

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Alexander Türpitz

aus Berlin

1997

**Entwicklung eines elektrooptischen Ellipsometers
und dessen klinische Erprobung im Bereich
der Glaukomfrüherkennung**

die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Alexander Türpitz am
Institut für Angewandte Physik, Universität Heidelberg,
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. J. F. Bille

Zusammenfassung:

Bei einer Glaukomerkrankung des Auges (erhöhter Augeninnendruck) führt die Druckbelastung auf die Netzhaut zu einem langsamen Absterben der Nervenfaserschicht. Somit stellt die Bestimmung der Nervenfaserschichtdicke eine sensibles Diagnoseverfahren dar.

Eine ellipsometrische Messung ist möglich, da die Formdoppelbrechung der Nervenfaserschicht eine lineare Abhängigkeit zu deren Dicke zeigt. Mit dem elektrooptischen Ellipsometer lassen sich in einer Polarisationsseinheit aus dem Licht einer 785 nm Laserdiode verschiedene Polarisationszustände erzeugen und in das zu untersuchende Auge einkoppeln. Das hinter der Nervenfaserschicht reflektierte Licht wird in einer Analyatoreinheit detektiert. Mit den gewonnenen Daten lassen sich die Muellermatrizen der Netzhaut, welche deren doppelbrechenden Eigenschaften vollständig beschreiben, bestimmen. Unter Ausnutzung des konfokalen Prinzips kann mit einem Scanner ein Gebiet von $7.5 \times 7.5 \text{ mm}^2$ auf der Netzhaut untersucht werden.

Einfallender und reflektierter Strahl durchqueren die Hornhaut stets an der gleichen Stelle, so daß der Einfluß der ebenfalls doppelbrechenden Hornhaut durch Kenntnis der Muellermatrix dieses Bereichs rechnerisch eliminiert werden kann.

Es werden in-vivo Messung an Probanden vorgestellt.

Abstract:

We built up a diagnostic tool in order to obtain an early diagnosis of Glaucoma by reliable measurements of the retinal nerve fiber layer (RNFL) thickness. Due to the linear form birefringence of the RNFL its thickness can be measured by the determination of the retardation of light using the electro-optical ellipsometer and the Muellermatrix formalism. A scanning unit allows to examine an area of $25^\circ \times 25^\circ$ on the retina. To change the polarisation states of the probing light two pairs of electro-optical modulators are used. A new method using physiological properties in the Macula compensates for the perturbing corneal birefringence.

The phase retardation and RNFL thickness along a circle ($D=3 \text{ mm}$) around the papilla is of interest, because their mean values represent the status of the RNFL since all the nerve fibers cross the circle.

The electro-optical ellipsometer provides fast and highly reproducible measurements of the RNFL because no moving elements are used.

Meinem Vater
Johannes Türpitz
†17.04.97

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Auge	5
2.1	Der Aufbau des Auges	5
2.1.1	Anatomischer Aufbau	5
2.1.2	Optischer Aufbau	6
2.2	Die Netzhaut	7
2.2.1	Die Nervenfasern	11
2.3	Das Glaukom	12
3	Polarisiertes Licht & Ellipsometrie	19
3.1	Polarisation von Licht	19
3.1.1	Polarisation von monochromatischem Licht	20
3.1.2	Die Stokesvektoren	22
3.1.3	Die Poincaré-Kugel	25
3.2	Doppelbrechung	27
3.2.1	Formdoppelbrechung	30
3.3	Optische Komponenten	32
3.3.1	Dichroismus und Linearpolarisatoren	32
3.3.2	Pockels-Effekt und Pockelszellen	34
3.4	Muellermatrizen	34
3.5	Doppelbrechung im Auge	37
3.5.1	Doppelbrechende Eigenschaften der Retina	37
3.5.2	Doppelbrechung in den transparenten Medien	38
4	Ellipsometrisches Grundprinzip	41
4.1	Ellipsometrisches Meßprinzip	41
4.2	Verschiedene Bauweisen	42

