeit und die höhere Sensitivität gewertet werden. Als Nachteil muss jedoch der begrenzte optische Tiefenbereich der SD-OCT angeführt werden, der in bisherigen Systemen ~ 3 mm beträgt. Die Ursache für diese Limitierung liegt einerseits in der begrenzten Auflösung des Spektrometers, andererseits an der reellwertigen spektralen Intensitätsverteilung, deren Fouriertransformation symmetrisch ist. Dies führt zu Spiegelungsartefakten und somit zu einer Halbierung des nutzbaren Tiefenbereichs.

OCT wird aufgrund ihrer hohen axialen und transversalen Auflösung im Mikrometer-Bereich in der medizinischen Diagnostik eingesetzt. Durch die Vermeidung eines direkten Kontakts mit der Probe ist diese Technik besonders für Untersuchungen des Auges prädestiniert. Während der Schwerpunkt derzeit auf retinaler OCT liegt, besteht auch das Interesse, den vorderen Augenabschnitt (*anterior eye segment*, AES) zu untersuchen [5]. Das AES ist der Bereich von der Hornhaut bis zur Augenlinse, der sich beim Menschen über eine optische Länge von ~ 10 mm erstreckt. An einer Bildgebung des gesamten AES scheiterten jedoch bisher sowohl TD-OCT aufgrund der langen Aufnahmedauer als auch SD-OCT aufgrund des erwähnten limitierten Tiefenbereichs.

Um einen größeren OCT-Tiefenbereich mit hoher Aufnahmegeschwindigkeit zu erhalten, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Durch die Verwendung von durchstimmbaren Lichtquellen ließe sich der Tiefenbereich prinzipiell erweitern. Diese Technologie wird auch als *Swept Source* (SS) OCT bezeichnet [6, 7]. Daneben gibt es auch die Möglichkeit den Tiefenbereich eines SD-Systems zu erweitern. Einerseits kann mit einem adaptierten Spektrometer-Design die spektrale Auflösung verbessert und dadurch der Tiefenbereich erhöht werden. Andererseits lassen sich die Spiegelungsartefakte unterdrücken, indem das komplexe spektrale Interferogramm einer Fouriertransformation unterzogen wird. Um dieses zu rekonstruieren, wird zusätzlich zur Amplitude des Interferenz-Signals auch dessen Phase benötigt. Durch Anwendung dieser sogenannten *Full Range Complex* (FRC) SD-OCT lässt sich der Tiefenbereich verdoppeln [8]. Damit diese Methode optimal funktioniert, ist es nötig, den zweidimensionalen spektralen Datensatz mit einer bestimmten Phasenmodulation zu versehen. Daraus lässt

sich anschließend das komplexe spektrale Interferogramm berechnen, dessen Fouriertransformation keine Spiegelsymmetrie mehr aufweist. In der Folge wurden mehrere Techniken entwickelt, die sich in der Modulation der Phase und anschließender Rekonstruktion des komplexen spektralen Interferogramms unterscheiden [9–14]. Eine elegante Methode basiert darauf, dass der Objektstrahl vom Scanner, der bereits für die Erzeugung des zweidimensionalen OCT-Scans erforderlich ist, in einem bestimmten Offset von der Spiegel-Drehachse reflektiert wird. Während eines Scans verändert sich daraufhin der Lichtweg im Objektarm, was schließlich zu einer Phasenmodulation führt [15–17].

Im Folgenden wird ein SD-OCT-System mit erweitertem Tiefenbereich präsentiert, welches die Bildgebung des AES von der Hornhaut bis zur hinteren Oberfläche der Augenlinse *in vivo* ermöglicht. Um die Ausführung des Gerätes zu demonstrieren, wurden 2D- und 3D-Datensätze des menschlichen AES aufgenommen. Weiters wurde ein Datensatz aufgenommen, der die Veränderungen des AES, insbesondere der Linse, während der Akkommodation des Auges demonstriert.

2 Theorie

2.1 Die Grundlagen der Interferometrie

2.1.1 Das monochromatische elektromagnetische Feld

Der folgende Abschnitt ist ein Auszug aus der Literatur [18]. Aus den Maxwell-Gleichungen, den Grundgleichungen der Elektrodynamik, lassen sich unter Annahme eines ladungs- und stromfreien homogenen Raumes die linearen partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{und} \quad \nabla^2 \mathbf{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

ableiten. Diese werden Wellengleichungen des elektrischen und magnetischen Feldes genannt. Neben den Lösungen $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ beziehungsweise $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$, den vektoriellen Funktionen der elektrischen beziehungsweise magnetischen Feldstärke, ist auch jede ihrer Vektorkomponenten $E(\mathbf{r}, t)$ beziehungsweise $H(\mathbf{r}, t)$ eine Lösung der Wellengleichung. Lösungen der Gleichungen (2.1) stellen elektromagnetische Wellen dar, die sich mit der Geschwindigkeit $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ ausbreiten, wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ε die Dielektrizitätskonstante und μ die magnetische Permeabilität im Medium ist. Der Bruchteil $n = c/v$ zwischen der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und der Propagationgeschwindigkeit in einem Medium wird als Brechungsindex bezeichnet und ist materialabhängig.

Einfache Lösungen der Wellengleichung (2.1) sind die sogenannten ebenen Wellen der Form $E = E(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}, t)$ mit dem Ortsvektor $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$ und dem Einheitsvektor in die Ausbreitungsrichtung $\mathbf{s} = (s_1, s_2, s_3)$. Diese Lösungen sind für einen beliebigen Zeitpunkt t unverändert über alle Ebenen $\mathbf{r} \cdot \mathbf{s} = \textit{konstant}$, welche orthogonal zur Ausbreitungsrichtung \mathbf{s} liegen.

Harmonische beziehungsweise periodische Wellen sind besondere Lösungen der Wellengleichung (2.1), die sich durch Winkelfunktionen darstellen lassen. Eine harmoni-

sche ebene Welle in Ausbreitungsrichtung \mathbf{s} lässt sich schreiben als

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos \left[\omega \left(t - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}}{v} \right) + \delta \right]. \quad (2.2)$$

Das Argument des Kosinus wird als Phase bezeichnet. $A(\mathbf{r})$ ist die Amplitude, ω die Kreisfrequenz und δ eine Phasenverschiebung. Durch den Übergang $\mathbf{r} \cdot \mathbf{s} \rightarrow \mathbf{r} \cdot \mathbf{s} + \lambda$ ändert sich nichts an Gleichung (2.2). λ ist somit die Wellenlänge und es gilt

$$\lambda = v \frac{2\pi}{\omega} = vT = \frac{v}{\nu}$$

mit der Periodendauer T und der Frequenz ν . Für das menschliche Auge ist lediglich der Frequenzbereich von $4 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ bis $7.5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ sichtbar. Für die Spektroskopie nützlich ist die Definition des Wellenvektors $\mathbf{k} = k \cdot \mathbf{s}$ mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda = n\omega/c = \omega/v$. Damit kann die harmonische ebene Welle (2.2) geschrieben werden als

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos [2\pi\nu t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta]. \quad (2.3)$$

Licht, das wie in Gleichung (2.3) beschrieben mit genau einer Frequenz schwingt, wird monochromatisch genannt.

2.1.2 Das polychromatische elektromagnetische Feld

Der folgende Abschnitt ist ein Auszug aus der Literatur [18]. Licht, welches nach Gleichung (2.3) mit nur einer definierten Frequenz schwingen würde, findet sich weder in natürlichen noch in technischen Anwendungen. Vielmehr besteht jedes Licht aus einer Überlagerung monochromatischer Wellen. Das resultierende elektrische Feld lässt sich als Fourier-Reihe

$$E^{(r)}(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty A(\nu, \mathbf{r}) \cos [2\pi\nu t - \phi(\nu, \mathbf{r})] d\nu \quad (2.4)$$

mit den Fourier-Amplituden $A(\nu, \mathbf{r})$ und den Phasen $\phi(\nu, \mathbf{r})$ schreiben. In vereinfachender komplexer Schreibweise erhält man das zu Gleichung (2.4) analytische Signal

$$\begin{aligned} \hat{E}(\mathbf{r}, t) &= \int_0^\infty A(\nu, \mathbf{r}) \exp [-i(2\pi\nu t - \phi(\nu, \mathbf{r}))] d\nu \\ &= E^{(r)}(\mathbf{r}, t) + iE^{(i)}(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Dabei stellt $E^{(r)}(\mathbf{r}, t) = \Re[\hat{E}(\mathbf{r}, t)]$ den Realteil und $E^{(i)}(\mathbf{r}, t) = \Im[\hat{E}(\mathbf{r}, t)]$ den Imaginärteil von Gleichung (2.5) dar. Der Übergang von Real- zu Imaginärteil wird über die Hilberttransformation \mathcal{H} hergestellt. Ist Gleichung (2.5) der elektrische Feldvektor an einem fixen Raumpunkt, so erhält man unter der Voraussetzung der Quadratintegrierbarkeit einen Realteil der Form

$$E^{(r)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\nu) \exp(-2\pi i\nu t) d\nu = \mathcal{F}_{\nu \rightarrow t}\{a(\nu)\} \quad (2.6)$$

mit $a(-\nu) = a^*(\nu)$ und $2a(\nu) = A(\nu) \exp[i\phi(\nu)]$ für $\nu \geq 0$. Die Integral-Transformation in Gleichung (2.6) wird als Fouriertransformation \mathcal{F} bezeichnet. Mit dem Ausdruck

$$\hat{E}(t) = 2 \int_0^{\infty} a(\nu) \exp(-2\pi i\nu t) d\nu$$

erhält man das zu Gleichung (2.6) analytische Signal. Sind die Fourier-Amplituden $a(\nu)$ nur in einem schmalen Frequenzband von Null verschieden, wird dieses Licht quasi-monochromatisch genannt.

2.1.3 Das allgemeine Interferenzgesetz

Der folgende Abschnitt ist ein Auszug aus der Literatur [18]. Die Stärke des elektromagnetischen Feldes kann über die Intensität gemessen werden. Die Intensität I des Lichtes wird definiert als das Zeitmittel des Energieflusses durch eine Flächeneinheit, die rechtwinkelig zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle ist. Für eine ebene Welle erhält man

$$I = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \langle \hat{E}(t) \hat{E}^*(t) \rangle \propto \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \hat{E}^2(t) dt, \quad (2.7)$$

wobei T die Messzeit darstellt. Im Falle eines stationären optischen Feldes darf in Gleichung (2.7) der Grenzübergang $\lim_{T \rightarrow \infty}$ durchgeführt werden.

Besteht an einem fixen Beobachtungspunkt Q das elektrische Feld aus einer Superposition zweier monochromatischer Wellen $\hat{E}(Q, t) = \hat{E}_1(Q, t) + \hat{E}_2(Q, t)$, so ist die resultierende Intensität im Beobachtungspunkt Q nicht einfach die Summe der Einzelintensitäten. Zusätzlich zu den Intensitäten $\hat{E}_1^2(Q, t)$ und $\hat{E}_2^2(Q, t)$ erhält man den sogenannten Interferenz-Term $2\hat{E}_1(Q, t)\hat{E}_2(Q, t)$, der zu einer Modulation der Intensität führt.

Im Falle einer polychromatischen Lichtquelle mit kontinuierlichem Amplituden-

spektrum kommt es zu ähnlichen Interferenz-Erscheinungen. Um die Modulation der Intensität mathematisch zu beschreiben, betrachtet man ein einfaches Interferenz-Experiment wie in Abbildung 2.1. Es besteht aus einer ausgedehnten polychromatischen Lichtquelle L in Ebene \mathcal{A} , deren Licht in Ebene \mathcal{B} an den Lochblenden P_1 und P_2 gebeugt wird. Im Punkt Q der Beobachtungsebene \mathcal{C} wird schließlich die Überlagerung der Teilstrahlen beobachtet. Die Lichtwege der beiden Teilstrahlen von P_i zu Q betragen s_i ($i = 1, 2$). Das beobachtbare elektrische Feld in Q ist die Summe der

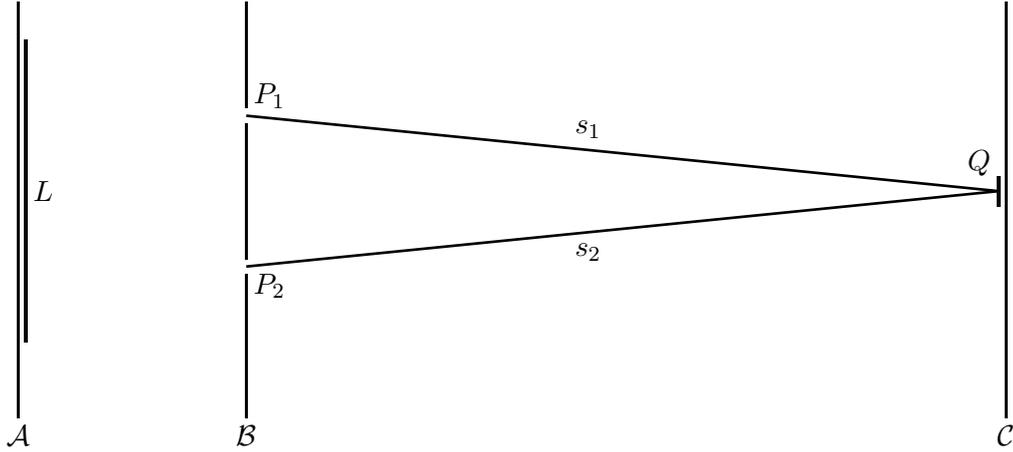


Abbildung 2.1: Der schematische Aufbau eines Interferenz-Experiments. Das Licht einer Quelle L in Ebene \mathcal{A} wird in der Ebene \mathcal{B} an den Lochblenden P_1 und P_2 gebeugt. Am Punkt Q der Beobachtungsebene \mathcal{C} wird das Licht nach dem Zurücklegen der Wege s_1 und s_2 überlagert.

Teilfelder

$$\hat{E}(Q, t) = \sum_{i=1,2} K_i \hat{E}(P_i, t - t_i) = \sum_{i=1,2} K_i \hat{E}_i(t - t_i), \quad (2.8)$$

wobei $K_i \in \mathbb{C}$ von den strukturellen Eigenschaften der Lochblenden und den Laufzeiten $t_i = s_i/c$ der beiden Teilstrahlen von der Lochblende P_i zum Beobachtungspunkt Q abhängen. Die Konstanten K_1 und K_2 können identisch und gleich K angenommen werden. Die beobachtbare Intensität besteht dann aus dem quadrierten elektrischen Feld

$$I(Q) = |K|^2 \{ \langle \hat{E}_1(t - t_1) \hat{E}_1^*(t - t_1) \rangle + \langle \hat{E}_2(t - t_2) \hat{E}_2^*(t - t_2) \rangle \\ + \langle \hat{E}_1(t - t_1) \hat{E}_2^*(t - t_2) \rangle + \langle \hat{E}_2(t - t_2) \hat{E}_1^*(t - t_1) \rangle \}.$$

Aufgrund des stationären optischen Feldes kann der Zeitursprung verschoben werden und man erhält die Teilintensitäten $I_i = \langle \hat{E}_i(t-t_i) \hat{E}_i^*(t-t_i) \rangle = \langle \hat{E}_i(t) \hat{E}_i^*(t) \rangle$. Dadurch erhält man im Punkt Q die Intensität

$$I(Q) = |K|^2 I_1 + |K|^2 I_2 + 2 |K|^2 \Gamma_{12}^{(r)} \left(\frac{s_2 - s_1}{c} \right), \quad (2.9)$$

wobei $\Gamma_{12}^{(r)}$ der reale Teil der sogenannten wechselseitigen Kohärenzfunktion (*mutual coherence function*)

$$\hat{\Gamma}_{12}(\tau) = \Gamma_{12}^{(r)}(\tau) + i\Gamma_{12}^{(i)}(\tau) = \langle \hat{E}_1(t+\tau) \hat{E}_2^*(t) \rangle \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{s_2 - s_1}{c} \quad (2.10)$$

ist. Sie beschreibt die Korrelation der beiden Feldfunktionen $\hat{E}_1(t)$ und $\hat{E}_2(t)$ zu unterschiedlichen Zeiten, wobei τ die Laufzeitdifferenz des Lichtes zwischen den Wegen s_1 und s_2 bezeichnet. Gleichung (2.10) wird auch Kreuzkorrelationsfunktion (*cross correlation function*) genannt. Mit $P_1 = P_2$ wird aus der Kreuzkorrelationsfunktion die Autokorrelationsfunktion (*auto correlation function*)

$$\hat{\Gamma}_{ii}(\tau) = \langle \hat{E}_i(t+\tau) \hat{E}_i^*(t) \rangle \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, \quad (2.11)$$

welche die Korrelation der Feldfunktion $E_i(t)$ mit sich selbst zu einem um τ verschobenen Zeitpunkt beschreibt. Setzt man in der Autokorrelation (2.11) die Laufzeitdifferenz $\tau = 0$ ein, so erhält man am Beobachtungspunkt Q die Intensitäten der beiden Interferometerpfade mit $I_i(Q) = |K|^2 I_i = |K|^2 \hat{\Gamma}_{ii}(0)$. Damit lässt sich der normierte komplexe zeitliche Kohärenzgrad (*complex temporal coherence degree*)

$$\hat{\gamma}_{12}(\tau) = \gamma_{12}^{(r)}(\tau) + i\gamma_{12}^{(i)}(\tau) = \frac{\hat{\Gamma}_{12}(\tau)}{\sqrt{\hat{\Gamma}_{11}(0)}\sqrt{\hat{\Gamma}_{22}(0)}} \quad (2.12)$$

definieren, dessen Betrag für die Charakterisierung des Kohärenzgrades der Lichtquelle nützlich ist. Man spricht von kohärentem Licht für $|\hat{\gamma}_{12}(\nu)| = 1$, teilweise kohärentem Licht für $0 < |\hat{\gamma}_{12}(\nu)| < 1$ und inkohärentem Licht für $|\hat{\gamma}_{12}(\nu)| = 0$. Mit dem Realteil der Gleichung (2.12) erhält man aus Gleichung (2.9) den Ausdruck

$$I(Q) = I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)}\sqrt{I_2(Q)}\gamma_{12}^{(r)} \left(\frac{s_2 - s_1}{c} \right).$$

Mit $\hat{\gamma}_{12}(\tau) = |\hat{\gamma}_{12}(\tau)| \exp[i(\alpha_{12}(\tau) - 2\pi\bar{\nu}\tau)]$, wobei $\bar{\nu}$ die mittlere Frequenz und

$\alpha_{12}(\tau) = 2\pi\bar{\nu}\tau + \arg \hat{\gamma}_{12}(\tau)$ ist, folgt

$$I(Q) = I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)}\sqrt{I_2(Q)}|\hat{\gamma}_{12}(\tau)|\cos[\alpha_{12}(\tau) - 2\pi\bar{\nu}\tau]. \quad (2.13)$$

Gleichung (2.13) wird als das allgemeine Interferenzgesetz (*general interference law*) stationärer optischer Felder bezeichnet. Es beschreibt die im Punkt Q beobachtbaren kosinusförmigen Modulationen der Intensität in Abhängigkeit der Laufzeitdifferenz $\tau = (s_2 - s_1)/c$.