5	Der experimentelle Aufbau	45
5.1	Das Meßobjekt	45
5.2	Das optische System	46
5.2.1	Die Laserdiode	51
5.2.2	Die Polarisationsseinheit	52
5.2.3	Die Spiegel S1 und S2	53
5.2.4	Der Scanner	54
5.2.5	Die Analysatoreinheit	55
5.2.6	Die Detektordiode	56
5.2.7	Das telezentrische System	56
5.3	Die Aufnahmesoftware	57
5.3.1	Softwareoptionen bei der Aufnahme	57
5.3.2	Verschiedene Aufnahmemodi	58
5.3.3	Alignierung der aufgenommenen Bilddaten	62
5.4	Elektronische Steuerung und Datenaufnahme	66
5.5	Die Auswertungssoftware	69
5.5.1	Fremdeinflüsse	70
5.5.2	Einflüsse des Meßobjektes	73
	Einschub: Darstellungsweisen der Meßwerte	77
5.5.3	Optionen bei der Hornhautkorrektur	79
6	Ergebnisse	81
6.1	Messungen an gesunden Probanden	81
6.2	Messungen an glaukomatösen Patienten	89
7	Ausblick	93
7.1	Optionen für die Zukunft	93
7.1.1	Aufnahmetechnik & Optik	93
7.1.2	Auswertung	94
7.1.3	Klinische Erprobungsphase	95
	Literaturverzeichnis	97
	Abbildungsverzeichnis und -nachweis	101

Kapitel 1

Einleitung

Die Möglichkeit, seine Umgebung durch den Gesichtssinn zu erfassen und zu erkennen, ist seit jeher eine große Hilfe für die Menschen, sich auf der Welt zurechtzufinden. Man nimmt an, daß 40% der sensorischen Erregungen durch das Auge erfolgen. Nicht umsonst wird das Auge in der medizinischen Literatur häufig als das wichtigste und komplexeste Sinnesorgan des menschlichen Körpers bezeichnet.

Daher faszinierte das Auge und das Licht schon immer die Menschheit. Bereits in der Antike interessierte man sich für die Funktionsweise des Auges. Schon zur Zeit der Griechen existierten konkrete Theorien über den Vorgang des Sehens. Die älteste Strahlentheorie (Plato, Euklid) nimmt an, daß vom Auge abtastende „Sehstrahlen“ ausgesandt werden.

So war man lange Zeit der Ansicht, daß Strahlen, die in ihrer damaligen Bedeutung dem entsprachen, was wir heute als Licht bezeichnen, im Inneren des Auges erzeugt und durch die transparenten Teile des Auges in das Gesichtsfeld abgestrahlt werden. Selbst für Phänomene, die sich mit dieser Vorstellung nicht ohne Schwierigkeiten erklären ließen, so z.B. die Wahrnehmung des Schattens von Gegenständen, die sich im Rücken des Beobachters befanden, wurden abgewandelte Theorien entwickelt, die auch derartige Erklärungsprobleme lösten.

Obwohl man auf diese Weise die wahre Funktion des Auges als Lichtdetektor verkannte, war man sich bereits im Klaren darüber, daß das Auge über lichtdurchlässige Teile verfügt, durch welche Licht aus dem Augenninneren nach außen dringen kann.

Heute spielen in der modernen Medizin Begriffe wie „nichtinvasiv“ bzw. „minimalinvasiv“ sowie „Früherkennung“ in der Diagnostik eine immer größere Rolle. Dabei kommt man wieder auf das Phänomen des das Auge verlassenden Lichtes zurück und nutzt dieses sowie die darin enthaltenen Informationen zur Diagnostik von Augenkrankheiten.

Aufgrund der tiefen Kenntnis über die Natur elektromagnetischer Strahlung können wir mit geeigneten Hilfsmitteln Informationen aus dem das Auge verlassenden Licht ziehen, die wir mit bloßem Auge nicht erkennen könnten, so z.B. dessen Polarisation.

Sieht man sich den Aufbau des menschlichen Auges an, auf welchen an späterer Stelle detaillierter eingegangen wird, so erkennt man schnell, daß es hier zahlreiche Angriffspunkte für Störungen der Sehfunktion gibt. Im Inneren des Auges stellt die Netzhaut mit ihren verschiedenen Schichten einen sehr sensiblen Teil dar. Bei einer Glaukomerkrankung z.B. stirbt die Nervenfaserschicht - ein Bestandteil der Netzhaut - ab, was zu Gesichtsfeldausfällen und schließlich zur Erblindung führt.

Herkömmliche Diagnoseverfahren des Glaukoms sind die Tonometrie, Perimetrie oder Ophthalmoskopie. Bei der Tonometrie wird der intraokulare Druck gemessen. Tageszeitliche Schwankungen des Druckes sowie physiologische Schwankungsbreiten erschweren die Interpretation der Druckwerte. Es ist nicht zulässig, IOD-Werte¹ unter 21 mmHg als „normal“ für alle Patienten anzusehen. Man darf nicht vergessen, daß 30% aller Offenwinkelglaukome IOD-Werte unterhalb von 21 mmHg aufweisen [GW4/97].

Bei der Perimetrie wird das Gesichtsfeld bestimmt. Bei dieser Untersuchung hängt das Ergebnis und damit die Diagnose sehr von der Compliance² des Patienten ab. Die Ophthalmoskopie, eine Abbildung des Augenhintergrundes, liefert auch erst dann aussagekräftige Hinweise, wenn bereits irreparable Schädigungen der Netzhaut vorliegen.

Benötigt wird also ein verlässliches Diagnoseverfahren, das reproduzierbare Aussagen liefert. Eine Möglichkeit stellt z.B. die Messung der Dicke der Nervenfaserschicht in der Netzhaut dar. Zur nichtinvasiven Messung macht man sich die Doppelbrechung der Nervenfaserschicht zunutze, indem man die Wirkung der Nervenfaserschicht auf polarisiertes Licht untersucht, welches die Schicht durchdringt. Dazu strahlt man Licht mit bekannten Polarisationszuständen in das Auge ein und untersucht das Licht, welches nach Durchqueren der Nervenfaserschicht zurückreflektiert wird. Auf diese Weise läßt sich das Maß der Doppelbrechung der fraglichen Schicht bestimmen, welches gleichzeitig ein Maß für deren Dicke ist.

Die Ellipsometrie der Nervenfaserschicht des menschlichen Auges ist seit über 10 Jahren am Institut für Angewandte Physik der Universität Heidelberg Gegenstand von Forschungs- und Entwicklungsarbeit [Re89][Fe91][Fi93][Wes96][Pe97].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein bestehender Aufbau für den klinischen Einsatz vorbereitet. Dazu gehörte die Konstruktion von mechanischen

¹IOD=Intraokularer Druck.

²Akzeptanz der Untersuchung sowie die unterstützende Mitarbeit des Patienten.

Komponenten, die eine Einstellung des Patientenkopfes erlauben, Maßnahmen zur Reduzierung der Meßzeit durch Änderungen an der Elektronik sowie die Weiterentwicklung der Software zur Datenanalyse, die Erweiterung der Aufnahmemöglichkeit um einen schnelleren Aufnahmemodus und schließlich die Vorbereitung der Integration eines aktiven optischen Systems in den Aufbau.

In der vorliegenden Arbeit möchte ich zunächst in KAPITEL 2 auf die medizinischen Aspekte wie die Anatomie des Auges, die Physiologie und das Glaukom eingehen. In KAPITEL 3 sollen die grundlegenden optischen Zusammenhänge und Phänomene erläutert werden, die für das Verständnis der Ellipsometrie allgemein (KAPITEL 4) sowie des vorliegenden experimentellen Aufbaus (KAPITEL 5) und der Auswertung der Daten nötig sind. Die gewonnenen Daten mit ihren Interpretationen finden sich in KAPITEL 6. Abschließend gibt KAPITEL 7 noch einen Ausblick auf die Zukunft des Projektes.

Kapitel 2

Das Auge

2.1 Der Aufbau des Auges

2.1.1 Anatomischer Aufbau

Abbildung 2.1 zeigt einen Schnitt durch den nahezu kugelförmigen menschlichen Augapfel (bulbus oculi), welcher einen Durchmesser von etwa 22-24 mm hat und einen zwiebelschalenartigen Bau aufweist.