2.1.4 Die zeitliche Kohärenz und das Wiener-Khintchine-Theorem

Der folgende Abschnitt ist ein Auszug aus der Literatur [18]. Die zeitliche Kohärenz beschreibt den Umstand, dass Licht, welches wie in Abbildung 2.1 in zwei Teilstrahlen aufgeteilt ist, nur dann in Punkt Q zu Interferenz-Erscheinungen führt, wenn der Laufzeitunterschied beider Teilstrahlen kleiner als die Kohärenzzeit τ_c ist. Betrachtet man das allgemeine Interferenzgesetz (2.13), so erkennt man, dass es zu Interferenz-Erscheinungen kommt, solange der Betrag der normierten Korrelationsfunktion $|\gamma_{12}(\tau)|$ von Null verschieden ist. Die Breite der Korrelationsfunktion $\gamma_{12}^{(r)}(\tau)$ ist daher ein Maß für die Kohärenzzeit. Die Kohärenzzeit gibt also den maximalen Laufzeitunterschied an, innerhalb der die Wellenzüge der beiden Lichtstrahlen zueinander korreliert sind. Durch Einsetzen von Gleichung (2.6) in den Realteil der Kreuzkorrelationsfunktion (2.10) erhält man

$$\begin{aligned} \Gamma_{12}^{(r)}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{2T} \int_{-T}^T E_1^{(r)}(t + \tau) E_2^{(r)}(t) dt \right] \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{a_1(\nu) a_2^*(\nu)} \exp(-2\pi i \nu \tau) d\nu \right]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Der Überstrich kennzeichnet ein Ensemble-Mittel. Mit der Definition der Kreuz-Spektraldichte (*cross spectral density*)

$$G_{12}(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{\overline{a_1(\nu) a_2^*(\nu)}}{2T} \right] \quad (2.15)$$

wird aus Gleichung (2.14) die Beziehung

$$\Gamma_{12}^{(r)}(\tau) = 2\langle E_1^{(r)}(t + \tau)E_2^{(r)}(t) \rangle = 2 \int_{-\infty}^{\infty} G_{12}(\nu) \exp(-2\pi i\nu\tau) d\nu. \quad (2.16)$$

Im Falle von $P_1 = P_2$ reduziert sich die Kreuz-Spektraldichte $G_{12}(\nu)$ zur Spektraldichte $S_i(\nu)$ ($i=1,2$). Gleichung (2.16) wird dadurch zu

$$\Gamma_{ii}^{(r)}(\tau) = 2\langle E_i^{(r)}(t + \tau)E_i^{(r)}(t) \rangle = 2 \int_{-\infty}^{\infty} S_i(\nu) \exp(-2\pi i\nu\tau) d\nu. \quad (2.17)$$

Dies ist nichts anderes als das optische Analogon des Wiener-Khintchine-Theorems stationärer Zufallsprozesse. Es sagt aus, dass die Autokorrelationsfunktion $\Gamma_{ii}^{(r)}(\tau)$ und die spektrale Dichte $S_i(\nu)$ ein Fouriertransformations-Paar bilden und stellt einen inversen Zusammenhang zwischen der spektralen Bandbreite $\Delta\nu$ des Lichtes und dessen Kohärenzzeit τ_c her.

In diesem Zusammenhang sei auch die Kohärenzlänge l_c erwähnt, die den während der Kohärenzzeit zurückgelegten Weg des Lichtes angibt und durch $l_c = c \cdot \tau_c$ berechnet wird, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Besitzt das Licht ein gaußförmiges Spektrum, so lässt sich dessen Kohärenzlänge mit

$$l_c = c \cdot \tau_c = \frac{4 \ln(2)}{\pi} \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda} \quad (2.18)$$

berechnen. $\Delta\lambda$ ist die FWHM-Bandbreite (*full width of half maximum*, FWHM) und $\bar{\lambda}$ die zentrale Wellenlänge des Lichtes.

2.1.5 Das spektrale Interferenzgesetz

Der folgende Abschnitt ist ein Auszug aus der Literatur [18]. Neben dem allgemeinen Interferenzgesetz, welches die Modulation der Intensität in Abhängigkeit des Laufzeitunterschiedes zweier Teilstrahlen beschreibt, existiert ein weiterer Interferenz-Effekt, der sich auf die Form des Spektrums aufgrund derselben Laufzeitdifferenz auswirkt. Um diesen Effekt zu beschreiben, wird derselbe schematische Aufbau eines Interferenz-Experiments wie in Abbildung 2.1 verwendet. Das elektrische Feld im Punkt Q ist wiederum gegeben durch Gleichung (2.8). Das Einsetzen dieses elektrischen Feldes in

die Autokorrelationsfunktion $\Gamma(Q, \tau) = \langle \hat{E}(Q, t + \tau) \hat{E}^*(Q, t) \rangle$ liefert den Ausdruck

$$\begin{aligned} \Gamma(Q, \tau) &= |K|^2 \{ \langle \hat{E}_1(t - t_1 + \tau) \hat{E}_1^*(t - t_1) \rangle + \langle \hat{E}_2(t - t_2 + \tau) \hat{E}_2^*(t - t_2) \rangle \\ &\quad + \langle \hat{E}_1(t - t_1 + \tau) \hat{E}_2^*(t - t_2) \rangle + \langle \hat{E}_2(t - t_2 + \tau) \hat{E}_1^*(t - t_1) \rangle \} \quad (2.19) \\ &= |K|^2 \{ \Gamma_{11}(\tau) + \Gamma_{22}(\tau) + \Gamma_{12}(t_2 - t_1 + \tau) + \Gamma_{21}(t_1 - t_2 + \tau) \}. \end{aligned}$$

Es ist zu beachten, dass τ nicht der Laufzeitunterschied der beiden Strahlen wie in Abschnitt 2.1.3, sondern ein freier Zeitparameter ist. Erneut wird von den stationären Eigenschaften des optischen Feldes Gebrauch gemacht und der Zeitzprung verschoben. Eine anschließende inverse Fouriertransformation $\mathcal{F}_{\tau \rightarrow \nu}^{-1}$ von Gleichung (2.19) liefert nach den Gleichungen (2.16) und (2.17) die Beziehung

$$S(Q, \nu) = |K|^2 [S_1(\nu) + S_2(\nu) + G_{21}(\nu) \exp(i\delta) + G_{12}(\nu) \exp(-i\delta)] \quad \text{mit } (\nu \geq 0). \quad (2.20)$$

Dabei sind $S_i(\nu) = \mathcal{F}_{\tau \rightarrow \nu}^{-1} \{ \Gamma_{ii}(\tau) \}$ die Spektraldichten und $G_{ij}(\nu) = \mathcal{F}_{\tau \rightarrow \nu}^{-1} \{ \Gamma_{ij}(\tau) \}$ die Kreuz-Spektraldichten. Weiters gilt $\delta = 2\pi\nu(t_2 - t_1)$. Die Kreuz-Spektraldichten $G_{12}(\nu)$ und $G_{21}(\nu)$ sind zueinander komplex konjugiert und deshalb wird Gleichung (2.20) zu

$$S(Q, \nu) = |K|^2 \{ S_1(\nu) + S_2(\nu) + 2\Re[G_{12}(\nu) \exp(-i\delta)] \}.$$

Mit der Definition der normierten Kreuz-Spektraldichte

$$\mu_{12}(\nu) = \frac{G_{12}(\nu)}{\sqrt{S_1(\nu)} \sqrt{S_2(\nu)}},$$

auch komplexer spektraler Kohärenzgrad (*complex spectral degree of coherence*) genannt, und $S_i(Q, \nu) = |K|^2 S_i(\nu)$ erhält man das spektrale Interferenzgesetz (*spectral interference law*)

$$S(Q, \nu) = \sum_{i=1,2} S_i(Q, \nu) + 2\sqrt{S_1(Q, \nu)} \sqrt{S_2(Q, \nu)} |\mu_{12}(\nu)| \cos[\beta_{12}(\nu) - \delta]. \quad (2.21)$$

Dabei wurde die Relation $\mu_{12}(\nu) = |\mu_{12}(\nu)| \exp[i\beta_{12}(\nu)]$ mit $\beta_{12} = \arg[\mu_{12}(\nu)]$ benutzt. In Gleichung (2.21) erkennt man, dass es in Abhängigkeit der Phasenverzögerung $\delta = 2\pi\nu(t_2 - t_1)$ zu einer kosinusförmigen Modulation der spektralen Dichte kommt.

2.2 Die Grundlagen der optischen Kohärenztomographie

2.2.1 Die Teilkohärenz-Interferometrie

Die optische Kohärenztomographie (*optical coherence tomography*, OCT), entwickelt am Ende des 20. Jahrhunderts, ist ein bildgebendes Verfahren, das auf der Technik der Teilkohärenz-Interferometrie (*partial coherence interferometry*, PCI; *low coherence interferometry*, LCI) basiert. PCI ist eine interferometrische Technik, welche Licht mit niedriger zeitlicher und hoher räumlicher Kohärenz verwendet, um die Tiefenstruktur eines Objekts (*sample*) zu vermessen.

Dabei wird breitbandiges Licht in einem Strahlteiler eines Interferometers, üblicherweise ein Michelson-Interferometer, in einen Referenz- und einen Objektarm aufgespalten. Während der Referenz-Strahl an einem Spiegel reflektiert wird, dringt der Objektstrahl in die zu untersuchende Probe ein und wird an n rückstreuenden Schichten an den Stellen z_n mit den Rückstreukoeffizienten R_n rückgestreut. Das rückgestreute Licht des Objektstrahls und der reflektierte Referenzstrahl rekombinieren im Strahlteiler und es kommt zur Interferenz, so sich die optische Wegdifferenz der beiden Strahlen innerhalb des Kohärenzlängenbereichs des Lichtes bewegt. Dieser optische Wegunterschied kann auch gedeutet werden als die Differenz $\Delta\tau = \tau_r - \tau_n$, wobei τ_r und τ_n die Laufzeiten des Lichtes im Referenzarm und des rückgestreuten Lichtes der n -ten Objektschicht darstellen.

Die Interferenz bewirkt Modulationen der Intensität und der spektralen Verteilung, die jeweils mit dem Tiefenprofil der Probe korrelieren. Diese Interferenz-Erscheinungen bilden die Grundlage für zwei unterschiedliche OCT-Technologien. Es sind dies die optische Kohärenztomographie in der Zeit-Domain (*time domain*, TD) und in der Spektral-Domain (*spectral domain*, SD).

Ein einzelnes, mit PCI erzeugtes Tiefenprofil wird auch als A-Scan bezeichnet. Eine Sequenz aus mehreren transversal benachbarten A-Scans bildet einen B-Scan, die zweidimensionale Erweiterung von PCI zu OCT.

2.2.2 Die optische Kohärenztomographie in der Zeit-Domain

Das Prinzip der *Time Domain* (TD) OCT basiert auf der in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Modulation der Licht-Intensität in Abhängigkeit des Laufzeitunterschiedes zweier Teilstrahlen innerhalb eines Interferometers. Ein TD-System mit schematischem Auf-

bau in Abbildung 2.2 besteht aus einem Interferometer mit breitbandiger Lichtquelle, deren Licht in einen Referenz- und einen Objektstrahl aufgespalten wird. Das von

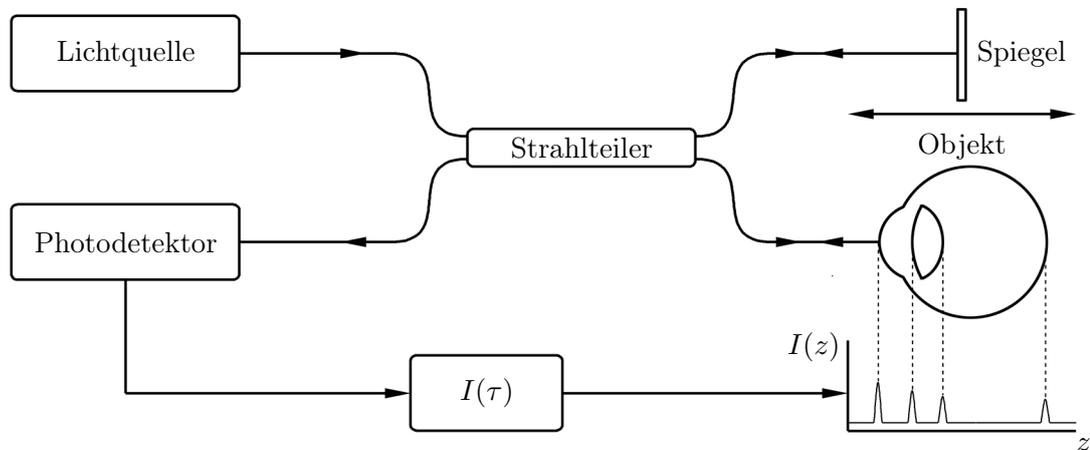


Abbildung 2.2: Der schematische Aufbau eines TD-OCT-Systems. Breitbandiges Licht wird mittels Strahlteiler in einen Referenz- und Objektarm aufgeteilt. Die vom Objekt rückgestreuten Lichtanteile und das reflektierte Licht des Referenzarms werden überlagert und die Intensität mit einem Photodetektor gemessen. Durch Verschieben des Referenzspiegels erhält man an allen Orten, an denen der Wegunterschied zwischen rückstreuender Objektschicht und Referenzspiegelposition verschwindet, eine kosinusförmige Modulation der Intensität $I(\tau)$. Daraus erhält man die Intensitätsverteilung $I(z)$, welche die Tiefenstruktur des Objekts repräsentiert.

den einzelnen Schichten rückgestreute Licht des Objektstrahls wird im Strahlteiler des Interferometers mit dem reflektierten Licht des Referenzspiegels rekombiniert. Ein beweglicher Referenzspiegel ermöglicht es dabei, die Weglänge des Referenzstrahls mit konstanter Geschwindigkeit zu verändern. An allen Stellen, an denen die Laufzeit des Referenzstrahls τ_r der Laufzeit eines rückgestreuten Objektstrahls τ_n gleicht, wird mit einem Photodetektor eine lokale kosinusförmige Modulation der Lichtintensität beziehungsweise eine Kohärenzfunktion registriert. Die Positionen der gemessenen Kohärenzfunktionen beziehungsweise deren Einhüllenden entsprechen der Tiefenstruktur der Probe. Die Breite der Einhüllenden, abhängig von der Kohärenzlänge der Lichtquelle, ist ein Maß für die axiale Auflösung des Systems. Nachteile von TD-OCT sind die langsame Messgeschwindigkeit resultierend aus dem mechanischen Tiefenscan und die geringe Empfindlichkeit.

2.2.3 Die optische Kohärenztomographie in der Spektral-Domain

Die zu TD-OCT alternative Methode ist die *Spectral Domain* (SD) OCT beziehungsweise *Fourier Domain* (FD) OCT. Grundlage der SD-OCT ist die in Abschnitt 2.1.5 beschriebene Modulation der spektralen Dichte, abhängig vom Laufzeitunterschied zweier Teilstrahlen innerhalb eines Interferometers.

Ein SD-System mit schematischem Aufbau in Abbildung 2.3 besteht ebenfalls aus einem Interferometer mit breitbandiger Lichtquelle, deren Licht in einen Referenz- und einen Objektstrahl aufgeteilt wird. Wie in TD-OCT wird der Objektstrahl an den einzelnen Objektschichten rückgestreut. Es kommt im Interferometerausgang zu einer

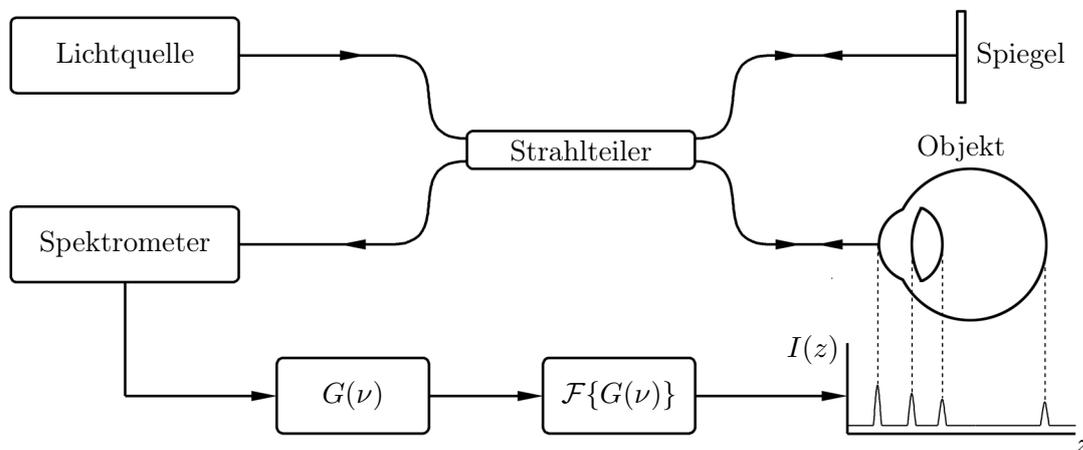


Abbildung 2.3: Der schematische Aufbau eines SD-OCT-Systems. Breitbandiges Licht wird im Strahlteiler in einen Referenz- und Objektarm aufgeteilt. Das vom Objekt rückgestreute Licht wird mit dem reflektierten Licht des Referenzarms überlagert und das resultierende Spektrum $G(\nu)$ mit einem Spektrometer gemessen. Durch Fouriertransformation $\mathcal{F}_{\nu \rightarrow \tau}\{G(\nu)\}$ erhält man die Intensitätsverteilung $I(z)$, die der Tiefenstruktur des Objekts entspricht.

Überlagerung kosinusförmiger Modulationen der spektralen Dichte, deren Frequenzen proportional zu den Wegunterschieden zwischen Referenz- und Objektstrahlen sind.

Im Unterschied zur TD-OCT, wo man die Tiefeninformation durch Verschieben des Referenzspiegels erhält, steckt in SD-OCT die gesamte Information aller rückstreuenden Objektschichten in der spektralen Dichte, welche während eines einzelnen Mess-

vorgangs mit einem Spektrometer aufgenommen wird. Die spektrale Dichte wird als reelle spektrale Intensitätsverteilung der Form

$$\begin{aligned}
 G(\nu) &= G_{rr}(\nu) + \sum_n G_{nn}(\nu) \\
 &+ 2\Re \left\{ \sum_{n \neq m} G_{nm}(\nu) \exp[-2\pi i\nu(\tau_n - \tau_m)] \right\} \\
 &+ 2\Re \left\{ \sum_n G_{nr}(\nu) \exp[-2\pi i\nu(\tau_n - \tau_r)] \right\}
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

detektiert, wobei

$$G_{nm}(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{a_n(\nu) a_m^*(\nu)}{2T} \right]$$

die in Gleichung (2.15) definierte Kreuz-Spektraldichte ist [19]. Man nennt Gleichung (2.22) auch das spektrale Interferogramm. $G_{rr}(\nu)$ und $G_{nn}(\nu)$ sind die spektralen Dichten des reflektierten Referenzstrahls und der n -ten Objektschicht. Die reellwertige Kreuz-Spektraldichte $\Re \left\{ \sum_{n \neq m} G_{nm}(\nu) \exp[-2\pi i\nu(\tau_n - \tau_m)] \right\}$ beschreibt die spektrale Modulation, verursacht durch die wechselseitige Interferenz zwischen n -ter und m -ter Objektschicht. Der Term $\Re \left\{ \sum_n G_{nr}(\nu) \exp[-2\pi i\nu(\tau_n - \tau_r)] \right\}$ beschreibt schließlich die Interferenz zwischen n -ter Objektschicht und Referenzstrahl, welche die eigentliche Information über die Objektstruktur enthält.

Durch Fouriertransformation des spektralen Interferogramms (2.22) erhält man mit den Gleichungen (2.16) und (2.17) die Korrelationsfunktionen

$$\begin{aligned}
 \Gamma(\tau) &= \mathcal{F}_{\nu \rightarrow \tau} \{G(\nu)\} = \Gamma_{rr}(\tau) + \sum_n \Gamma_{nn}(\tau) \\
 &+ \sum_{n \neq m} \Gamma_{nm}(\tau \pm (\tau_m - \tau_n)) \\
 &+ \sum_n \Gamma_{nr}(\tau \pm (\tau_r - \tau_n)).
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Gleichung (2.23) liefert an denjenigen Stellen einen Signal-Peak, wo das Argument einer der Korrelationsfunktionen verschwindet. $\Gamma_{rr}(\tau)$ und $\sum_n \Gamma_{nn}(\tau)$ werden als DC-Term bezeichnet. Sie stehen für die Intensitäten, die direkt vom Referenzspiegel reflektiert beziehungsweise von den einzelnen Objektschichten rückgestreut werden. Der Signal-Peak des DC-Terms befindet sich bei der sogenannten Nullposition $\tau = 0$. Die

Korrelationsfunktionen $\Gamma_{nm}(\tau \pm (\tau_m - \tau_n))$ repräsentieren die wechselseitige Interferenz zwischen den Objektschichten. Diese Terme führen zu einem *Coherent-Noise* an den Stellen $\tau = \pm(\tau_n - \tau_m)$ nahe des DC-Peaks. In den Kreuzkorrelationen $\Gamma_{nr}(\tau \pm (\tau_r - \tau_n))$ ist schließlich die Tiefeninformation der Objektstruktur enthalten. Sie beschreiben die Interferenz zwischen Referenzstrahl und dem an den Objektschichten rückgestreutem Licht. Sie liefert an allen Stellen, an denen das Argument $\tau \pm (\tau_r - \tau_n)$ verschwindet, einen Signal-Peak. Nach Multiplikation mit der Lichtgeschwindigkeit c erhält man im Ortsraum (z -Raum) ein Tiefenprofil mit Peaks an den Stellen $z_n = \pm c \cdot (\tau_r - \tau_n)$. Daraus erhält man eine Intensitätsverteilung $I(z)$, die dem Tiefenprofil der rückstreuenden Strukturen entspricht. Man erkennt aus Gleichung (2.23), dass das Tiefenprofil $I(c \cdot \tau) = I(z)$ symmetrisch um die Nullposition $\tau = 0$ ist. Diese Symmetrie kann damit erklärt werden, dass die Fouriertransformation einer reellen Funktion, der gemessenen spektralen Dichte, immer symmetrisch ist [20].