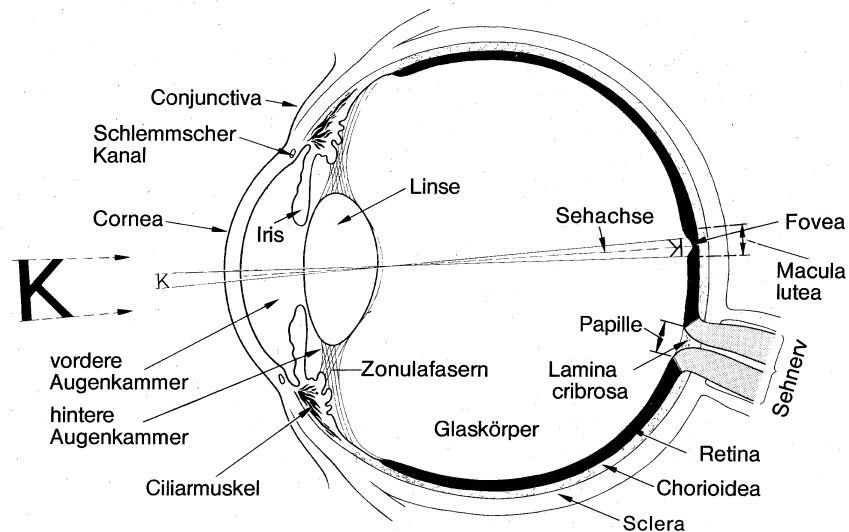


Abb. 2.1: Querschnitt durch das menschliche Auge

Die äußere Schicht des Auges ist die Lederhaut, die im vorderen Bereich in die transparente Hornhaut übergeht. Nach innen schließt sich die Aderhaut an. Im vorderen Augenabschnitt treten Ziliarkörper und Iris an deren Stelle.

Hornhaut und Iris schließen die Vorderkammer ein, der Raum zwischen Linse und Iris heißt Hinterkammer. Beide Kammern sind vom sogenannten Kammerwasser gefüllt, welches im Ziliarkörper gebildet wird und im Trabekelwerk über den Schlemm'schen Kanal ins Bindegewebe abfließt. Das Muskelgewebe des Ziliarkörpers ist auch für die Verformung der Linse zur Akkommodation verantwortlich. Das Innere des Auges, der Glaskörper (corpus vitreum, Brechungsindex $n=1.33$), wird schließlich von der ihrerseits vielschichtigen Netzhaut (retina) umschlossen und nach vorne von der Linse begrenzt.

Durch den Sehnerv verlassen 1000 000 Nervenfasern den Bulbus. An dieser Stelle, der Papille, befinden sich auf der Netzhaut keine Photorezeptoren¹, worin der Name 'Blinder Fleck' seine Begründung findet.

15° temporal davon befindet sich die Fovea (Gelber Fleck), der Punkt des schärfsten Sehens. Auf diese Netzhautdetails wird im Abschnitt 2.2 näher eingegangen.

2.1.2 Optischer Aufbau

Wie entsteht nun eine Abbildung auf der Netzhaut?

Zum dioptischen System des Auges, welches für die Abbildung maßgeblich ist, gehören Hornhaut (cornea), Linse (lens cristallina), Glaskörper (corpus vitreum) und Kammerwasser (humor aqueus).

Auf das Auge treffende Lichtstrahlen erfahren an der Hornhaut die stärkste Brechung. Die Hornhaut stellt eine konvex-konkave Linse dar und verfügt bei einer Dicke von ca. 0.5 mm (zentral) und einer Oberfläche von ca. 1.3 cm² über eine Brechkraft von etwa 43 Dioptrien, die durch den Unterschied der Brechzahlen der angrenzenden Medien und der Krümmung der Grenzfläche bewirkt wird ($n_{Luft} = 1$, $n_{Kammerw.} = 1.33$). Die stärkste Brechung findet somit an der Hornhautvorderfläche statt.

5 mm hinter der Hornhaut befindet sich die bikonvexe Augenlinse, welche einen Brechungsindex aufweist, der über den vertikalen Querschnitt variiert und im Mittel etwa $n_L = 1.4$ beträgt (siehe Gradienten-Optik [BS93]). Da der Glaskörper die gleiche Brechzahl wie das Kammerwasser vor der Linse aufweist, ergibt sich für die Linse in akkommodationslosem Zustand ein Brechwert von ca. $D_L = 19$ Dioptrien. Über Muskeln kann die Form der Linse verändert werden, wodurch ihre Brechkraft im Bereich von 19-33 Dioptrien variiert wird. Die Hauptebenen dieses Linsensystems fallen ungefähr zusammen und befinden sich etwa 2 mm hinter der Cornea [Aug87]. Beim normalsichtigen Auge akkommodiert die Linse derart, daß die Bildebene der Abbildung mit der Netzhaut zusammenfällt.

¹Es handelt sich hierbei also um ein physiologisches Skotom (Ausfallsbezirk im Gesichtsfeld).

Durch Muskelkontraktion des Sphincter pupillae läßt sich die Öffnung, welche die Iris bildet, verengen (Aperturblende). Somit kann sich das Auge an verschiedene Lichtverhältnisse anpassen, indem es den Lichteinfall variiert. Der Pupillendurchmesser weist dabei eine Größe von 1.2-9 mm auf. Bei unserer Untersuchung muß der Laserstrahl durch diese Öffnung ins Auge eingekoppelt werden.

Fixiert man einen beliebigen Punkt an (Kopf und Auge befinden sich in Ruhe), so ist die Menge aller wahrgenommenen Objektpunkte um den Punkt herum das monokulare Gesichtsfeld für diesen Fixationspunkt, wenn das jeweils andere Auge abgedeckt ist. Die Vereinigung aller Gesichtsfelder für alle möglichen Fixationspunkte (bei ruhendem Kopf) bildet das monokulare Blick-Gesichtsfeld. Die Überlagerung dieser Felder bei freier Sicht mit beiden Augen ergibt die entsprechenden binokularen Felder.

Die Abstände, Brechzahlen, Krümmungsradien und Brechkräfte, die sich in der Literatur häufig finden, sind natürlich keine absoluten Zahlen. Vielmehr ergeben sich diese Werte aus dem sogenannten „Gullstrand-Modell“². Gullstrand gewann um 1910 diese Durchschnittswerte aus vielen geometrischen und optischen Messungen.

2.2 Die Netzhaut

Anatomie

Die Netzhaut kleidet zwei Drittel des hinteren Augensegmentes aus und trennt dort den Glaskörper von der Aderhaut. Die Aufsicht der Netzhaut in Abbildung 2.2 macht die topographische Anordnung der Bestandteile der Retina deutlich, wie sie auch später im KAPITEL 6 in unseren Aufnahmen wiederzuerkennen sein wird.

Der in der Abbildung gestrichelt gezeichnete Kreis wird *hinterer Augenpol* genannt. Es handelt sich hierbei um eine etwa 5 mm breite Zone zwischen den temporalen Gefäßstrukturen. Im Zentrum dieses hinteren Augenpols befindet sich die gelblich scheinende Macula. Dieses Aussehen, welches auch den Trivialnamen „Gelber Fleck“ erklärt, findet seine Begründung in dem Farbstoff Xanthophyll, welcher in den Ganglien- und Bipolarzellen vorliegt. Die Fovea centralis bildet den Mittelpunkt der Macula und beherbergt in ihrem Zentrum die etwa 300 μm breite Foveola, den Punkt des schärfsten Sehens, der von einem Wall verdickter Netzhaut umgeben ist. Diese Verstärkung beruht auf der Tatsache, daß das gefäßfreie Zentrum mit einem Durchmesser von ca. 400 μm praktisch nur aus

²Es gibt noch weitere vereinfachende Augenmodelle. Dasjenige von Gullstrand ist jedoch das in der Literatur am weitesten verbreitetste.