Der Übergang vom eindimensionalen A-Scan zum zweidimensionalen B-Scan erfolgt schließlich durch die Aufnahme mehrerer benachbarter A-Scans. Statt einer eindimensionalen spektralen Intensitätsverteilung $G(\nu)$ erhält man durch einen transversalen beziehungsweise horizontalen Scan in x -Richtung den zweidimensionalen spektralen Datensatz $G(\nu, x)$, woraus man die Intensitätsverteilung $I(z, x)$ berechnen kann, die ein Tomogramm des Objekts darstellt.

Dadurch, dass die gesamte Tiefeninformation der Objektschichten in der spektralen Dichte enthalten ist, kann ein mechanischer Tiefenscan wie in TD-OCT vermieden werden. Die resultierende höhere Aufnahmegeschwindigkeit eines SD-OCT-Systems kann als Vorteil gegenüber TD-OCT gewertet werden.

2.2.4 Das Auflösungsvermögen in der optischen Kohärenztomographie

Das axiale Auflösungsvermögen

Die axiale Auflösung der OCT wird durch die Kohärenzlänge l_c beziehungsweise die *round-trip*-Kohärenzlänge $l_c/2$ der Lichtquelle bestimmt. In Anlehnung an Gleichung (2.18) erhält man daher für ein gaußförmiges Spektrum, wie es in OCT häufig vorkommt, eine Tiefenauflösung (in einem Medium mit dem Brechungsindex $n = 1$) von

$$\delta z = \frac{l_c}{2} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta \lambda}, \quad (2.24)$$

wobei $\bar{\lambda}$ die zentrale Wellenlänge und $\Delta\lambda$ die spektrale Bandbreite der Lichtquelle kennzeichnen [21]. Eine Besonderheit der OCT ist die Unabhängigkeit der axialen Auflösung von der numerischen Apertur des Objektivs, welches zur Fokussierung des Messstrahls auf den zu untersuchenden Objektausschnitt dient. Da die Kohärenzlänge invers proportional zur spektralen Bandbreite der Lichtquelle ist, lässt sich die axiale Auflösung durch Verwendung von breitbandigen Lichtquellen verbessern.

In einem Medium mit dem Brechungsindex $n > 1$ muss die axiale Auflösung (2.24) durch den Brechungsindex der Probe dividiert werden. Dies führt zu einer Verbesserung des axialen Auflösungsvermögens. Wichtig jedoch ist, dass die Dispersion in beiden Interferometerarmen ausgeglichen ist. Andernfalls käme es zu einer Verschlechterung der axialen Auflösung [22–24].

Das transversale Auflösungsvermögen

Das transversale Auflösungsvermögen der OCT wird durch die numerische Apertur des Objektivs bestimmt. Aufgrund der gaußschen Strahlgeometrie beträgt der Durchmesser des Messstrahls im Brennpunkt der Objektivlinse

$$\delta x = \frac{4\bar{\lambda} f}{\pi d}, \quad (2.25)$$

wobei d der Strahldurchmesser vor der Objektivlinse und f die Brennweite der Linse ist [25]. Man erkennt, dass die transversale Auflösung völlig von der axialen Auflösung entkoppelt ist.

Zusätzlich zum transversalen Auflösungsvermögen lässt sich die Schärfentiefe beziehungsweise der Konfokalbereich mit

$$\check{x} = \frac{\pi}{2\lambda} (\delta x)^2 \quad (2.26)$$

angeben [25]. Eine kurze Brennweite des Objektivs verbessert demnach die transversale Auflösung δx , verkürzt aber gleichzeitig den Konfokalbereich \check{x} .

2.2.5 Der Tiefenbereich in der spektralen optischen Kohärenztomographie

Im Gegensatz zur TD-OCT, wo der Tiefenbereich einzig von den auftretenden Absorptions- und Streuungseigenschaften der Objektschichten limitiert wird, besitzt die SD-OCT einen zusätzlichen intrinsischen Tiefenbereich. Durch die begrenzte Auflösung

des Spektrometers und der Pixelgröße des Detektor-Arrays wird das spektrale Interferogramm als diskrete Intensitätsverteilung gemessen. Mit zunehmender Tiefe beziehungsweise Vergrößerung der Laufzeitdifferenz $\tau_r - \tau_n$ kommt es zu einer Erhöhung der Modulationsfrequenz im spektralen Interferogramm (2.22). Das Nyquist-Abtasttheorem beziehungsweise *Sampling*-Theorem besagt, dass die Abtast- beziehungsweise *Sampling*-Frequenz des Detektor-Arrays doppelt so hoch sein muss wie die höchste auftretende Modulationsfrequenz des Spektrums, damit dieses rekonstruiert werden kann [20, 26]. Dadurch erhält man einen maximalen Tiefenbereich (in einem Medium mit dem Brechungsindex $n = 1$) von

$$\tilde{z}_{max} = \pm \frac{\bar{\lambda}^2}{4\delta\lambda} \quad (2.27)$$

mit der Spektrometer-Auflösung $\delta\lambda = \Delta\lambda/N$. Dabei bedeutet $\Delta\lambda$ die gesamte auf der Kamera mit N Pixel abgebildete Breite des Spektrums.

Weiters kommt es aufgrund der Fouriertransformation des reellwertigen spektralen Interferogramms (2.22) zu einer Symmetrie um die Nullposition. Einzig in dünnen Proben, in denen das Objekt vollständig in einer der beiden Spiegelungshälften platziert werden kann, können überlappende Objektstrukturen und die daraus resultierenden Spiegelungsartefakte vermieden werden. Dies führt jedoch zu einer Halbierung des maximal messbaren Tiefenbereichs mit

$$z_{max} = \frac{\bar{\lambda}^2}{4\delta\lambda}. \quad (2.28)$$

In einem Medium mit dem Brechungsindex $n > 1$ müssen die optischen Distanzen durch n dividiert werden, um auf die geometrischen Distanzen zu kommen.

Aus der diskreten Form des spektralen Interferogramms (2.22), gemessen mit dem Detektor-Array, wird mit der diskreten Form der Fouriertransformation das Tiefenprofil der rückstreuenden Objektschichten rekonstruiert.

2.2.6 Das Rauschen und die Sensitivität in der spektralen optischen Kohärenztomographie

Die Stärke des gemessenen Interferenz-Signals ist abhängig von der Leistung des eingestrahnten Lichtes sowie den Reflektivitäten im Objektarm R_s und Referenzarm R_r . Zusätzlich zum Interferenz-Signal wird auch ein Rauschen (*noise*) detektiert, welches sich hauptsächlich aus dem *Receiver-Noise*, dem *Shot-Noise* und dem *Excess-Noise*

zusammensetzt. *Receiver-Noise* kann als das thermische Rauschen des Empfängers gedeutet werden und wird gewöhnlich vom Hersteller spezifiziert. *Shot-Noise* beschreibt die Poisson-verteilte Ankunftszeit der Photonen einer monochromatischen Lichtquelle. Eine der möglichen Ursachen für das *Excess Noise* ist die Bose-Einstein-Statistik einer breitbandigen, inkohärenten Lichtquelle [27]. Wird für die einzelnen Rauschterme ein weißes Rauschverhalten angenommen, erhält man die Varianz des Gesamtrauschens durch

$$\sigma_{noise}^2 = \sigma_{receiver}^2 + \sigma_{shot}^2 + \sigma_{excess}^2.$$

Dabei sind $\sigma_{receiver}^2$, σ_{shot}^2 und σ_{excess}^2 die Varianzen von *Receiver-Noise*, *Shot-Noise* und *Excess-Noise* [27, 28].

Während die Anwendung der diskreten Fouriertransformation (DFT) am Interferenz-Signal die SD-OCT-Signalamplitude $I_{s,dft}$ erzeugt, erhält man durch selbige Anwendung auf das Rauschen wiederum ein Rauschen, jedoch mit anderem Rauschpegel. Die N Pixel der Zeilenkamera tragen zu einem Rauschfaktor \sqrt{N} in jedem DFT-Bin bei. Jedoch besitzt die diskrete Fouriertransformation beziehungsweise deren Rücktransformation den Normierungsfaktor $1/N$, der schließlich zu einer Reduktion des Rauschens führt. Die gesamte Varianz des Rauschens nach diskreter Fouriertransformation des gemessenen Signals lässt sich in SD-OCT mit $\sigma^2 = \sigma_{noise}^2/N = I_{n,dft}^2$ angeben. Dies führt zu einer Verminderung des Rauschens um den Faktor $1/N$ gegenüber TD-OCT [28].

Generell ist ein Signal nur dann brauchbar, wenn es sich vom Rauschen deutlich unterscheiden lässt. Das Signal-Rausch-Verhältnis (*signal to noise ratio*, SNR) dient dazu, dieses Vermögen zu quantifizieren. Sei $I_{s,dft}^2$ das Signalamplituden-Quadrat über die Belichtungszeit τ pro Tiefenscan und $I_{n,dft}^2$ die Varianz des Rauschens nach diskreter Fouriertransformation, dann erhält man das Signal-Rausch-Verhältnis

$$SNR = \frac{I_{s,dft}^2}{I_{n,dft}^2}.$$

Aus dem Signal-Rausch-Verhältnis erhält man die Sensitivität, welche als die minimal detektierbare Objektarm-Reflektivität $R_{s,min}$ beziehungsweise diejenige Reflektivität der Probe, bei der das Signal-Rausch-Verhältnis gleich 1 ist, aufgefasst werden kann [28].

Um die Sensitivität im Falle einer Lichtquelle mit gaußförmigem Spektrum zu be-

rechnen, sei erstens die Objektarm-Reflektivität vernachlässigbar klein gegenüber der des Referenzarms, also $R_s \ll R_r$. Weiters sei das System im *Shot-Noise-Limit* mit $\sigma_{shot} \gg \sigma_{excess}, \sigma_{receiver}$. Dadurch erhält man eine Sensitivität von

$$S = \frac{\rho\eta\tau}{h\bar{\nu}} P_s.$$

Hierbei ist ρ die Effizienz des Beugungsgitters, η die Quanteneffizienz der Kamera, τ die Belichtungszeit pro A-Scan, h die Planck-Konstante, $\bar{\nu}$ die zentrale Frequenz der Lichtquelle und P_s der Teil der Gesamtleistung, der von einem Objektarmspiegel mit $R_s = 1$ reflektiert, im Detektionsarm gemessen wird [28, 29]. Man erkennt, dass im *Shot-Noise-Limit* das Signal-Rausch-Verhältnis von der Pixelanzahl N unabhängig ist. Aufgrund des hohen Dynamikbereichs wird die Sensitivität gewöhnlich in Dezibel angegeben

$$S = 10 \log \left(\frac{\rho\eta\tau}{h\bar{\nu}} P_s \right). \quad (2.29)$$

Mit zunehmender Tiefe wird in SD-OCT-Systemen ein Abfall der Sensitivität beobachtet. Eine Ursache ist die endliche Auflösung des Spektrometers. Infolge dessen beobachtet man die Faltung einer Rechtecksfunktion, welche die begrenzte Pixelgröße des Detektor-Arrays repräsentiert, mit dem gaußförmigen Interferenz-Signal [28, 30]. Zusätzlich verursachen *Crosstalk*- und *Partial-Aliasing*-Effekte einen weiteren Sensitivitätsabfall [31].

2.2.7 Das komplexe spektrale Interferogramm

Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, erhält man die Tiefenstruktur der rückstreuenden Schichten eines Objekts durch Fouriertransformation des gemessenen reellen Teils des spektralen Interferogramms $G(\nu)$ beziehungsweise des zweidimensionalen spektralen Datensatzes $G(\nu, x)$. Da die Fouriertransformation einer reellen Funktion immer symmetrisch ist, liefert auch die Korrelationsfunktion (2.23) einen Spiegelungsterm. Symmetrische Strukturen bezüglich der Nullposition innerhalb eines A-Scans sind die Folge. Bei dünnen Objekten wie etwa der Retina kann der Messbereich durch Verschieben des Referenzspiegels in eine Position gebracht werden, dass er nicht über die Nullposition hinausragt. Durch Wegschneiden der zweiten Hälfte erhält man einen Bereich, dessen Bildqualität durch keine Spiegelungen beeinflusst wird. Dies führt jedoch zu einer Halbierung des theoretisch möglichen Tiefenbereichs.

Für ein ausgedehnteres Objekt wie den vorderen Abschnitt des menschlichen Auges mit einer optischen axialen Ausdehnung von ~ 10 mm wäre es nützlich, den gesamten Tiefenbereich (2.27) zu verwenden. Jedoch wirken sich die Spiegelungsartefakte störend auf das Bild und die Interpretation der vorhandenen Strukturen des zu untersuchenden Objekts aus.

Durch die zusätzliche Messung der Phase der spektralen Dichte kann das komplexe spektrale Interferogramm rekonstruiert werden, aus dessen Fouriertransformation man ein Tiefenprofil ohne Symmetrieterm erhält [8]. Diese Technik nennt sich *Full Range Complex* (FRC) SD-OCT. Dazu wurden mehrere Methoden entwickelt, in welchen der spektrale Datensatz $G(\nu, x)$ mit einer bestimmten Phasenmodulation versehen wird, um dann daraus die komplexe spektrale Verteilung $\hat{G}(\nu, x)$ zu berechnen [9–14]. In der Folge wurde eine elegante Methode entwickelt, die auf der Verwendung des Scanners als Phasenmodulator beruht [15–17]. Dazu wird der spektrale Datensatz $G(\nu, x)$ mit einem Phasenshift zwischen den aufeinanderfolgenden A-Scans versehen, sodass er die Form

$$\begin{aligned} G(\nu, x) = & G_{rr}(\nu, x) + \sum_n G_{nn}(\nu, x) \\ & + 2\Re \left\{ \sum_{n \neq m} G_{nm}(\nu, x) \exp[-2\pi i \nu (\tau_n - \tau_m)] \right\} \\ & + 2\Re \left\{ \sum_n G_{nr}(\nu, x) \exp[-2\pi i \nu (\tau_n - \tau_r) + i\phi(x)] \right\} \end{aligned}$$

annimmt [9, 10]. Der Term

$$\hat{G}(\nu, x) = \sum_n G_{nr}(\nu, x) \exp[-2\pi i \nu (\tau_n - \tau_r) + i\phi(x)] \quad (2.30)$$

ist mit der Phasenmodulation $\phi(x) = (\delta\phi/\delta x) \cdot x$ versehen, wobei $\delta\phi/\delta x$ einen konstanten Phasenshift pro transversaler Längeneinheit darstellt. Da die in Gleichung (2.30) beschriebene spektrale Verteilung nach der Messung ebenfalls nur in der reellwertigen Form vorliegt, liefert eine Fouriertransformation $\mathcal{F}_{\nu \rightarrow \tau}$ die üblichen symmetrischen Korrelationsfunktionen (A-Scans) wie in Gleichung (2.23). Um die Spiegelartefakte zu vermeiden, muss die komplexe spektrale Verteilung in Gleichung (2.30) erst rekonstruiert werden. Dazu führt man zunächst eine diskrete Fouriertransformation in

transversaler x -Richtung durch [15]. Diese liefert den symmetrischen Ausdruck

$$\mathcal{F}_{x \rightarrow u} \left\{ \Re \left[\hat{G}(\nu, x) \right] \right\} = B_+ \left(\nu, u + \frac{\delta\phi}{\delta x} \right) + B_- \left(\nu, u - \frac{\delta\phi}{\delta x} \right).$$

Da beide Terme auf der rechten Seite die gleiche Information enthalten, kann einer der beiden Terme B_{\pm} weggelassen werden. Dies geschieht mit der Heaviside-Funktion $\Theta(u)$, welche zwecks Energieerhaltung mit dem Faktor 2 multipliziert wird. Um die beiden Terme gut voneinander separieren zu können, muss eine Phasendifferenz von $\phi(x+1) - \phi(x) = \Delta\phi = \pi/2$ zwischen benachbarten A-Scans eingestellt sein. Genau dann sind die Terme B_{\pm} in der Mitte der beiden jeweiligen Halbachsen von u zentriert. Durch eine anschließende Rücktransformation erhält man schließlich die komplexe spektrale Intensitätsverteilung

$$\hat{G}(\nu, x) = 2\mathcal{F}_{u \rightarrow x}^{-1} \left\{ \Theta(u) \mathcal{F}_{x \rightarrow u} \left\{ \Re \left[\hat{G}(\nu, x) \right] \right\} \right\}. \quad (2.31)$$

Eine Fouriertransformation $\mathcal{F}_{\nu \rightarrow \tau}$ von Gleichung (2.31) liefert schließlich die Korrelationsfunktionen $\sum_n \Gamma_{nr}(\tau + (\tau_r - \tau_n))$, die nicht mehr symmetrisch um die Nullposition sind. Mit der Identität $\Theta(u) = \mathcal{F}_{x \rightarrow u} \{ \delta(x)/2 + i/(2\pi x) \}$, wobei $\delta(x)$ die Diracsche Distribution ist, kann diese Prozedur durch die Hilberttransformation \mathcal{H} im x -Raum ersetzt werden [15, 16, 20]. Man erhält damit

$$\hat{G}(\nu, x) = \Re \left[\hat{G}(\nu, x) \right] - i\mathcal{H}_x \left\{ \Re \left[\hat{G}(\nu, x) \right] \right\}. \quad (2.32)$$

Damit diese FRC-Technik optimal funktioniert, dürfen die einzelnen A-Scans nicht weiter als die transversale Auflösung voneinander entfernt sein [15].

2.2.8 Der Scanner als Phasenmodulator

Die in Abschnitt 2.2.7 beschriebene Phasenmodulation kann auf unterschiedliche Arten erfolgen. So ist es möglich, mit akusto-optischen oder elektro-optischen Modulatoren oder Piezo-betriebenen Referenzspiegeln die Laufzeit des Lichtes im Referenzarm zu variieren. Dadurch erhält man den phasenmodulierten spektralen Datensatz, aus dem die komplexe spektrale Intensitätsverteilung (2.32) berechnet werden kann.

Ein Phasenshift kann auch durch die Bewegung des Scanners eingeführt werden [32, 33]. Nach Abbildung 2.4 trifft der vom Strahlteiler kommende Objektstrahl den transversalen Scannerspiegel nicht wie üblich in der Höhe der Scanner-Achse, sondern

mit einem bestimmten Offset s von dieser entfernt auf den Scannerspiegel. Dadurch

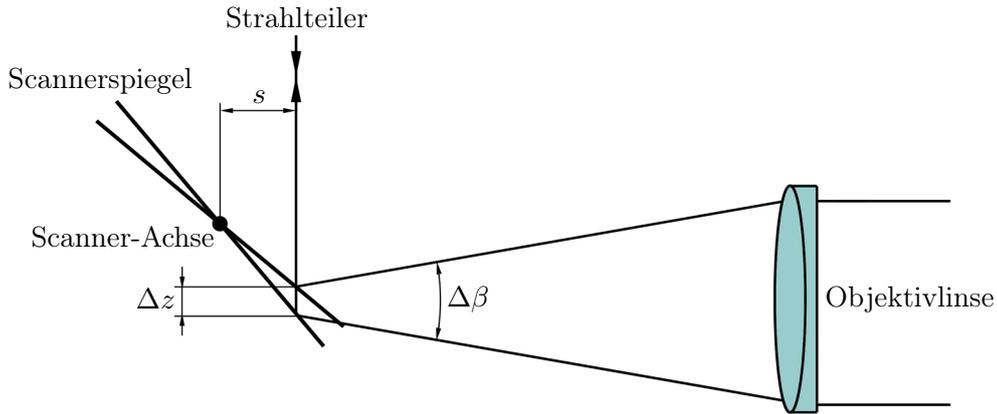


Abbildung 2.4: Der Scanner als Phasenmodulator. Der vom Strahlteiler kommende Objektstrahl wird nicht auf der Höhe der Scanner-Achse, sondern mit einem Offset s von diesem entfernt reflektiert. Für kleine Scanwinkel $\Delta\beta$ gilt $\Delta z \simeq s \cdot \Delta\beta$. Dadurch wird während eines transversalen Scans eine Phasenmodulation eingeführt.

kommt es während eines transversalen Scans zu einer Lichtweg-Variation Δz im Objektarm, was zu einer Phasenmodulation führt. Für kleine Scanwinkel $\Delta\beta$ gilt $\Delta z \simeq s \cdot \Delta\beta$. Ist N_x die Anzahl der A-Scans innerhalb des Scanwinkels $\Delta\beta$, so beträgt der Phasenshift zwischen benachbarten Tiefenscans

$$\Delta\phi = \frac{4\pi s}{N_x \lambda} \Delta\beta. \quad (2.33)$$

Durch Kenntnis der Wellenlänge λ und der Anzahl der A-Scans kann man daraus den nötigen Offset s bestimmen, bei dem $\Delta\phi = \pi/2$ ist. Diese Art der Phasenmodulation stellt eine elegante Methode zur Rekonstruktion des komplexen spektralen Interferogramms ohne zusätzliche Phasenshift-Vorrichtungen dar [15–17].

Mit der Scanner-basierten Phasenmodulation bekommt man keinen exakten Phasenshift, sondern lediglich eine Phasenshift-Verteilung, die im günstigsten Fall um den gewünschten Wert zentriert ist. Hierfür gibt es verschiedene Gründe. Zum einen liegt es an der Wellenlängenabhängigkeit von Gleichung (2.33), die im Falle einer breitbandigen Lichtquelle einen chromatischen Phasenfehler liefert, zum anderen am Durchmesser des kollimierten Strahls, der auf den Scanner trifft. Eine breite Phasenshift-Verteilung führt nun dazu, dass die Unterdrückung der Spiegelungsartefakte nicht vollständig ist [15].

3 Methoden

3.1 Der Experimentelle Aufbau

3.1.1 Das Interferometer

Das experimentelle OCT-System wurde auf einem optischen Tisch in *free-space*-Bauweise errichtet. Ein wesentlicher Bestandteil des OCT-Systems ist das Interferometer nach Michelson. Ein entsprechender schematischer Aufbau mit den wichtigsten Komponenten ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Als Lichtquelle wurde eine Superlumineszenz-Diode (Superlum, SLD-381-HP2-DIL-SM-PD, Russland) mit einer Zentralwellenlänge von $\bar{\lambda} = 835 \text{ nm}$ und einer FWHM-Bandbreite von $\Delta\lambda = 18 \text{ nm}$ verwendet. Mit einem Faserkoppler ($f = 6.2 \text{ mm}$) wurde der emittierte Strahl der Lichtquelle kollimiert. Der Durchmesser des kollimierten Strahls, bei dem die Strahlintensität auf $1/e^2$ abgefallen ist, ließ sich mit

$$d = 2 \cdot NA \cdot f \tag{3.1}$$

berechnen, wobei NA die numerische Apertur der Glasfaser und f die Brennweite der Kollimatorlinse darstellt [34]. Aufgrund fehlender Spezifikation des Herstellers der Lichtquelle wurde eine numerische Apertur von $NA = 0.12$ angenommen. Dadurch erhielt man einen Strahldurchmesser von $d \simeq 1.5 \text{ mm}$. Um das Interferometer einfacher zu justieren, wurde dem Lichtstrahl ein sichtbarer Helium-Neon-Laser überlagert. Der kollimierte Strahl der Lichtquelle wurde mit einem nicht-polarisierenden Strahlteilerwürfel mit 50/50-Teilungsverhältnis in einen Referenz- und einen Objektstrahl aufgespalten. Die Leistung wurde so eingestellt, dass im Objektarm eine Leistung von 2 mW gemessen wurde.

Im Objektarm des Interferometers wurde ein xy -Galvanometer-Scanner implementiert, mit dem der Objektstrahl abgelenkt werden konnte, um 2D- und 3D-Messungen durchzuführen. Zusätzlich diente der Scanner als Phasenshift-Vorrichtung, wie in Abschnitt 2.2.8 beschrieben. Um die Phasenmodulation herzustellen, musste der Objekt-

strahl um einen bestimmten Offset von der Drehachse entfernt auf den Scannerspiegel treffen. Deswegen wurde der Scanner auf einer in zwei Dimensionen verstellbaren Plattform montiert. Die Auslenkungen der beiden Scannerspiegel wurden mit Signalspannungen gesteuert, die mit einer Datenerfassungskarte (National Instruments, PCI 6110, USA) generiert wurden.

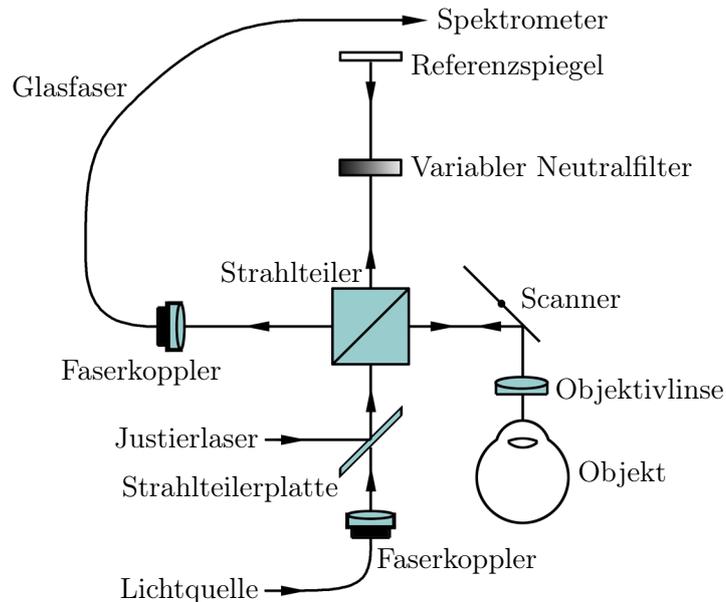


Abbildung 3.1: Das Interferometer des SD-OCT-Systems. Der mittels Faserkoppler kollimierte Strahl der Lichtquelle wurde an einem nicht-polarisierenden Strahlteiler in einen Referenz- und einen Objektstrahl aufgeteilt. Der Objektstrahl traf etwas abseits der Scanner-Achse auf den Spiegel, der den Strahl über das zu untersuchende Objekt führte. Der zurückgestreute Anteil rekombinierte im Strahlteiler mit dem reflektierten Licht des Referenzspiegels und wurde mittels Faserkoppler in eine *Single-Mode*-Glasfaser eingekoppelt, welche mit dem Spektrometer verbunden war. Ein Justierlaser wurde mittels Strahlteilerplatte dem Strahl der Lichtquelle überlagert. Weiters befand sich ein variabler Neutralfilter im Referenzarm.

Der kollimierte Objektstrahl wurde im Objektarm mit einer achromatischen Objektivlinse mit der Brennweite $f = 80$ mm auf die Probe fokussiert. Dabei musste darauf geachtet werden, dass die Objektivlinse eine Brennweite vom Scannerspiegel-Drehpunkt entfernt platziert wurde. Das rückgestreute Licht der Objektschichten und das rückreflektierte Licht des Referenzstrahls wurden im Strahlteiler überlagert und im

Interferometerausgang in eine *Single-Mode*-Glasfaser (Thorlabs, P1-830A-FC-2, USA) mit $NA = 0.12$ eingekoppelt, von wo aus sie zum Spektrometer übertragen wurden. Zur weiteren Justierung des Systems wurde der Referenzspiegel auf einem motorisierten Lineartisch montiert, um die Lichtlaufzeit im Referenzarm nachträglich verändern zu können. Weiters wurde im Referenzarm ein variabler Neutralfilter (Graukeil) implementiert. Dadurch konnte die Kamera des Spektrometers knapp unterhalb der Sättigung betrieben und somit maximale Sensitivität erreicht werden.

Um Messungen am Auge *in vivo* durchführen zu können, wurde eine in alle drei Raumdimensionen verstellbare Kopfstütze angefertigt. Damit konnte der Kopf genügend fixiert werden, um Bewegungsartefakte zu minimieren, und gleichzeitig der optimale Scan-Ausschnitt eingestellt werden.

3.1.2 Das Spektrometer

Eine weitere Komponente, die zudem charakteristisch für SD-OCT ist, stellt das Spektrometer dar. Es dient dazu, das spektrale Interferogramm, welches die gesamte Tiefeninformation der Probe enthält, aufzunehmen. Da nach Abschnitt 2.2.5 der Tiefenbereich eines SD-OCT-Systems mit der spektralen Auflösung des Spektrometers korreliert, wurde das Spektrometer-Design dementsprechend adaptiert, um zusammen mit der FRC-Technik einen möglichst großen Tiefenbereich zu erhalten.

Als dispersives Element wurde ein Transmissions-Beugungsgitter (Wasatch Photonics, 1500-835S2EWD50.8, USA) mit einer Gitterlinien-Frequenz von $\nu_g = 1500$ Linien/mm verwendet. Den Beugungswinkel eines Gitters erhält man aus der Gittergleichung

$$d_g \cdot (\sin \alpha - \sin \beta) = m\lambda, \quad (3.2)$$

wobei $d_g = 1/\nu_g$ die Gitterkonstante, der mittlere Abstand zweier Linien, und α und β die Winkel des einfallenden und gebeugten Strahls zur Gitternormale bei Wellenlänge λ und Beugungsordnung $m \in \mathbb{Z}$ sind [18]. Das Beugungsgitter ist ein Blaze-Gitter. Diese Gitter haben die Eigenschaft, dass sie auf eine Wellenlänge und Beugungsordnung optimiert sind. Beim verwendeten Beugungsgitter ist der Winkel des einfallenden Strahls gleich dem Winkel des gebeugten Strahls, also $\alpha = \beta = \theta$.

Die Gittergleichung (3.2) wurde lediglich für Dimensionierungs-Berechnungen verwendet. Letztendlich wurde der optimale Beugungswinkel von $\theta = 38.8^\circ$ bei $\lambda = 835$ nm und $m = 1$, mit dem das Spektrometer eingestellt wurde, aus dem mitgeliefer-

ten Gitter-Datenblatt entnommen. Über die *Single-Mode*-Glasfaser wurde der Detektionsarm des Interferometers mit dem Kollimator ($f = 100 \text{ mm}$) des Spektrometers verbunden. Mit Gleichung (3.1) konnte der Durchmesser des kollimierten Strahls, bei dem die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist, zu $d \simeq 24 \text{ mm}$ berechnet werden. Mit diesem Strahldurchmesser und dem Einfallswinkel θ wurde das Gitter über einen Bereich von $\sim 30.8 \text{ mm}$ beleuchtet. Dadurch ließ sich die Anzahl der beleuchteten Gitterlinien zu $N_g \simeq 46\,200$ Linien berechnen, mit der sich mit

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda_g} = |m| N_g$$

das Auflösungsvermögen des Beugungsgitters bestimmen ließ. Das Beugungsgitter ermöglichte es, Wellenlängen mit dem Mindestabstand von $\delta\lambda_g \simeq 18 \text{ pm}$ aufzulösen.

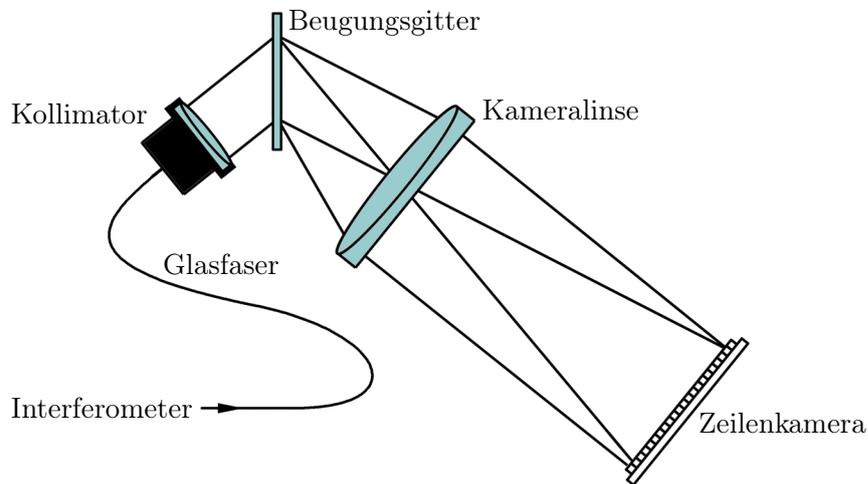


Abbildung 3.2: Das Spektrometer des SD-OCT-Systems. Eine *Single-Mode*-Glasfaser stellt die Verbindung zwischen Interferometer und dem Spektrometer her. Der Kollimator erzeugt das parallele Strahlenbündel, mit dem das Transmissions-Beugungsgitter beleuchtet wurde. Das spektral aufgespaltene Licht wurde über eine achromatische Kameralinse auf die CCD-Zeilenkamera fokussiert und von dort auf den Computer übertragen.

Das spektral aufgespaltene Licht wurde mit einer achromatischen Kameralinse mit der Brennweite $f = 300 \text{ mm}$ auf eine CCD-Zeilenkamera (Atmel, Aviiva M2 CL 2014, USA) mit 2048 Pixel fokussiert. Bei der Dimensionierung des Spektrometers war darauf zu achten, dass der Fokusbereich der Kameralinse, der sich in Anlehnung an Gleichung (2.25) berechnen ließ, kleiner war als die Größe eines Kamerapixels mit

$14 \times 14 \mu\text{m}^2$. Der variable Neutralfilter im Referenzarm des Interferometers wurde so eingestellt, dass die Kamera knapp unterhalb der Sättigung betrieben werden konnte.

Um das Spektrometer optimal zu justieren, wurde die Zeilenkamera auf einer Plattform montiert, die nicht nur in alle drei Raumdimensionen verstellbar war, sondern auch um einen Rollwinkel geneigt werden konnte. Zusätzlich war es möglich, die Ausrichtung des Beugungsgitters einzustellen.

Die Auflösung der Kamera δ_k ließ sich berechnen, indem die FWHM-Bandbreite der Lichtquelle $\Delta\lambda = 18 \text{ nm}$ durch die Anzahl jener Kamerapixel dividiert wurde, auf denen dieser Wellenlängenbereich abgebildet wurde. Bei der Dimensionierung musste ebenfalls beachtet werden, dass die Auflösung des Beugungsgitters $\delta\lambda_g$ besser war als die Auflösung der Kamera, also $\delta\lambda_g < \delta\lambda_k$. Unter diesen Voraussetzungen ist die Kameraauflösung auch gleich der Spektrometer-Auflösung, die mit $\delta\lambda \simeq 25 \text{ pm}$ bestimmt wurde.

3.1.3 Die Lasersicherheit

Ein Laser unterscheidet sich von anderen Lichtquellen durch die starke Energiebündelung, die in einem kollimierten Strahl auftritt. Deshalb ist beim Umgang mit solch einer Strahlung besondere Vorsicht geboten. Um Personen vor Verletzungen der Haut und des Auges zu schützen, wurde die einschlägige Normvorschrift „Sicherheit von Lasereinrichtungen Teil 1: Klassifizierung von Anlagen, Anforderungen und Benutzer-Richtlinien“ eingeführt [35]. Unter anderem wird darin die maximal zulässige Bestrahlung (MZB) definiert, bis zu der keine Schädigungen von biologischem Gewebe zu erwarten sind. Die maximal zulässige Bestrahlung ist abhängig von der Wellenlänge λ beziehungsweise dem Spektrum der Lichtquelle, der Einwirkungsdauer t der Strahlung und den Eigenschaften des bestrahlten Gewebes. Im Wellenlängenbereich $400 \text{ nm} < \lambda < 1400 \text{ nm}$ ist sie auch von der Abbildungsgröße im Auge abhängig. Wird das Auge mit einem kollimierten Laserstrahl beleuchtet, so wird dieser von der Hornhaut und der Augenlinse auf die Netzhaut fokussiert. Dieser Fall findet sich in retinalen OCT-Systemen wieder. Bei der Untersuchung des vorderen Augenabschnitts liegt der Brennpunkt des fokussierten Strahls jedoch nicht mehr auf der empfindlichen Netzhaut, sondern davor.

Die maximal zulässige Bestrahlung der Hornhaut bei direkter Bestrahlung durch Laserstrahlung wurde aus der Norm entnommen. Für die Berechnungen wurde die maximale Einwirkungsdauer im Bereich $10^4 \text{ s} < t < 3 \cdot 10^4 \text{ s}$ verwendet. Aufgrund der Wellenlänge der Lichtquelle von $\lambda = 835 \text{ nm}$ wurde der Wellenlängenbereich $700 \text{ nm} <$

$\lambda < 1\,050\text{ nm}$ ausgewählt. Zur Bestimmung der maximal zulässigen Bestrahlung benötigte man weiters den Winkel α , unter dem im vorliegenden System die Fokussierung des Messstrahls erfolgte. Durch diese Fokussierung erschien der Objektstrahl als ausgehnter Lichtfleck mit geringerer Energiedichte auf der Netzhaut. Der Winkel α wurde bestimmt durch die Objektivbrennweite $f = 80\text{ mm}$ und den Durchmesser des kollimierten Strahls vor der Linse mit $d \simeq 1.5\text{ mm}$. Somit erhielt man $\alpha \simeq 18.7\text{ mrad}$. Nun ließ sich die Konstante $T_2 = 10 \cdot 10^{[(\alpha - \alpha_{min})]/98.5}$ mit $\alpha_{min} = 1.5\text{ mrad}$ und $[\alpha] = \text{mrad}$ berechnen. Da $t > T_2$ und $\alpha > 1.5\text{ mrad}$ war, erhielt man den Ausdruck

$$E_{mzb} = 18 \cdot C_4 \cdot C_6 \cdot C_7 \cdot T_2^{-0.25},$$

wobei $C_4 = 10^{0.002(\lambda - 700)}$ mit $[\lambda] = \text{nm}$, $C_6 = \alpha/\alpha_{min}$ mit $[\alpha] = \text{mrad}$ und $C_7 = 1$ berechnet werden mussten. Die maximal zulässige Bestrahlung beziehungsweise die maximale Leistung pro Flächeneinheit ließ sich somit zu $E_{mzb} \simeq 212.5\text{ Wm}^{-2}$ berechnen. Diese musste noch mit einer Blenden-Querschnittsfläche multipliziert werden, um auf die maximal zulässige Leistung P_{mzb} zu kommen. Aufgrund der Normvorschrift musste der Blendendurchmesser des Auges mit $2 \cdot r = 7\text{ mm}$ verwendet werden. Die maximal zulässige Leistung, mit der das Auge im gegebenen Fall bestrahlt werden durfte, betrug somit

$$P_{mzb} = E_{mzb} \cdot r^2 \pi \simeq 8.2\text{ mW}.$$

Mit der in Abschnitt 3.1.1 angegebenen Objektarm-Leistung von 2 mW war man daher weit im sicheren Bereich.

3.1.4 Die Systemparameter

Das Auflösungsvermögen

Die axiale Auflösung des Systems bestimmt durch die *round-trip*-Kohärenzlänge $l_c/2$ einer Lichtquelle mit gaußförmigem Spektrum, wurde nach Gleichung (2.24) zu $\delta z \simeq 17\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt. Für die transversale Auflösung erhielt man nach Gleichung (2.25) den Wert $\delta x \simeq 57\text{ }\mu\text{m}$. Diesen in den Konfokalbereich (2.26) eingesetzt, ergab eine Schärfentiefe von $\check{x} \simeq 6\text{ mm}$.

Der Tiefenbereich

Durch das Einsetzen der Spektrometer-Auflösung $\delta\lambda \simeq 25$ pm aus Abschnitt 3.1.2 in Gleichung (2.28) ließ sich ein Tiefenbereich (in einem Medium mit dem Brechungsindex $n = 1$) von $z_{max} \simeq 7$ mm bestimmen. Durch Verschieben des Referenzspiegels von der Nullposition, wo der optische Wegunterschied beider Interferometerpfade verschwindet, bis zum Verschwinden des OCT-Signals konnte dieser Tiefenbereich experimentell bestätigt werden. Durch die analytische Erweiterung der FRC-Technik konnte schließlich auf den vollen Tiefenbereich (2.27) verdoppelt werden, der somit $\tilde{z}_{max} \simeq 14$ mm betrug.