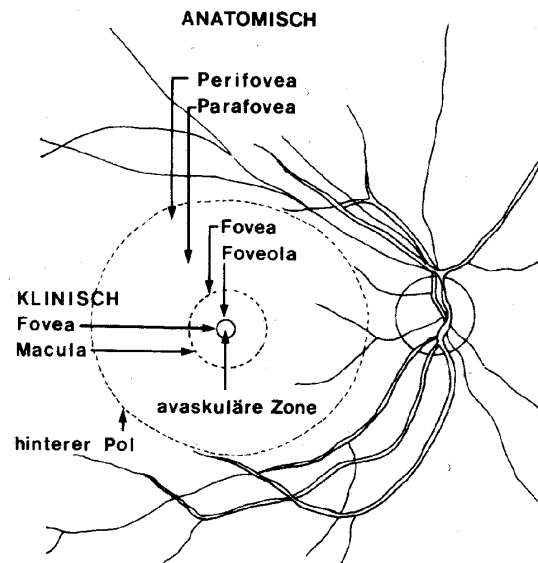


Abb. 2.2: Die retinale Geographie

Photorezeptoren besteht. Die zu den Sinnesepithelien gehörenden Zellkerne sowie andere Mikrostrukturen sind zur Seite verschoben (2. und 3. Neuron, siehe Abb. 2.4). Damit kann das einfallende Licht, welches die Stimulation der Rezeptoren darstellt, ungehindert bis zu diesen vordringen (siehe Abb. 2.3).

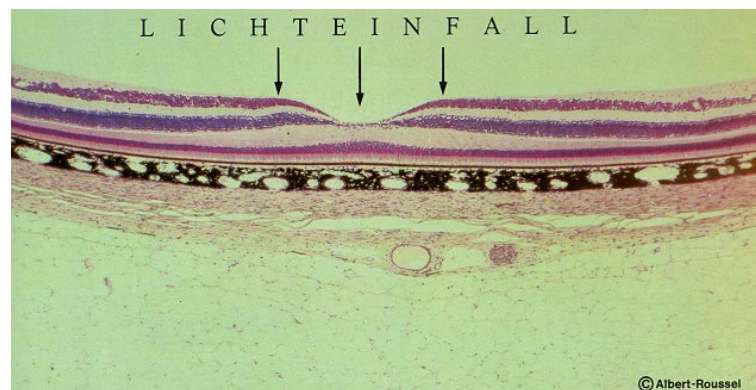


Abb. 2.3: In der Fovea centralis trifft das Licht ungehindert auf die Rezeptoren.

Die Querschnitte durch die Netzhaut in Abb. 2.4, bei denen das Licht von oben einfällt, zeigen deren schichtweisen Aufbau. Die Schicht, welche direkt am Glaskörper anliegt, heißt Membrana limitans interna. Daran grenzt die Nervenfaserschicht (s. Abschnitt 2.2.1), gefolgt von der Ganglienzellschicht, der inneren retikulären Schicht, der inneren Körnerschicht, den entsprechenden äußeren Schichten sowie schließlich der Membrana limitans externa.