Die Sensitivität

Um die Sensitivität des SD-OCT Systems zu messen, musste der System-Aufbau adaptiert werden. Anstelle der Probe wurde ein Spiegel in der Brennebene der Objektivlinse platziert und so justiert, dass der reflektierte Strahl in die Glasfaser des Detektionsarms eingekoppelt wurde. Um die Lichtquelle vor schädlichen Rückreflexionen zu schützen, erfolgte das Justieren des Interferometers bei niedriger Leistung. Bevor die Leistung im Objektarm auf 2 mW eingestellt werden konnte, musste in den Strahlengang des Objektstrahls ein Neutralfilter mit einer optischen Dichte von $D = 3$ eingebaut werden.

Maximale Sensitivität ließ sich aufgrund des Sensitivitätsabfalls nach Abschnitt 2.2.6 nur in der Nullposition nahe dem DC-Peak des fouriertransformierten Signals messen. Das Referenzspektrum wurde am Beginn der Messung durch das Abdecken des Objektarmes aufgenommen und anschließend von jedem weiteren Tiefenscan abgezogen. Aus dem daraus resultierenden Signal-Rausch-Verhältnis ließ sich schließlich die Sensitivität mit

$$S = 20D + 20 \log \left(\frac{I_{s,dft}}{I_{n,dft}} \right)$$

berechnen. Hierbei sind $I_{s,dft}$ die Signalamplitude des SD-OCT-Signals nach der diskreten Fouriertransformation und $I_{n,dft}$ die Standardabweichung des Rauschens über 100 DFT-Bins in der Nähe des OCT-Signalpeaks. Mit einer eingestellten Belichtungszeit von $50 \mu\text{s}$ pro Tiefenscan beziehungsweise einer A-Scan-Rate von 20 kHz und einer Leistung im Objektarm von 2 mW wurde eine maximale Sensitivität von $S \simeq 104.0$ dB gemessen. Dieser Wert stimmt gut mit dem berechneten Wert aus Gleichung (2.29) überein. Mit der Effizienz des Gitters $\rho = 0.76$ (aus beiliegendem Datenblatt) und der

Quanteneffizienz der Kamera $\eta = 0.55$ (aus beiliegendem Datenblatt) erhielt man eine theoretische Sensitivität von $S \simeq 108.4$ dB.

Abbildung 3.3 demonstriert die Abhängigkeit der Sensitivität von der optischen Tiefe, wie sie bereits in Abschnitt 2.2.6 angedeutet wurde. Dazu wurde der Referenzspiegel in halben Millimeter-Schritten verschoben und an jeder dieser Positionen die Sensitivität gemessen. Der Abfall über drei Viertel des Tiefenbereichs z_{max} aus Gleichung (2.28) beträgt ~ 18.1 dB.

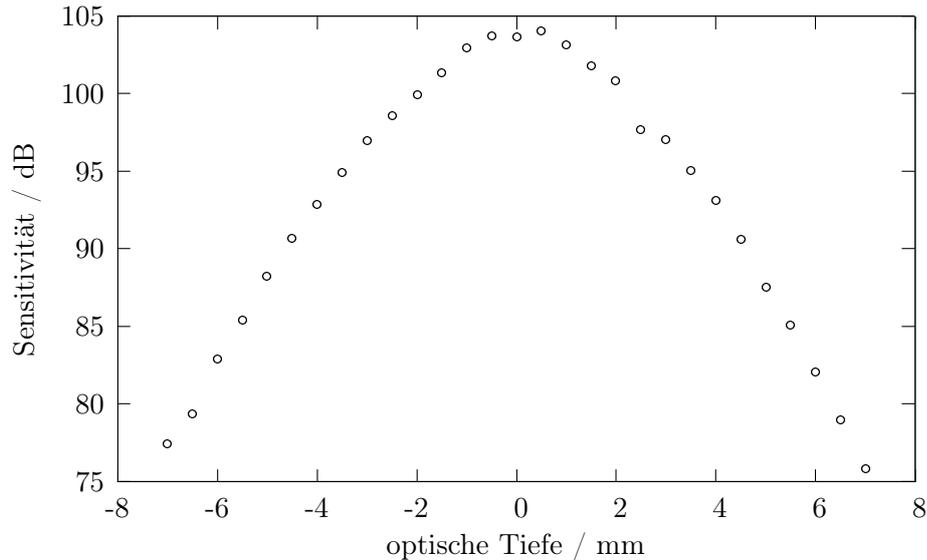


Abbildung 3.3: Die Tiefenabhängigkeit der Sensitivität. Die maximale Sensitivität bei Nullposition wurde mit ~ 104.0 dB bestimmt. Der Sensitivitätsabfall über drei Viertel des halben Messbereichs betrug ~ 18.1 dB.

3.2 Der spektrale Datensatz

3.2.1 Die Datenerfassung

Für die Datenerfassung wurde ein Programm in LabVIEW (National Instruments, USA) geschrieben, welches zu Beginn die Kamera konfiguriert, anschließend die spektralen Daten aufnimmt, von der Kamera zum Computer überträgt und schließlich die spektralen Datensätze auf die Festplatte speichert.

Ein erster Initialisierungsschritt bestand in der Konfiguration der Kamera im Hinblick auf die Belichtungszeit pro A-Scan und die Größe des Datenerfassungsfensters,

welches die Anzahl der auslesbaren Kamerapixel und Tiefenscans eines zweidimensionalen B-Scans definiert. Bei 2048 A-Scans je B-Scan und einer Belichtungszeit von $50 \mu\text{s}$ pro A-Scan erhielt man eine Aufnahmedauer von $T_a \simeq 100 \text{ ms}$ pro B-Scan. Die Anzahl der Kamerapixel pro A-Scan wurde auf 2048 Pixel eingestellt.

Beim Starten der Datenerfassung wurde gleichzeitig das Steuerprogramm des Scanners, ebenfalls in LabVIEW programmiert, geöffnet. Über die Datenerfassungskarte lieferte dieses Steuerprogramm die für den 2D- und 3D-Scannerbetrieb nötigen Steuerspannungen U_x und U_y des x - und y -Scanners. Abbildung 3.4 zeigt den Verlauf der Steuerspannungen der beiden Scanner. Die Auslenkungen der beiden Scannerspiegel waren proportional zu den Amplituden der Steuerspannungen. Der transversale Scan wurde mit dem schnellen x -Scanner durchgeführt. Dieser wurde mit einer Sägezahnspannung beziehungsweise einer Dreieckspannung mit einer Asymmetrie zwischen Scan- und Rückstellzeit betrieben. Die kurze Rückstellzeit war nötig, um den Scanner vor Beschädigungen zu schützen. Zur Erfassung eines einzelnen B-Scans wurde der y -Scanner auf eine konstante Gleichspannung mit $U_y = 0 \text{ V}$ gelegt. Für einen 3D-Scan, bestehend aus 120 B-Scans, wurde lediglich die Gleichspannung am y -Scanner treppenförmig von B-Scan zu B-Scan erhöht. Die Aufnahme eines 3D-Datensatzes dauerte $\sim 15 \text{ s}$. Die Diskrepanz zwischen der Aufnahmedauer eines 3D-Datensatzes und dem Produkt aus der Anzahl der B-Scans mal der Anzahl der A-Scans und der Belichtungszeit pro Tiefenscan ($120 \cdot 2048 \cdot 50 \cdot 10^{-6} \text{ s} \simeq 12 \text{ s}$) kann dadurch erklärt werden, dass die Aufnahme eines B-Scans etwas zeitverzögert zur x -Scannerspannung begann.

Im Übertragungsschritt wurde ein zweidimensionaler spektraler Datensatz $G(\lambda, x)$ vom Zwischenspeicher der Zeilenkamera über eine *Framegrabber*-Karte (National Instruments, PCI1428, USA) auf den Computer übertragen. Um die Synchronisation zwischen Kamera und Scanner zu gewährleisten, wurde die Kamera getriggert. Dazu wurde mit derselben Datenerfassungskarte, welche bereits den xy -Galvanometer-Scanner steuerte, ein Triggersignal U_t generiert, welches etwas zeitversetzt zum Beginn der x -Scannerspannung U_x lag. Dieses Rechteckssignal, wie es in Abbildung 3.4 gezeigt wird, wurde an einen Triggereingang der *Framegrabber*-Karte gelegt. Nach der Auslesung war der interne Kameraspeicher leer und es konnte mit der Aufnahme einer neuen A-Scan-Sequenz begonnen werden.

Im letzten Schritt der Datenerfassung wurden die zweidimensionalen spektralen Datensätze $G(\lambda, x)$ als Bilddatei (12 Bit, TIFF) auf die Festplatte gespeichert. Bei einem dreidimensionalen Datensatz wurden die 120 B-Scans nacheinander aufgenommen und auf die Festplatte geschrieben.

Im Datenerfassungsprogramm wurde zusätzlich ein *Real-Time*-Modus implementiert, um das gescannte Objekt vor beziehungsweise während der Datenerfassung beobachten zu können. Um die Geschwindigkeit im *Real-Time*-Modus zu erhöhen, wurde erstens auf die FRC-Nachbearbeitung verzichtet und zweitens nur jeder vierte A-Scan für die Erstellung einer *Real-Time*-Ansicht ausgewählt. Dadurch erreichte man eine

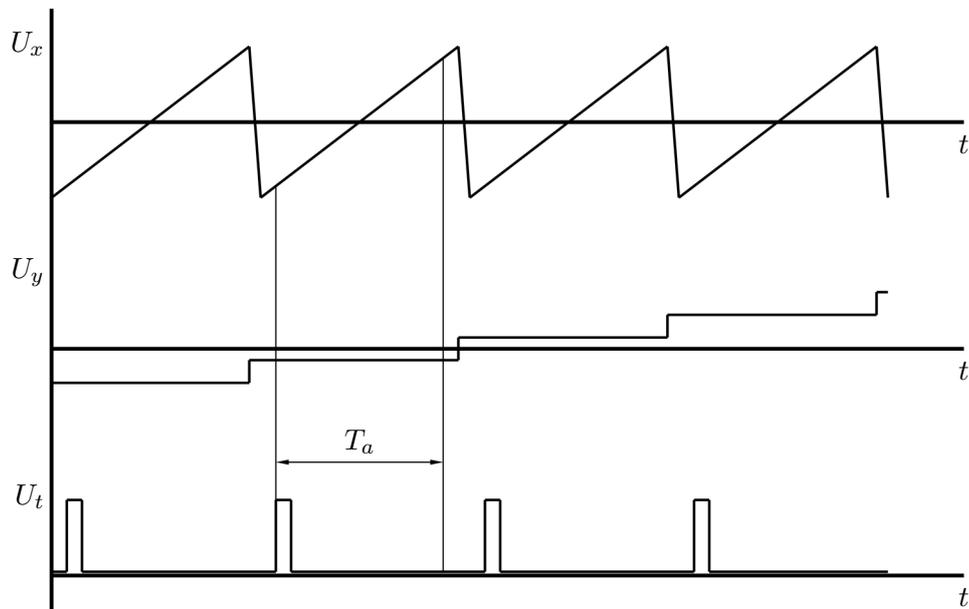


Abbildung 3.4: Die Scannersteuerung und Kameratriggerung. x - und y -Scanner wurden mit den Steuerspannungen U_x und U_y betrieben. Innerhalb der Aufnahmezeit T_a wurde ein transversaler Scan aufgenommen. Die Kamera wurde mit dem x -Scanner über die Triggerspannung U_t synchronisiert.

Auswertungszeit, die im Bereich der Aufnahmezeit von ~ 100 ms lag. Trotz der dadurch eingeschränkten Bildqualität war es möglich, den aktuellen Scanbereich mit Hilfe der verstellbaren Kopfstütze optimal einstellen und beobachten zu können.

3.2.2 Die Datennachbearbeitung

Der gespeicherte zweidimensionale spektrale Datensatz $G(\lambda, x)$ bestand aus einer Aneinanderreihung von 2048 Spektren. Ein einzelnes spektrales Interferogramm ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Es enthält neben der Tiefeninformation der Probe noch weitere Terme, die in einem ersten Schritt der Datennachbearbeitung entfernt werden

mussten. Diese Störterme waren der in Abschnitt 2.2.3 beschriebene DC-Term und das sogenannte *Fixed-Pattern*-Rauschen, welches auf Unregelmäßigkeiten des CCD-Arrays, verursacht im Herstellungsprozess, zurückzuführen ist. Um diese Störterme zu entfernen, wurde der spektrale Datensatz $G(\lambda, x)|_{\lambda=\text{konstant}}$ über alle A-Scans gemittelt und anschließend der gemittelte Wert von allen Pixeln mit gleichem λ abgezogen. Dieser Vorgang wurde für alle weiteren λ wiederholt [36].

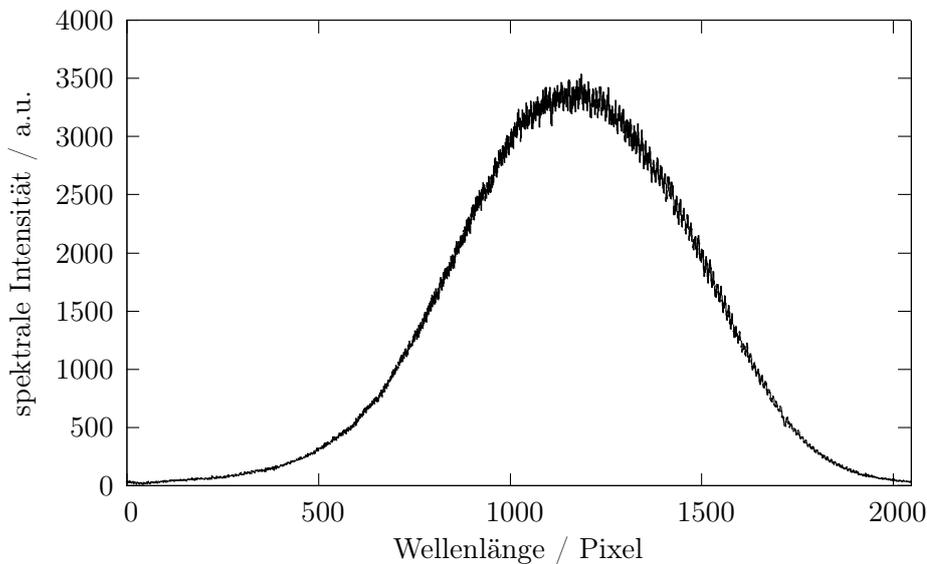


Abbildung 3.5: Ein aufgenommenes spektrales Interferogramm vor der Entfernung von DC-Term und *Fixed-Pattern*-Rauschen sowie vor der Reskalierung in den k -Raum.

Anschließend musste der spektrale Datensatz vom äquidistanten λ -Raum in einen äquidistanten k -Raum transformiert werden. Grund hierfür ist, dass in einem Gitterspektrometer die Aufspaltung der spektralen Komponenten nach Gleichung (3.2) linear im λ -Raum erfolgt, die Fouriertransformation zur Rekonstruktion der Tiefenprofile aber nach einem Spektrum im k -Raum verlangt.

Sind λ_{min} beziehungsweise λ_{max} die minimale beziehungsweise maximale Wellenlänge, die mit einer Zeilenkamera mit N Pixel detektiert werden, so gilt für eine äquidistante Verteilung im λ -Raum die Folge

$$\lambda_i = \lambda_{min} + \frac{i}{N-1}(\lambda_{max} - \lambda_{min}) \quad \text{mit} \quad i = 0, 1, \dots, N-1.$$

Um nun diese Verteilung in den k -Raum zu transformieren, müssen zuerst die Stützstellen $i_k \in \mathbb{Q}$ berechnet werden, mit denen wiederum eine äquidistante Verteilung zwi-

schen der minimalen und maximalen Wellenzahl $k_{min} = 2\pi/\lambda_{max}$ und $k_{max} = 2\pi/\lambda_{min}$ durch Interpolation berechnet werden kann. Dazu führt man zunächst die Folge

$$k_i = k_{min} + \frac{i}{N-1}(k_{max} - k_{min}) \quad \text{mit} \quad i = 0, 1, \dots, N-1$$

und äquidistanten Schritten im k -Raum ein. Den Index i_k erhält man dann aus

$$k_i \propto \frac{1}{\lambda_{i_k}} = \frac{1}{\lambda_{min} + \frac{i_k}{N-1}(\lambda_{max} - \lambda_{min})} = \frac{1}{\lambda_{max}} + \frac{i}{N-1} \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) \quad (3.3)$$

mit $i = 0, 1, \dots, N-1$. Durch lösen der Gleichung (3.3) nach i_k erhält man die allgemeine Indexfolge

$$i_k = f(i, \lambda_{min}, \lambda_{max}) \quad (3.4)$$

mit den Eingangsparametern λ_{max} , λ_{min} und dem Index $i = 0, 1, \dots, N-1$. An den rationalen Indizes (3.4) wurde die gemessene spektrale Verteilung $G(\lambda, x)$ interpoliert und daraus die transformierte Verteilung $G(k, x)$ gebildet. Abbildung 3.6 zeigt ein spektrales Interferogramm nach Abzug des DC-Terms und *Fixed-Pattern*-Rauschens sowie nach der Transformation in den k -Raum.

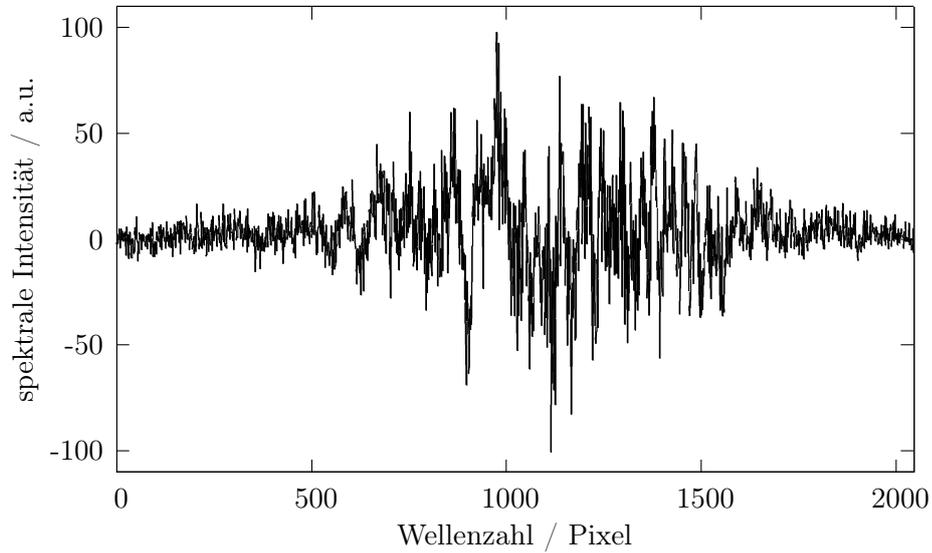


Abbildung 3.6: Ein nachbearbeitetes spektrales Interferogramm nach der Entfernung des DC-Terms und *Fixed-Pattern*-Rauschens sowie nach der Reskalierung in den k -Raum.

3.2.3 Die Erstellung des Tiefenprofils

Nach der Reskalierung der Spektren konnte die eigentliche Datenauswertung durchgeführt werden. Die Datenauswertung der 2D- und 3D-Datensätze wurde in LabVIEW programmiert. Einen B-Scan ohne FRC-Anwendung erhielt man, indem man an allen Spektren eine (inverse) diskrete Fouriertransformation im k -Raum durchführte. Diese lieferte ein komplexes Signal, das in die polaren Komponenten, die Amplitude und die Phase, aufgespalten wurde. Aus der Signalamplituden-Verteilung der (inversen) diskreten Fouriertransformation erhielt man das Intensitätsprofil, welches repräsentativ für das Tiefenprofil der Probe war. Aufgrund des hohen Dynamikbereichs wurde das SD-OCT-Signal logarithmiert. Anschließend wurde es in einem Grauskala-Diagramm visualisiert.