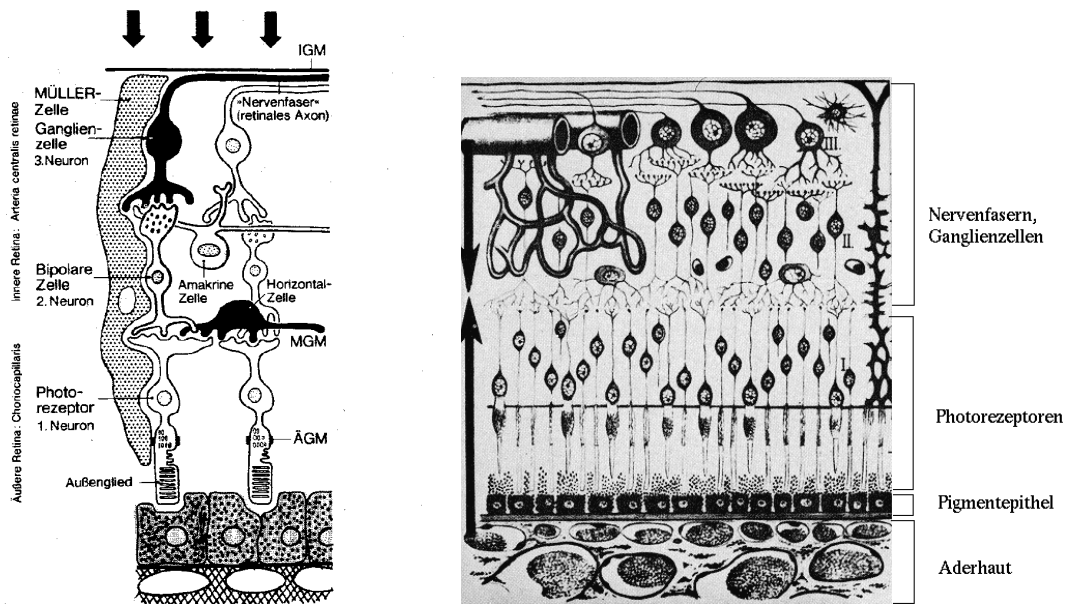


Abb. 2.4: Schematische Netzhautquerschnitte

Die marklosen retinalen Nervenfasern sammeln sich in der Papille (Sehnervenscheibe, Sehnervenkopf), durchbrechen die Sclera am hinteren Augenpol und werden von dort der Sehrinde³ zugeführt. Da in der Sehnervenscheibe keine sensorische Netzhaut vorhanden ist, besteht hier ein physiologisches Skotom. Aus dem Zentrum der Sehnervenscheibe entspringen die retinalen Gefäße. Das Zentrum der Papille liegt ca. 3.5 - 4 mm nasal und 0.1 mm unterhalb der Fovea centralis.

Physiologie

Die in Abbildung 2.4 links dargestellten Außenglieder der Photorezeptoren transformieren die optischen Reize in elektrische Impulse, welche dann an die im 2. Neuron befindlichen bipolaren Zellen weitergegeben werden, wo eine erste Signalformung stattfindet. Danach werden die Signale an die Ganglienzellen im 3. Neuron weitergeleitet, welche der Übertragung in die Nervenfasern und von dort ins Gehirn dienen.

Die Dichte der Photorezeptoren variiert stark auf der Netzhaut. Insgesamt verfügt die Retina über etwa 120 Millionen Stäbchen und 6.5 Millionen Zapfen. In der Fovea centralis befinden sich ausschließlich Zapfen, die für das Farbsehen verantwortlich sind, mit einer Dichte von etwa $150\,000\text{ mm}^{-2}$, während die Dichte der Zapfen in peripheren Gebieten der Netzhaut bei nur ca. $5\,000\text{ mm}^{-2}$ liegt (siehe Abb. 2.5).

³Teil des Gehirns.

Die Stäbchen hingegen (Helligkeitssehen) weisen 5 bis 6 mm vom Zentrum der Foveola ihre maximale Dichte mit $160\,000\text{ mm}^{-2}$ auf (Peripherie: $30\,000\text{ mm}^{-2}$). Da in der Foveola gar keine Stäbchen vorliegen – die ersten Stäbchen tauchen etwa $160\ \mu\text{m}$ vom Zentrum der Foveola entfernt auf, fällt es schwer, in dunkler Umgebung scharf und klar zu sehen.

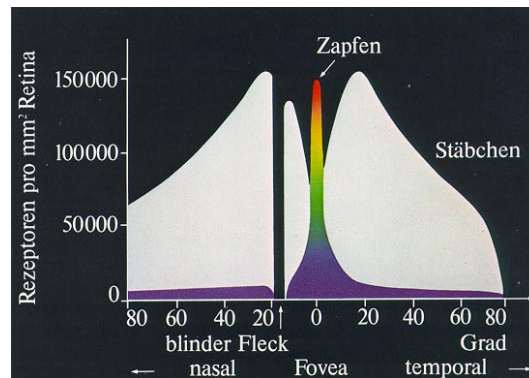


Abb. 2.5: Verteilung der Photorezeptoren auf der Netzhaut.

Während in peripheren Bereichen der Netzhaut bis zu 50 Photorezeptoren einer bipolaren Zelle sowie Ganglienzelle zugeordnet sind, beträgt in der Foveola das Verhältnis zwischen Zapfen und bipolaren Zellen bzw. Ganglienzellen 1:1 bis 1:3, was unter anderem ein Grund für die hohe Nervenfaserdichte bzw. Nervenfaserschichtdicke um die Fovea herum ist (siehe Kap. 6).