Um den gesamten Tiefenbereich auszunützen, wurde schließlich die FRC-Methode implementiert. Dazu wurde der reskalierte spektrale Datensatz durch eine analytische Erweiterung mittels Hilberttransformation in den komplexen spektralen Datensatz $\hat{G}(x, k)$ nach Gleichung (2.32) umgewandelt. Durch die anschließende (inverse) diskrete Fouriertransformation erhielt man ein Tiefenprofil ohne Spiegelungsartefakte, welches ebenso in einem Grauskala-Diagramm dargestellt wurde. Im Anschluss wurde der ausgewertete B-Scan in eine Bilddatei (16 Bit, TIFF) exportiert und auf die Festplatte gespeichert.

Die Bearbeitung eines 3D-Datensatzes erfolgte analog, wobei die einzelnen spektralen Datensätze in einer Schleife durchlaufen wurden.

4 Resultate

4.1 Der Vorderabschnitt des Auges

Um die Leistungsfähigkeit des OCT-Systems zu testen, wurden Messungen am vorderen Augenabschnitt (*anterior eye segment, AES*) gesunder menschlicher Augen *in vivo* durchgeführt. Abbildung 4.1 zeigt einen Querschnitt durch das menschliche Auge. Das AES ist der Bereich, der sich über eine optische Länge von ~ 10 mm von der Hornhaut bis zur Augenlinse erstreckt.

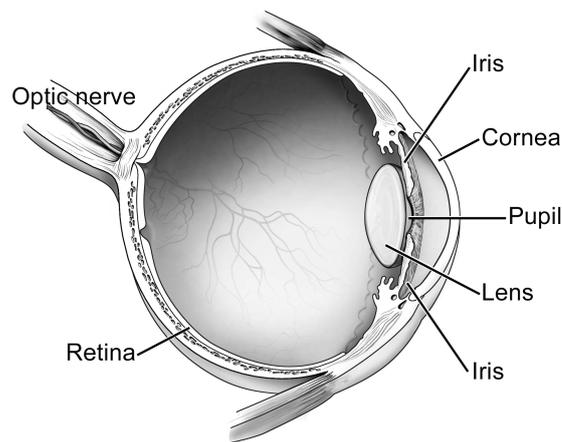
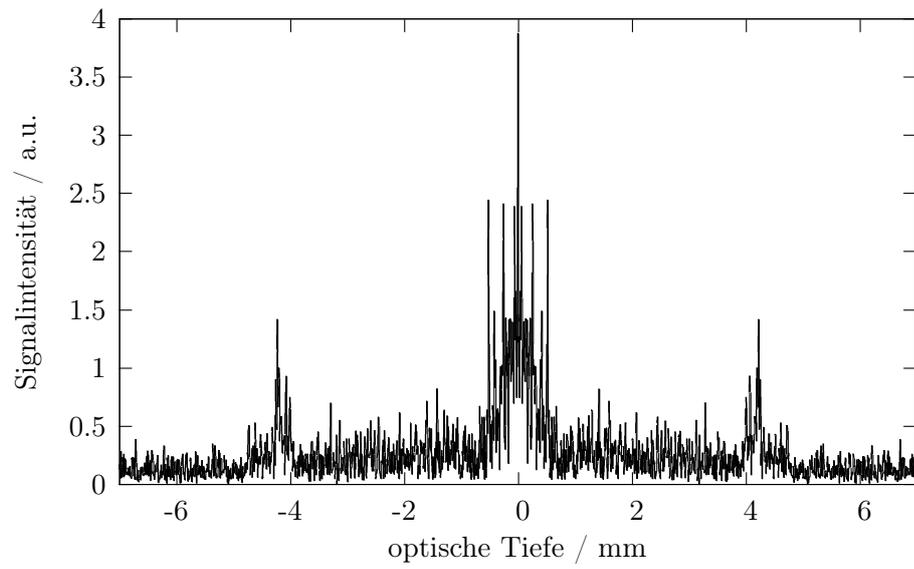
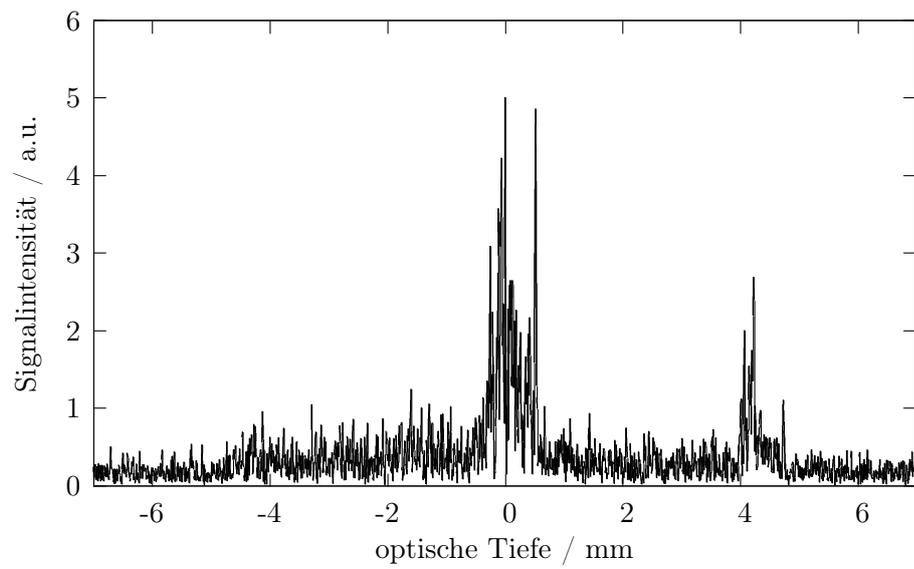


Abbildung 4.1: Ein Querschnitt durch das menschliche Auge. Der Vorderabschnitt des Auges umfasst Hornhaut, Iris, Pupille und Linse (*cornea, iris, pupil, lens*). Mit freundlicher Genehmigung von: National Eye Institute, National Institutes of Health, USA [37].

Mit dem experimentellen OCT-Gerät war es möglich, A-Scans bis zu einer optischen Tiefe von ~ 14 mm aufzunehmen. Abbildung 4.2(a) zeigt einen einzelnen Tiefenscan des AES entlang der optischen Achse des Auges vor der Anwendung der Messbereichs-Erweiterung. Im Unterschied dazu wurde die Abbildung 4.2(b) eingefügt, die denselben Tiefenscan nach der Messbereichs-Verdoppelung zeigt. In diesem Scan sind sämtliche Spiegelungsartefakte unterdrückt.



(a)



(b)

Abbildung 4.2: Ein Tiefenscan (a) vor Anwendung der Messbereichs-Erweiterung mit den charakteristischen Spiegelungsartefakten und (b) nach der Verdoppelung des Tiefenbereichs, in dem sämtliche Spiegelungsartefakte unterdrückt werden.

Eine Aneinanderreihung benachbarter Tiefenscans lieferte einen B-Scan in der Horizontalebene (xz -Ebene). Die Aufnahmedauer eines einzelnen B-Scans betrug ~ 100 ms. Die Abbildungen 4.3 demonstrieren den Unterschied zwischen SD-OCT und FRC-SD-OCT anhand eines Tomogramms durch die Mitte des AES. Abbildung 4.3(a) zeigt einen B-Scan mit normaler SD-Auswertung. Die Unterscheidbarkeit der intraokularen Strukturen wird durch die überlappenden Spiegelungsartefakte erschwert. Abbildung 4.3(b) hingegen zeigt einen B-Scan nach der Messbereichs-Erweiterung. Die Unterdrückung der Spiegelungsartefakte ist hier deutlich erkennbar.

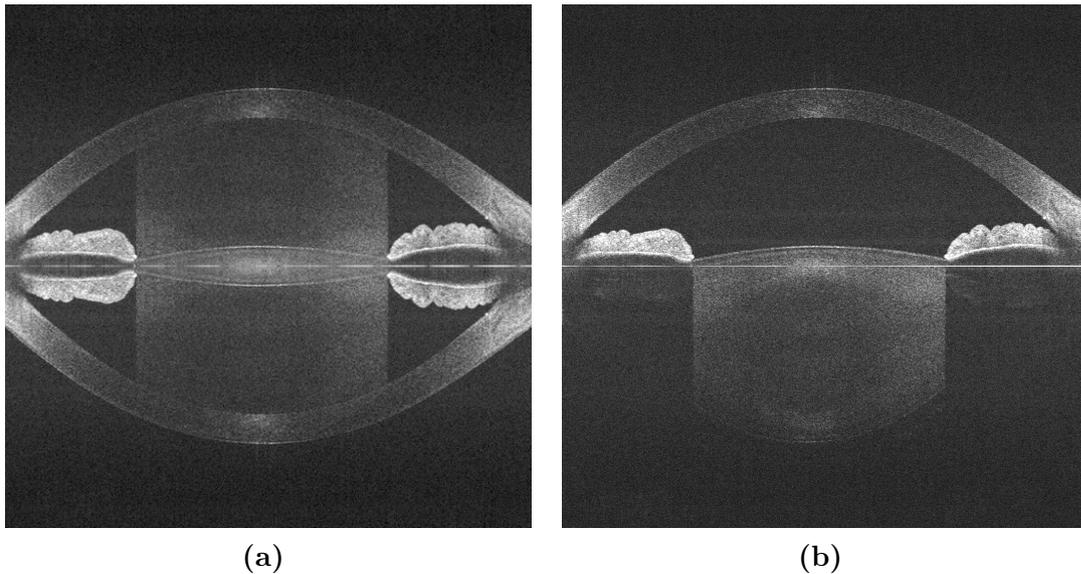


Abbildung 4.3: Ein Horizontalscan (a) vor der Messbereichs-Verdoppelung mit den überlappenden Spiegelungsartefakten und (b) nach der Erweiterung des Tiefenbereichs, wo die Artefakte zum größten Teil unterdrückt sind.

Die Abbildung 4.4 ist eine detailreichere Ansicht des Horizontalscans 4.3(b). Auf einer Bildgröße von $\sim 14 (x) \times 14 (z, \text{optische Distanz}) \text{ mm}^2$ sind Hornhaut, Iris und Augenlinse deutlich erkennbar. Die Auflösung des OCT-Systems reichte aus, um die Begrenzungen der Linsenkapsel auf der Vorder- und Rückseite der Linse zu erkennen.

4.2 Die Bildqualität

Der Dynamikbereich (*dynamic range*, DR) ist das Verhältnis zwischen maximal und minimal detektiertem Objektsignal. Für das minimale Objektsignal wird das quadratische Mittel des Rauschens angegeben, da alle darunterliegenden Signale kaum vom

Rauschen unterscheidbar wären. Es wurde ein Dynamikbereich von $DR \simeq 48.5$ dB festgestellt.

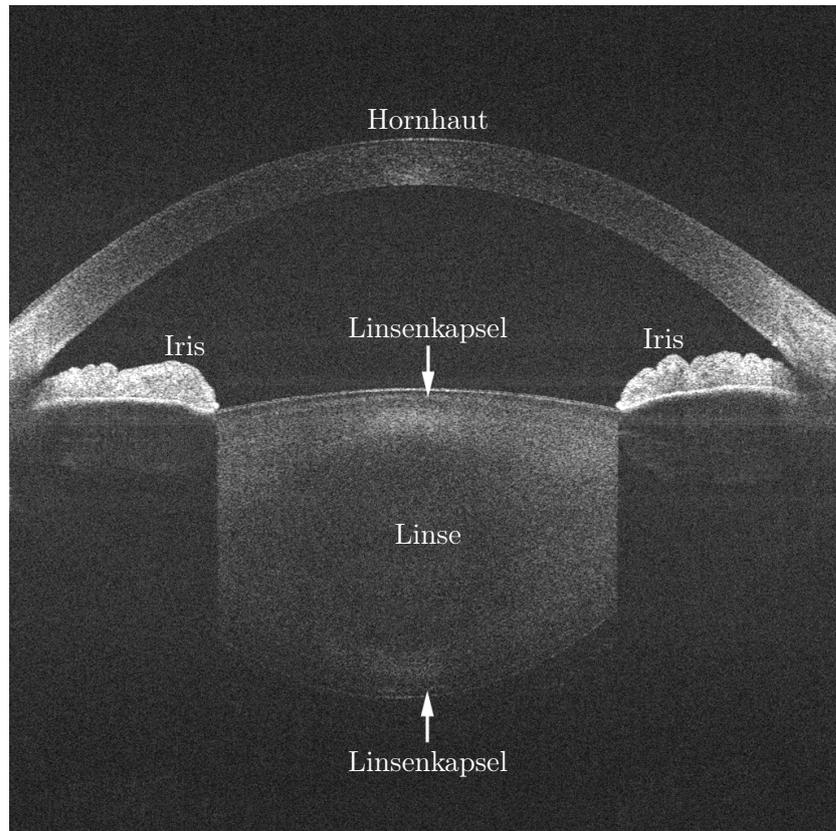


Abbildung 4.4: Der Vorderabschnitt des Auges in der Horizontalebene. Deutlich sind Hornhaut, Iris und Linse sowie die Abgrenzungen der Linsenkapselfibrillen zu erkennen.

An stark rückstreuenden Strukturen wie der Iris in Abbildung 4.4 kommt es zu residualen Spiegelungen, die sich jedoch nur gering auf die Bildqualität auswirken. Ein Maß für die Unterdrückung der Spiegelungsartefakte, deren Ursachen in Abschnitt 2.2.8 beschrieben wurden, ist das sogenannte Extinktionsverhältnis (*extinction ratio*, ER). Es ist das Verhältnis zwischen dem Quadrat der SD-OCT-Signalamplitude auf der einen Seite der Nullposition und dem Rest der unterdrückten Signalamplitude in der gespiegelten Hälfte [15]. Dazu musste das Verhältnis jedes Pixels zum konjugierten Pixel auf der gegenüberliegenden Seite berechnet werden. Es wurden lediglich solche Datenpunkte ausgewählt, die auf beiden Seiten der Spiegelungsgerade über dem quadratischen Mittel des Rauschens lagen. Mit dieser Konvention wurde ein maximales Extinktionsverhältnis von $ER \simeq 52$ dB gemessen.

Es stellte sich heraus, dass die Belichtungszeit pro A-Scan einen großen Einfluss

auf das Extinktionsverhältnis hat. Je länger die Belichtungszeit gewählt wurde, desto weniger wurden die Spiegelungsartefakte unterdrückt. Mit einer Belichtungszeit von $50\ \mu\text{s}$ wurde ein optimaler Kompromiss zwischen Sensitivität und der Fähigkeit, die Spiegelungsartefakte zu unterdrücken, gefunden. Hier sei auch erwähnt, dass zusätzlich zu den in Abschnitt 2.2.8 erläuterten Einflüssen auf das Extinktionsverhältnis die Objektstrukturen selbst zu einer Verschlechterung des Extinktionsverhältnisses führen können. Aufgrund unregelmäßiger Objektschichten kann es während eines B-Scans zu Veränderungen der Wegdifferenz zwischen den beiden Interferometerarmen kommen, was zu einer zusätzlichen Phasenmodulation des spektralen Datensatzes und schließlich zu einer Verschlechterung des Extinktionsverhältnisses führen kann.

Eine weitere Ursache, welche die Bildqualität in negativem Sinne beeinflusst, ist in der Bewegung des Objekts zu suchen. Um das Auge zu fixieren, wurde eine Kopfstütze verwendet. Zusätzlich konnte der Proband seinen Blick auf das Ziellicht einer Leuchtdiode richten. Dadurch wurden die Bewegungen des Auges minimiert. Trotzdem konnten unwillkürliche Augenbewegungen, sogenannte Sakkaden, und Bewegungen des Lidschlusses kaum vermieden werden [38]. Bei axialen Bewegungen kommt es zu einem zusätzlichen Phasenshift, der zusammen mit der eingeführten Phasenmodulation zu Abweichungen vom optimalen Wert von $\pi/2$ führt. Beträgt der zusätzliche Phasenshift $\pi/2$, so wird die FRC-Rekonstruktion aufgehoben. Beträgt er π , so funktioniert die Unterdrückung der Spiegelungsartefakte, jedoch ist der betreffende Bildbereich als Ganzes gespiegelt. Die Geschwindigkeit der axialen Bewegung, die zu einem zusätzlichen maximalen Phasenshift von $\pi/2$ führt, kann über Gleichung (2.33) bestimmt werden [15]. Mit einer Wellenlänge von $835\ \text{nm}$ und einer Belichtungszeit von $50\ \mu\text{s}$ beträgt diese Geschwindigkeit $\sim 2\ \text{mm/s}$.

4.3 Der Vorderabschnitt des Auges in 3D

Ein 3D-Scan, bestehend aus 120 äquidistanten horizontalen Tomogrammen, benötigte $\sim 15\ \text{s}$, um aufgenommen zu werden. Es wurde dabei über einen vertikalen Bereich (y -Richtung) von $\sim 14\ \text{mm}$ gescannt. Die auftretenden Kopfbewegungen führten aufgrund der langen Scandauer nicht nur zu lokalen Bewegungsartefakten, sondern auch zu einem axialen und vertikalen Versatz aufeinanderfolgender Horizontalscans. Um diese nachträglich zu minimieren, wurde eine Bewegungskorrektur durchgeführt. Nachteilig wirkte sich das Fehlen einer ebenen Struktur aus. Dieses Problem wurde umgangen, indem die Vorderseite der Hornhaut eines jeden B-Scans mit einem Polynom 2. Gra-

des gefittet wurde. Anschließend wurde anhand der Scheitelpunkte die aufgenommene B-Scan-Sequenz ausgerichtet. Die Abbildungen 4.5 zeigen eine sequenzielle Auswahl nicht-bewegungskorrigierter B-Scans in der Horizontalebene. Sie veranschaulichen das AES in Schnittbildern von *superior* bei Abbildung 4.5(a) nach *inferior* bei Abbildung 4.5(i). Zu Beginn und am Ende ist zu erkennen, wie das Auge unter den Augenlidern teilweise bedeckt wird. Die weißen Punkte in den oberen Bildhälften der Abbildungen 4.5(a)–(c) sind Wimpern, die den dahinterliegenden Bereich des Auges abschatten.

Aus den Bilddaten der Horizontalebenen ließen sich nachträglich die Frontalebenen (xy -Ebenen) beziehungsweise die *en-face*-Bildebenen rekonstruieren. Diese Aufgabe wurde mit der Software ImageJ (National Institute of Health, USA) durchgeführt [39]. Zuerst mussten die Dateigrößen aller Horizontalebenen von 2048×2048 Pixel auf 512×512 Pixel reduziert werden. Nach der Bewegungskorrektur und nach dem Erstellen der Frontalansicht lag der dreidimensionale Datensatz als Sequenz von 512 Frontalebenen mit jeweils 512×120 Pixel vor. Da dies ein gestauchtes Bild des AES darstellte, mussten zwischen den 120 gemessenen Horizontalebenen weitere Zwischenebenen durch Interpolation eingefügt werden. Der resultierende 3D-Datensatz enthielt $512 \times 512 \times 512$ Voxel. Die Abbildungen 4.6 zeigen das AES in einer Sequenz mehrerer bewegungskorrigierter Frontalebenen. In den Abbildungen 4.6(a)–(e) erkennt man die größer werdende Hornhaut, Teile der Iris in Abbildung 4.6(f) und schließlich die Augenlinse in den Abbildungen 4.6(g)–(i).

Mit dem Datensatz der Frontalebenen wurde mit der Software ISP (Optical Society of America, USA) ein 3D-Rendering durchgeführt [40]. Die Abbildungen 4.7 zeigen 3D-Darstellungen des AES aus unterschiedlichen Perspektiven. Abbildung 4.7(a) zeigt das AES von vorne (außen) und Abbildung 4.7(b) von hinten (innen). In beiden Abbildungen sind jeweils die Hornhaut, die Iris und die Augenlinse erkennbar.

In Abbildung 4.8(a) wurde eine axiale Projektion in z -Richtung des AES durchgeführt. Dabei wurden die Intensitätswerte eines jeden Tiefenscans über alle Frontalebenen aufsummiert. Im resultierenden *en-face*-Bild erkennt man sowohl die Pupille und Iris als auch Augenlider und Wimpern. Die dunklen Regionen innerhalb der Pupille werden durch die doppelbrechenden Eigenschaften der Hornhaut verursacht [41]. Abbildung 4.8(b) ist auf ähnliche Weise entstanden. Lediglich der Summationsbereich wurde innerhalb der Augenlinse gewählt. Man erkennt deutlich die Linsensterne (*radii lentis*) [42]. Ebenfalls zu sehen sind die dunklen Regionen innerhalb der Pupille, wie sie bereits in Abbildung 4.8(a) gezeigt werden.

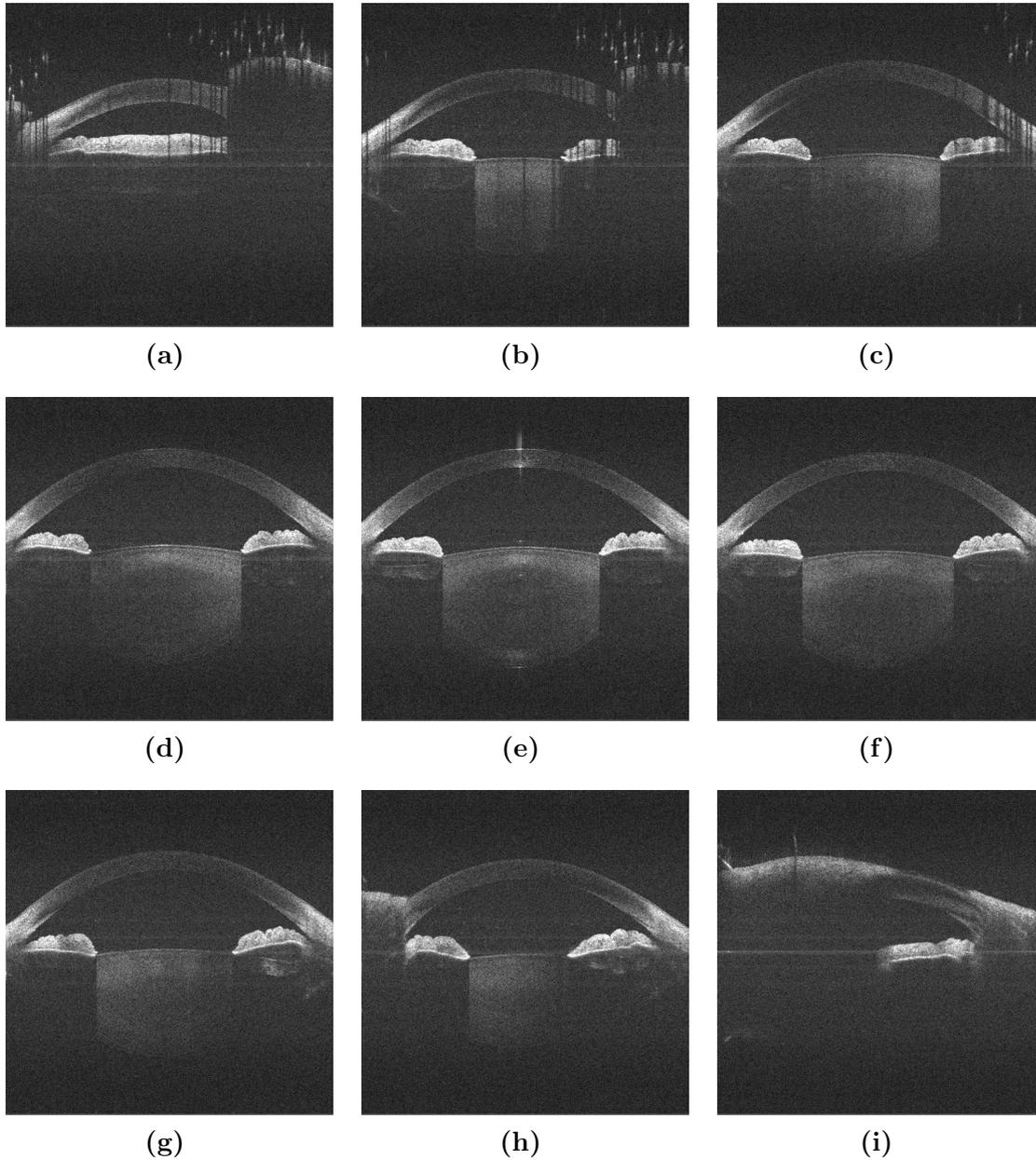


Abbildung 4.5: Eine Auswahl transversaler B-Scans aufgenommen während eines 3D-Scans. Die Abbildungen stellen eine äquidistante Reihenfolge beginnend bei (a) *superior* nach (i) *inferior* dar. Man erkennt, wie der vordere Augenabschnitt zu Beginn und am Ende vom Augenlid bedeckt wird.

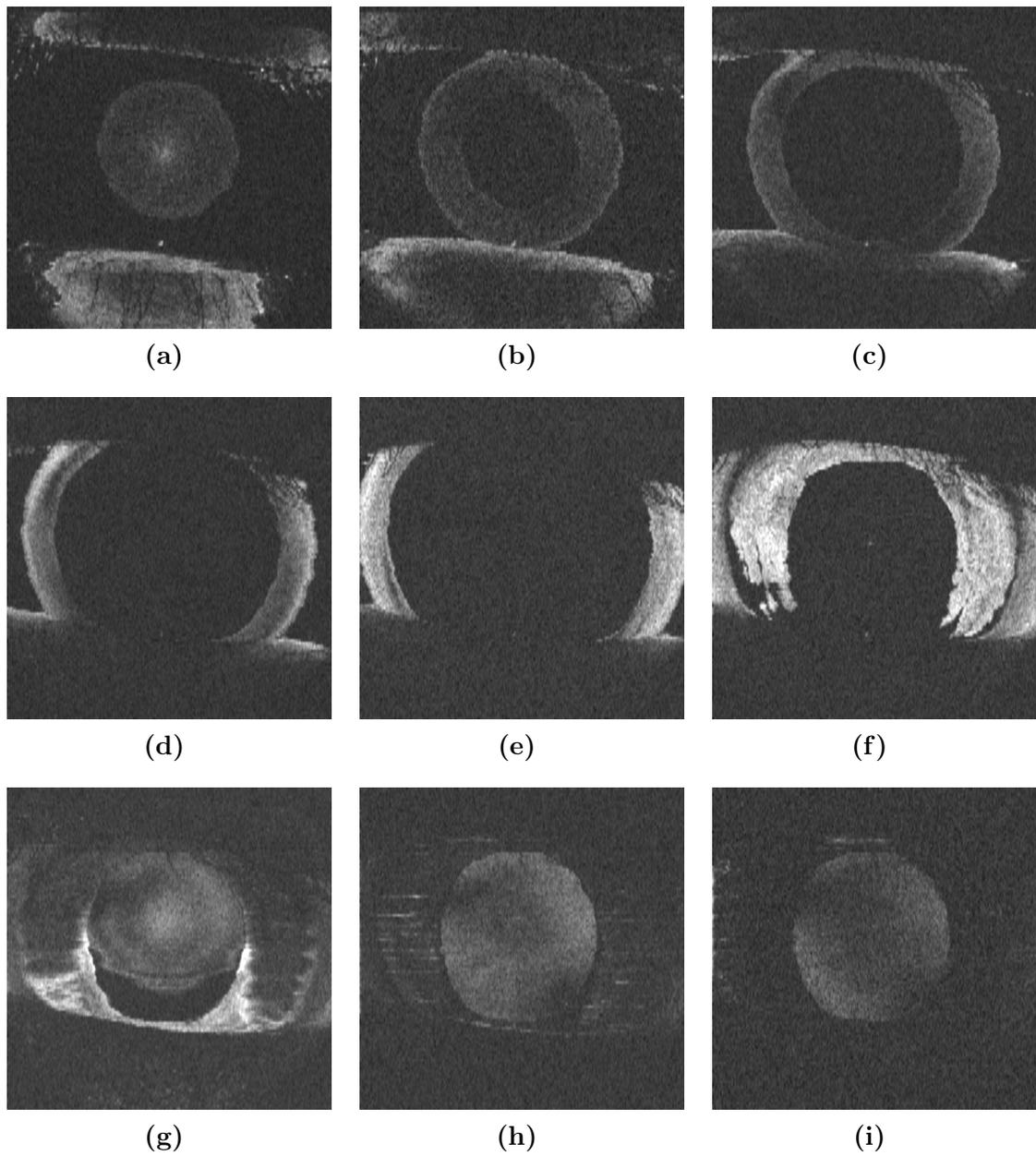


Abbildung 4.6: Eine Sequenz äquidistanter Frontalebene des vorderen Augenabschnitts. Die Abbildungen zeigen Schnittbilder durch (a)–(e) die Hornhaut, (f) die Iris und (g)–(i) die Linse.

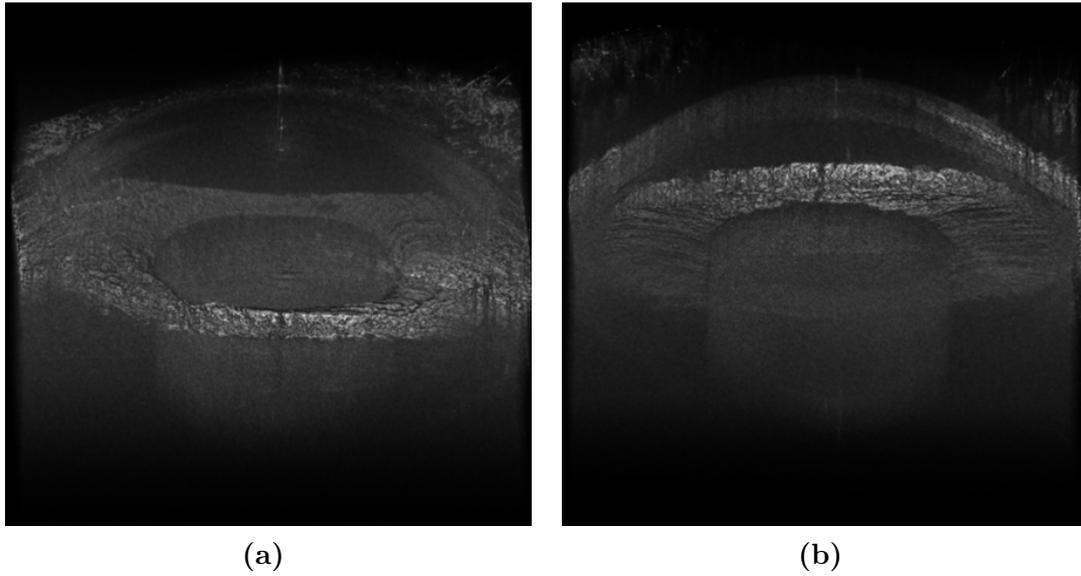


Abbildung 4.7: Ein 3D-Rendering des vorderen Augenabschnitts mit Ansicht (a) von vorne beziehungsweise von außen und (b) von hinten beziehungsweise von innen. Erkennbar sind jeweils die Hornhaut, die Iris und die Augenlinse.

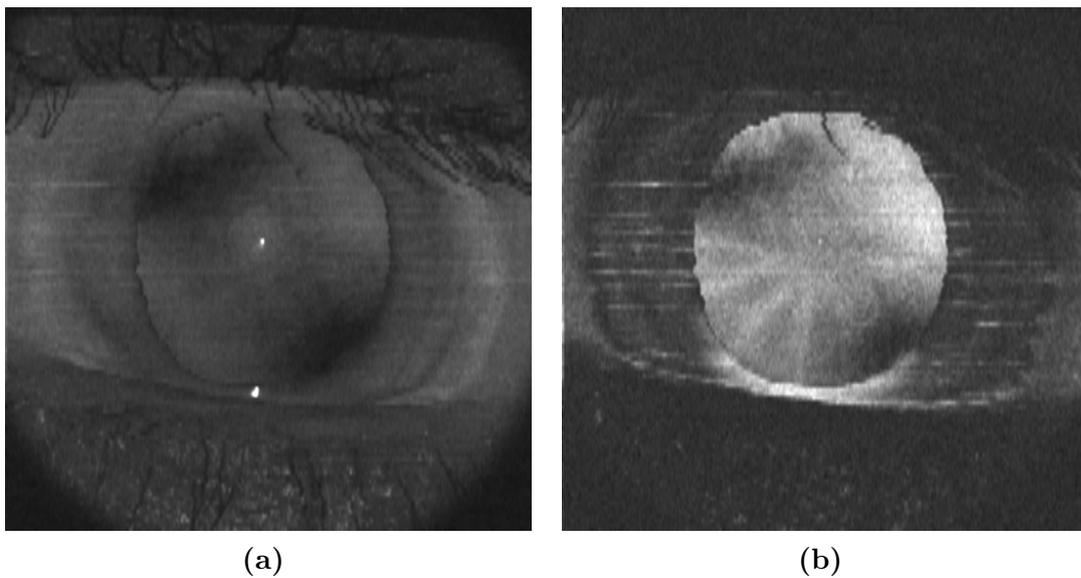


Abbildung 4.8: Die axiale Projektion des vorderen Augenabschnitts. Sie zeigt eine Summierung der Intensitätswerte eines jeden Tiefenscans (a) über alle Frontalebene mit den erkennbaren dunklen Regionen, welche aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaften der Hornhaut verursacht werden und (b) über die Frontalebene der Linse, worin die Linsensterne sichtbar werden.

4.4 Die Akkommodation des Auges

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit des OCT-Systems besteht darin, physiologische Prozesse des AES, wie etwa die Akkommodation des Auges, sichtbar zu machen. Unter der Akkommodation versteht man den Vorgang des Scharfstellens vom Fern- zum Nahpunkt [38]. Während dieses Vorgangs kommt es zu Veränderungen des AES [43]. Diese werden in den Abbildungen 4.9 dargestellt. Man erkennt deutlich die Dickenzunahme der Linse während der Akkommodation vom Fernpunkt in Abbildung 4.9(a) zum Nahpunkt in Abbildung 4.9(b).

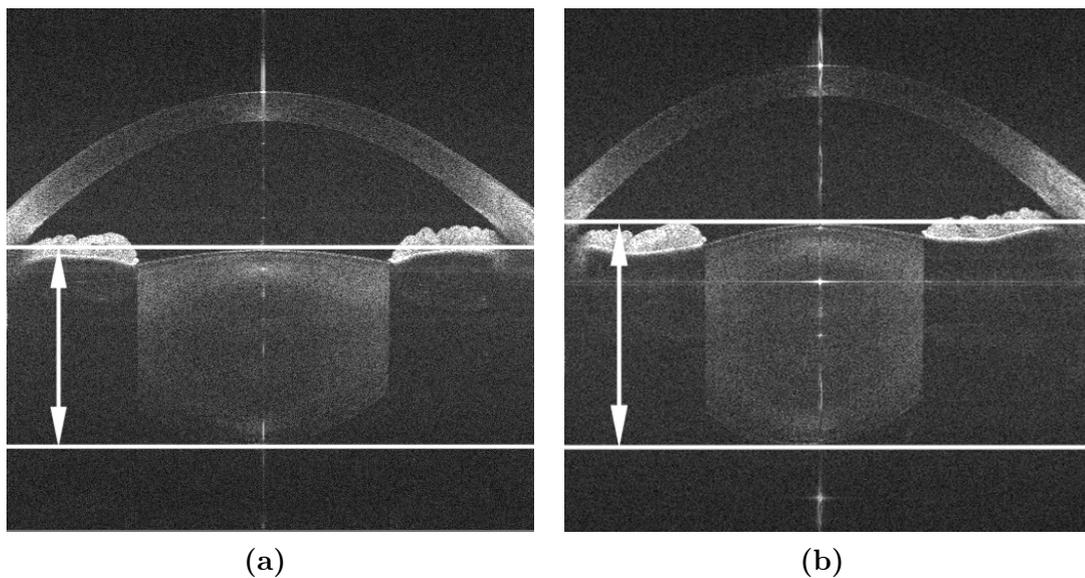


Abbildung 4.9: Die Akkommodation des Auges. Veränderungen des vorderen Augenabschnitts während der Akkommodation des Auges vom (a) Fernpunkt zum (b) Nahpunkt. Die weißen Doppelpfeile verdeutlichen die unterschiedlichen Dicken der Linse.

5 Schlussfolgerungen

Durch die Kombination eines adaptierten Spektrometer-Designs und einer Messbereichs-Verdoppelung konnte der optische Tiefenbereich eines SD-OCT-Systems von ~ 3 mm auf ~ 14 mm erweitert werden. Damit war es möglich, den gesamten vorderen Augenabschnitt des menschlichen Auges von der Hornhaut bis zur Rückseite der Augenlinse abzubilden.

Die Verwendung des Transversal-Scanners als Phasenshift-Vorrichtung ist zwar eine elegante und kostengünstige Methode, um das für die Messbereichs-Verdoppelung nötige komplexe spektrale Interferogramm zu generieren, hat jedoch den Nachteil, dass diese Methode nur für eine Scanrichtung und eine bestimmte Scangeschwindigkeit funktioniert. Bei einer Veränderung der Scannereinstellung muss jedesmal auch der Offset am Scanner neu eingestellt werden. Dieser Nachteil könnte durch eine automatische Offset-Nachführung oder durch die Verwendung einer anderen Phasenshift-Vorrichtung wegfallen. In beiden Fällen würde ein komplexeres und schließlich teureres System entstehen.

Ein medizinisches Anwendungsgebiet eines OCT-Systems mit derart großem Tiefenbereich wäre die Katarakt- und Glaukom-Diagnostik, wobei Letztere auf die Messung des Kammerwinkels (*angulus iridocornealis*) zwischen Iris und Hornhaut hinausläuft [42, 44, 45]. Dazu ist es nötig, die intraokularen geometrischen Distanzen innerhalb des vorderen Augenabschnitts aus den optischen Distanzen der 2D- beziehungsweise 3D-Datensätze rückzurechnen [46]. Wegen der geringeren Lichtstreuung bei einer Wellenlänge von $1.3 \mu\text{m}$ und der damit verbundenen besseren Durchdringung der Iris und der Sklera wäre ein Umrüsten der Lichtquelle von Vorteil [44].

6 Zusammenfassung

Die optische Kohärenztomographie (OCT) ist eine interferometrische Technologie, welche die Bildgebung von biologischem Gewebe ermöglicht. Es gibt zwei Arten von OCT, welche auf unterschiedlichen Interferenz-Effekten beruhen. Dies sind die *Time Domain* (TD) OCT und die *Spectral Domain* (SD) OCT. In Letzterer, der schnelleren und sensitiveren Variante, erhält man die Tiefeninformation rückstreuender Objektschichten durch eine Fouriertransformation des spektralen Interferogramms.

Ein Nachteil von SD-OCT ist der begrenzte Tiefenbereich, der durch die begrenzte spektrale Auflösung des Spektrometers verursacht wird. Weiters führt die Fouriertransformation des gemessenen reellen spektralen Interferogramms zu charakteristischen Spiegelungsartefakten, die in einer Halbierung des Tiefenbereichs resultieren. Dadurch ist der optische Tiefenbereich herkömmlicher SD-OCT-Systeme auf ~ 3 mm beschränkt.

Aufgrund der Vermeidung eines direkten Probenkontaktes und der Möglichkeit, Messungen *in vivo* durchzuführen, wird SD-OCT in der medizinischen Diagnostik verwendet. Augenheilkundliche Anwendungen von SD-OCT sind die Bildgebung der Retina sowie des vorderen Augenabschnitts, dem Bereich zwischen Hornhaut und Linse. Wegen des limitierten Tiefenbereichs der SD-OCT kann jedoch nur ein Teil des Vorderabschnitts abgebildet werden.

Um den gesamten Vorderabschnitt zu erfassen, wurde ein SD-OCT-System mit erweitertem Tiefenbereich aufgebaut. Durch ein adaptiertes Spektrometer-Design wurde die spektrale Auflösung erhöht, was zu einem höheren intrinsischen Tiefenbereich führte. Weiters wurde der spektrale Datensatz mit einer Phasenmodulation versehen, woraus das komplexe spektrale Interferogramm durch eine analytische Erweiterung rekonstruiert werden konnte. Diese Technik wird *Full Range Complex* (FRC) SD-OCT genannt. Dadurch konnte der optische Tiefenbereich auf ~ 14 mm erhöht werden.

Die Funktion des Systems wurde durch Messungen am gesunden menschlichen Auge *in vivo* getestet. Mit dem erweiterten Tiefenbereich war es möglich, den gesamten Vorderabschnitt des Auges von der Hornhaut bis zur Rückseite der Augenlinse zu

vermessen. Die axiale und transversale Auflösung des Systems reichte aus, um die Linsenkapsel zu erkennen. Die Implementierung eines xy -Scanners ermöglichte auch 3D-Messungen. Weiters konnten mit dem OCT-Gerät die Änderungen des vorderen Augenabschnitts während der Akkommodation vom Fern- zum Nahpunkt demonstriert werden.

Ein zukünftiges Anwendungsgebiet eines SD-OCT Systems mit erweitertem Tiefenbereich besteht möglicherweise in der Diagnostik von Katarakt- und Glaukom-Erkrankungen. Eventuell kann es auch für weiterführende physiologische Untersuchungen am vorderen Augenabschnitt eingesetzt werden.

Abstract

Optical coherence tomography (OCT) is an interferometric technology that enables the imaging of biological tissues. There are two kinds of OCT which are based on different interference effects. They are called time domain (TD) OCT and spectral domain (SD) OCT. In the latter one, which is faster and more sensitive, the depth information of backscattering sample layers is retrieved by Fourier transform of the spectral interferogram.

A drawback of SD-OCT is the limited depth range, which is caused by the limited spectral resolution of the spectrometer. Furthermore, the Fourier transform of the measured real-valued spectral interferogram leads to characteristic mirror artifacts which result in a bisection of the depth range. Therefore, the optical depth range of conventional SD-OCT systems is limited to ~ 3 mm.

Due to avoiding a direct sample contact and the possibility of *in vivo* measurements, SD-OCT is used in medical diagnostics. Ophthalmologic applications of SD-OCT are imaging of the retina and the anterior eye segment, the region between the cornea and the lens. Due to the limited depth range, only a part of the anterior segment can be covered.

To image the whole anterior segment, a system with an extended depth range was developed. The spectral resolution was improved by an adapted spectrometer design which led to a higher intrinsic depth range. Furthermore, the spectral data set was modified with a phase modulation to reconstruct the complex spectral interferogram by an analytic extension. This technique is called full range complex (FRC) SD-OCT. Thereby, the optical depth range was extended to ~ 14 mm.

The system performance was tested by measurements on healthy human eyes *in vivo*. The extended depth range allowed the measuring of the whole anterior eye segment from the cornea to the back surface of the lens. The axial and transversal resolution was sufficient to identify the lens capsule. The implementation of an *xy*-scanner enabled 3D-measurements. Furthermore, the changes of the anterior eye segment during the accommodation of vision from the far to the near point was demonstrated with the

OCT-System.

A prospective application field of an SD-OCT system with extended depth range could be found in cataract and glaucoma diagnostics. In addition, the system might be adopted for further physiological studies on the anterior eye segment.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ein Interferenz-Experiment	8
2.2	Der schematische Aufbau eines TD-OCT-Systems	14
2.3	Der schematische Aufbau eines SD-OCT-Systems	15
2.4	Der Scanner als Phasenmodulator	24
3.1	Das Interferometer	26
3.2	Das Spektrometer	28
3.3	Der Tiefenabfall der Sensitivität	32
3.4	Die Scannersteuerung und Kameratriggerung	34
3.5	Ein aufgenommenes spektrales Interferogramm	35
3.6	Ein nachbearbeitetes spektrales Interferogramm	36
4.1	Das menschliche Auge	39
4.2	Ein Tiefenscan vor und nach der Messbereichs-Erweiterung	40
4.3	Ein Horizontalscan vor und nach der Messbereichs-Erweiterung	41
4.4	Der vordere Augenabschnitt in der Horizontalebene	42
4.5	Der vordere Augenabschnitt in äquidistanten Horizontalebenen	45
4.6	Der vordere Augenabschnitt in äquidistanten Frontalebene	46
4.7	Das 3D-Rendering des vorderen Augenabschnitts	47
4.8	Die axiale Projektion des vorderen Augenabschnitts	47
4.9	Die Akkommodation des Auges	48

Publikationen und Konferenzbeiträge

- (1) **JUNGWIRTH, Johannes**; BAUMANN, Bernhard; PIRCHER, Michael; GÖTZINGER, Erich; HITZENBERGER, Christoph K.: Extended *in vivo* anterior eye-segment imaging with full-range complex spectral domain optical coherence tomography. In: *Journal of Biomedical Optics* 14 (2009), Nr. 5, 050501. <http://dx.doi.org/10.1117/1.3213569>. – DOI 10.1117/1.3213569
- (2) **JUNGWIRTH, Johannes**; BAUMANN, Bernhard; PIRCHER, Michael; GÖTZINGER, Erich; HITZENBERGER, Christoph K.: Imaging of the whole anterior eye segment with full-range complex spectral domain optical coherence tomography. In: *Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques IV*, Bd. 7372, Proc. SPIE, 2009, 73721O. – European Conference on Biomedical Optics, Munich, Germany
- (3) BAUMANN, Bernhard; PIRCHER, Michael; GÖTZINGER, Erich; SATTMANN, Harald; **JUNGWIRTH, Johannes**; SCHÜTZE, Christopher; AHLERS, Christian; GEITZENAUER, Wolfgang; SCHMIDT-ERFURTH, Ursula; HITZENBERGER, Christoph K.: Quantitative assessment of retinal disorders using polarization-sensitive optical coherence tomography. In: *Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques IV*, Bd. 7372, Proc. SPIE, 2009, 737207. – European Conference on Biomedical Optics, Munich, Germany
- (4) **JUNGWIRTH, J.**; BAUMANN, B.; GÖTZINGER, E.; PIRCHER, M.; HITZENBERGER, C. K.: Extended *in vivo* Anterior Segment Imaging With Full-Range Complex Spectral Domain Optical Coherence Tomography. Association for Research in Vision and Ophthalmology (ARVO), 2009, Nr. 3674. – Annual Meeting, Ft. Lauderdale, USA

Literaturverzeichnis

- [1] FERCHER, A. F.; ROTH, E.: Ophthalmic laser interferometry. In: *Proc. SPIE* 658 (1986), S. 48–51
- [2] HITZENBERGER, C. K.: Optical measurement of the axial eye length by laser Doppler interferometry. In: *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* 32 (1991), Nr. 3, 616–624. <http://www.iovs.org/cgi/content/abstract/32/3/616>
- [3] HUANG, D.; SWANSON, E. A.; LIN, C. P.; SCHUMAN, J. S.; STINSON, W. G.; CHANG, W.; HEE, M. R.; FLOTTE, T.; GREGORY, K.; PULIAFITO, C. A.; ET AL.: Optical coherence tomography. In: *Science* 254 (1991), Nr. 5035, 1178–1181. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1957169>. – DOI 10.1126/science.1957169
- [4] FERCHER, A. F.; HITZENBERGER, C. K.; KAMP, G.; EL-ZAIAT, S. Y.: Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. In: *Optics Communications* 117 (1995), S. 43–48. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(95\)00119-S](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(95)00119-S). – DOI 10.1016/0030-4018(95)00119-S
- [5] IZATT, Joseph A.; HEE, Michael R.; SWANSON, Eric A.; LIN, Charles P.; HUANG, David; SCHUMAN, Joel S.; PULIAFITO, Carmen A.; FUJIMOTO, James G.: Micrometer-Scale Resolution Imaging of the Anterior Eye *In Vivo* With Optical Coherence Tomography. In: *Arch Ophthalmol* 112, Nr. 12, 1584–1589. <http://archophth.ama-assn.org/cgi/content/abstract/112/12/1584>
- [6] CHOMA, Michael; SARUNIC, Marinko; YANG, Changhuei; IZATT, Joseph: Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography. In: *Opt. Express* 11 (2003), Nr. 18, 2183–2189. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-11-18-2183>
- [7] YUN, S. H.; TEARNEY, G.; DE BOER, J.; BOUMA, B.: Pulsed-source and swept-source spectral-domain optical coherence tomography with reduced mo-

- tion artifacts. In: *Opt. Express* 12 (2004), Nr. 23, 5614–5624. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-23-5614>
- [8] FERCHER, Adolf F.; LEITGEB, Rainer; HITZENBERGER, Christoph K.; SATTMANN, Harald; WOJTKOWSKI, Maciej: Complex spectral interferometry OCT, Proc. SPIE, 1999, 173–178
- [9] WOJTKOWSKI, M.; KOWALCZYK, A.; LEITGEB, R.; FERCHER, A. F.: Full range complex spectral optical coherence tomography technique in eye imaging. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), Nr. 16, 1415–1417. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-27-16-1415>
- [10] TARGOWSKI, Piotr; WOJTKOWSKI, Maciej; KOWALCZYK, Andrzej; BAJRASZEWSKI, Tomasz; SZKULMOWSKI, Maciej; GORCZYNSKA, Iwona: Complex spectral OCT in human eye imaging *in vivo*. In: *Optics Communications* 229 (2004), S. 79–84. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2003.10.041>. – DOI 10.1016/j.optcom.2003.10.041
- [11] LEITGEB, Rainer A.; HITZENBERGER, Christoph K.; FERCHER, Adolf F.; BAJRASZEWSKI, Tomasz: Phase-shifting algorithm to achieve high-speed long-depth-range probing by frequency-domain optical coherence tomography. In: *Opt. Lett.* 28 (2003), Nr. 22, 2201–2203. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-28-22-2201>
- [12] GÖTZINGER, Erich; PIRCHER, Michael; LEITGEB, Rainer; HITZENBERGER, Christoph: High speed full range complex spectral domain optical coherence tomography. In: *Opt. Express* 13 (2005), Nr. 2, 583–594. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-13-2-583>
- [13] BACHMANN, Adrian; LEITGEB, Rainer; LASSER, Theo: Heterodyne Fourier domain optical coherence tomography for full range probing with high axial resolution. In: *Opt. Express* 14 (2006), Nr. 4, 1487–1496. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-14-4-1487>
- [14] YASUNO, Yoshiaki; MAKITA, Shuichi; ENDO, Takashi; AOKI, Gouki; ITOH, Masahide; YATAGAI, Toyohiko: Simultaneous B-M-mode scanning method for real-time full-range Fourier domain optical coherence tomography. In: *Appl. Opt.* 45 (2006), Nr. 8, 1861–1865. <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-45-8-1861>

-
- [15] BAUMANN, Bernhard; PIRCHER, Michael; GÖTZINGER, Erich; HITZENBERGER, Christoph K.: Full range complex spectral domain optical coherence tomography without additional phase shifters. In: *Opt. Express* 15 (2007), Nr. 20, 13375–13387. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-15-20-13375>
- [16] LEITGEB, Rainer A.; MICHAELY, Roland; LASSER, Theo; SEK HAR, S. C.: Complex ambiguity-free Fourier domain optical coherence tomography through transverse scanning. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), Nr. 23, 3453–3455. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-23-3453>
- [17] AN, Lin; WANG, Ruikang K.: Use of a scanner to modulate spatial interferograms for *in vivo* full-range Fourier-domain optical coherence tomography. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), Nr. 23, 3423–3425. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-23-3423>
- [18] BORN, Max; WOLF, Emil: *Principles of optics*. 7. Auflage. Cambridge University Press, 2001
- [19] WOJTKOWSKI, Maciej; LEITGEB, Rainer; KOWALCZYK, Andrzej; BAJRASZEWSKI, Tomasz; FERCHER, Adolf F.: *In vivo* human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography. In: *Journal of Biomedical Optics* 7 (2002), Nr. 3, 457–463. <http://dx.doi.org/10.1117/1.1482379>. – DOI 10.1117/1.1482379
- [20] BRACEWELL, Ronald N.: *The Fourier Transform and its Applications*. 3. Auflage. McGrawHill, 2000
- [21] SWANSON, E. A.; HUANG, D.; HEE, M. R.; FUJIMOTO, J. G.; LIN, C. P.; PULIAFITO, C. A.: High-speed optical coherence domain reflectometry. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), Nr. 2, 151–153. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-17-2-151>
- [22] HITZENBERGER, Christoph K.; BAUMGARTNER, Angela; DREXLER, Wolfgang; FERCHER, Adolf F.: Dispersion Effects in Partial Coherence Interferometry: Implications for Intraocular Ranging. In: *Journal of Biomedical Optics* 4 (1999), Nr. 1, 144–151. <http://dx.doi.org/10.1117/1.429900>. – DOI 10.1117/1.429900
- [23] FERCHER, Adolf; HITZENBERGER, Christoph; STICKER, Markus; ZAWADZKI, Robert; KARAMATA, Boris; LASSER, Theo: Numerical dispersion compensation for Partial Coherence Interferometry and Optical Coherence Tomography. In: *Opt.*
-

- Express* 9 (2001), Nr. 12, 610–615. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-9-12-610>
- [24] WOJTKOWSKI, Maciej; SRINIVASAN, Vivek; KO, Tony; FUJIMOTO, James; KOWALCZYK, Andrzej; DUKER, Jay: Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation. In: *Opt. Express* 12 (2004), Nr. 11, 2404–2422. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-11-2404>
- [25] BERGMANN, Ludwig; SCHÄFER, Clemens: *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 3: *Optik, Wellen- und Teilchenoptik*. 10. Auflage. Walter de Gruyter, 2004
- [26] HÄUSLER, Gerd; LINDNER, Michael W.: “Coherence Radar” and “Spectral Radar” – New Tools for Dermatological Diagnosis. In: *Journal of Biomedical Optics* 3 (1998), Nr. 1, 21–31. <http://dx.doi.org/10.1117/1.429899>. – DOI 10.1117/1.429899
- [27] ROLLINS, Andrew M.; IZATT, Joseph A.: Optimal interferometer designs for optical coherence tomography. In: *Opt. Lett.* 24 (1999), Nr. 21, 1484–1486. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-24-21-1484>
- [28] LEITGEB, R.; HITZENBERGER, C.; FERCHER, Adolf: Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography. In: *Opt. Express* 11 (2003), Nr. 8, 889–894. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-11-8-889>
- [29] DE BOER, Johannes F.; CENSE, Barry; PARK, B. H.; PIERCE, Mark C.; TEARNEY, Guillermo J.; BOUMA, Brett E.: Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography. In: *Opt. Lett.* 28 (2003), Nr. 21, 2067–2069. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-28-21-2067>
- [30] YUN, S.; TEARNEY, G.; BOUMA, B.; PARK, B.; DE BOER, Johannes: High-speed spectral-domain optical coherence tomography at 1.3 μm wavelength. In: *Opt. Express* 11 (2003), Nr. 26, 3598–3604. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-11-26-3598>
- [31] BAJRASZEWSKI, Tomasz; WOJTKOWSKI, Maciej; SZKULMOWSKI, Maciej; SZKULMOWSKA, Anna; HUBER, Robert; KOWALCZYK, Andrzej: Improved spectral

-
- optical coherence tomography using optical frequency comb. In: *Opt. Express* 16 (2008), Nr. 6, 4163–4176. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-6-4163>
- [32] PODOLEANU, Adrian G.; DOBRE, George M.; WEBB, David J.; JACKSON, David A.: Coherence imaging by use of a Newton rings sampling function. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), Nr. 21, 1789–1791. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-21-21-1789>
- [33] PODOLEANU, Adrian G.; DOBRE, George M.; JACKSON, David A.: *En-face* coherence imaging using galvanometer scanner modulation. In: *Opt. Lett.* 23 (1998), Nr. 3, 147–149. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-23-3-147>
- [34] OZ OPTICS: *Collimators and Focusers – Receptacle Style*. http://www.ozoptics.com/ALLNEW_PDF/DTS0094.pdf, Abruf: 09.11.2009
- [35] Norm IEC 60825-1:1993 + A1:1997 + A2:2001, EN 60825-1:1994 + A1:2002 + A2:2001 . *Sicherheit von Laser-Einrichtungen Teil 1: Klassifikation von Anlagen, Anforderungen und Benutzer-Richtlinien*
- [36] GÖTZINGER, Erich; PIRCHER, Michael; HITZENBERGER, Christoph K.: High speed spectral domain polarization sensitive optical coherence tomography of the human retina. In: *Opt. Express* 13 (2005), Nr. 25, 10217–10229. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-13-25-10217>
- [37] NATIONAL EYE INSTITUTE, NATIONAL INSTITUTES OF HEALTH: *Eye diagram (black and white)*. <http://www.nei.nih.gov/photo/>, Abruf: 09.11.2009
- [38] SCHMIDT, Robert F.; LANG, Florian; THEWS, Gerhard: *Physiologie des Menschen mit Pathophysiologie*. Bd. 29. Auflage. Springer, 2004
- [39] NATIONAL INSTITUTES OF HEALTH: *ImageJ*. <http://rsbweb.nih.gov/ij/>, Abruf: 09.11.2009
- [40] OSA – THE OPTICAL SOCIETY: *Interactive Science Publishing, ISP*. <http://www.opticsinfobase.org/isp.cfm>, Abruf: 09.11.2009
- [41] GÖTZINGER, Erich; PIRCHER, Michael; STICKER, Markus; FERCHER, Adolf F.; HITZENBERGER, Christoph K.: Measurement and imaging of birefringent properties of the human cornea with phase-resolved, polarization-sensitive optical
-

- coherence tomography. In: *Journal of Biomedical Optics* 9 (2004), Nr. 1, 94–102. <http://dx.doi.org/10.1117/1.1629308>. – DOI 10.1117/1.1629308
- [42] LIPPERT, Herbert: *Lehrbuch Anatomie*. Bd. 6. Auflage. Elsevier, Urban & Fischer, 2003
- [43] DREXLER, Wolfgang; BAUMGARTNER, Angela; FINDL, Oliver; HITZENBERGER, Christoph K.; FERCHER, Adolf F.: Biometric investigation of changes in the anterior eye segment during accommodation. In: *Vision Research* 37 (1997), Nr. 19, S. 2789–2800. [http://dx.doi.org/10.1016/S0042-6989\(97\)00066-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0042-6989(97)00066-7). – DOI 10.1016/S0042-6989(97)00066-7
- [44] RADHAKRISHNAN, Sunita; ROLLINS, Andrew M.; ROTH, Jonathan E.; YAZDANFAR, Siavash; WESTPHAL, Volker; BARDENSTEIN, David S.; IZATT, Joseph A.: Real-Time Optical Coherence Tomography of the Anterior Segment at 1310 nm. In: *Arch Ophthalmol* 119, Nr. 8, 1179–1185. <http://archophth.ama-assn.org/cgi/content/abstract/119/8/1179>
- [45] LEUNG, Christopher Kai-shun; LI, Haitao; WEINREB, Robert N.; LIU, Jing; CHEUNG, Carol Yim L.; LAI, Ricky; PANG, Chi-Pui; LAM, Dennis S.: Anterior Chamber Angle Measurement with Anterior Segment Optical Coherence Tomography (OCT) - A Comparison Between Slit Lamp OCT and Visante OCT. In: *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* 49 (2008), Nr. 8, 3469–3474. <http://dx.doi.org/10.1167/iovs.07-1477>. – DOI 10.1167/iovs.07-1477
- [46] WESTPHAL, Volker; ROLLINS, Andrew; RADHAKRISHNAN, Sunita; IZATT, Joseph: Correction of geometric and refractive image distortions in optical coherence tomography applying Fermat's principle. In: *Opt. Express* 10 (2002), Nr. 9, 397–404. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-10-9-397>

Lebenslauf

Persönliches:

Name	Johannes Jungwirth
Adresse	Günzing 15, 3325 Ferschnitz
Staatsbürgerschaft	Österreich
Geburtsdatum, Geburtsort	11.07.1981, Amstetten
Religionsbekenntnis	römisch-katholisch
Familienstand	ledig

Ausbildung:

1987 – 1991	Volksschule Ferschnitz
1991 – 1995	Hauptschule Blindenmarkt
1995 – 1996	Landwirtschaftliche Fachschule Gießhübl
1996 – 2000	Landesberufsschule I Stockerau
01.04.2000	Lehrabschlussprüfung
WS 2002 – SS 2003	Universität Wien (Besuch einzelner Lehrveranstaltungen, UniStG)
28.08.2003	Studienberechtigungsprüfung
seit WS 2003	Universität Wien (Diplomstudium Physik, UniStG)

Berufliche Tätigkeiten:

07.1996 – 01.2000	Lehrling (Elektroinstallateur)
01.2000 – 05.2000	Facharbeiter (Elektroinstallateur)
05.2000 – 12.2000	Grundwehrdienst
01.2001 – 05.2001	Facharbeiter (Elektroinstallateur)
06.2001 – 08.2002	Arbeiter (Metallindustrie)
seit 02.2008	Diplomand (Universität Wien in Kooperation mit der Medizinischen Universität Wien)