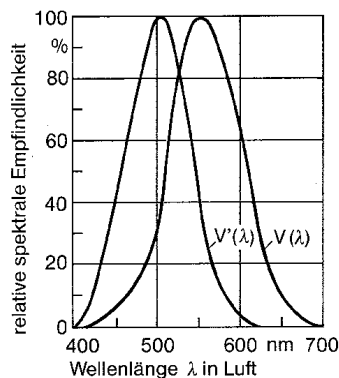


Abb. 2.6: Spektrale Empfindlichkeit des Auges

Die Photorezeptoren weisen auch außerhalb des häufig als sichtbarer Bereich des Spektrums bezeichneten Gebietes von 400 bis 700 nm eine geringe Empfindlichkeit auf. Zapfensehen (auch photopisches Sehen) zeigt seine höchste Empfindlichkeit im grünen Bereich (um 550 nm). Die relative Emission der Sonne hat ebenfalls in diesem Wellenlängenbereich ihr Maximum. In Abbildung 2.6 stellt $V(\lambda)$ die Empfindlichkeitskurve für das Tagesehen sowie $V'(\lambda)$ diejenige für das Nachtsehen dar. Man erkennt, wie die Empfindlichkeit der Zapfen mit zunehmender Wellenlänge oberhalb von 550 nm abnimmt. Liegt wenig direktes Sonnen-

licht vor (Dämmerung), fällt lediglich Licht ins Auge, welches von der Atmosphäre gestreut wird und bläulich ist. Da die Stäbchen blausensitiver als die Zapfen sind, kann mit ihnen derartiges Licht besser detektiert werden. Man spricht von skotopischer oder dunkel-adaptierter Sicht.

Die Kurven sind beide auf 1 normiert, in Wirklichkeit arbeiten die Stäbchen bei weitaus geringerer Intensität als die Zapfen.

Die Netzhaut muß einen optischen Aufbau besitzen, der in dem Wellenlängenbereich, auf den die Photorezeptoren ansprechen, transparent ist.

Möchte man mit Laserlicht die Netzhaut untersuchen, so muß Licht einer Wellenlänge gewählt werden, welches von der Nervenfaserschicht durchgelassen wird. Insofern werden die zur Untersuchung geeigneten Wellenlängen durch obige Wellenlängenbereiche eingeschränkt.

Abbildung 2.7 zeigt die Eindringtiefe von Licht verschiedener Wellenlängen in das menschlichen Auge. Für ellipsometrische Untersuchungen sollte eine Wellenlänge gewählt werden, welche im vorderen Augenabschnitt nur wenig absorbiert wird.

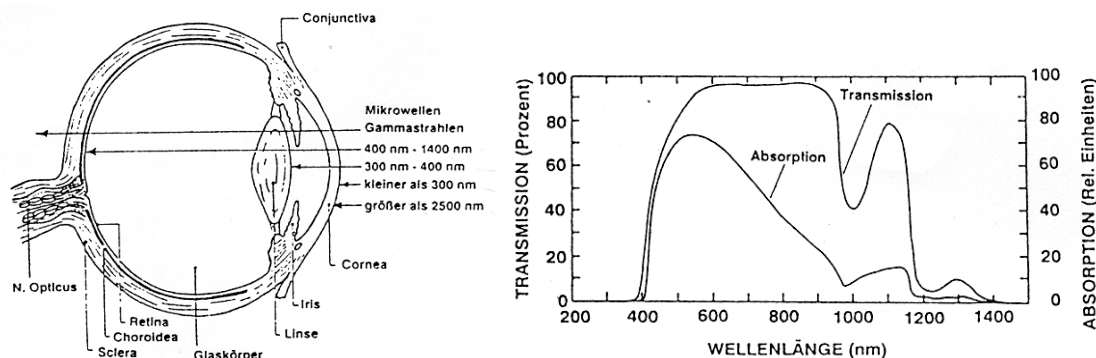


Abb. 2.7: Eindringtiefe (links) sowie Transmission und Absorption (rechts) von Licht verschiedener Wellenlängen im menschlichen Auge.

2.2.1 Die Nervenfasern

Die Neuriten der Ganglienzellen sammeln sich in der Sehnervenpapille, wo sie die Sclera durchbrechen und sich zum Sehnerven zusammenschließen.

J. von Rohen [Vel69] schreibt:

„Die Optikusfasern zwischen Papille und Fovea verhalten sich ähnlich wie bei einem Kraftfeld mit geschlossener Kraftquelle (Makula) und Senke (Papille) und halten auch im Nervus opticus eine gesetzmäßige Ordnung ein, indem die von der oberen Netzhauthälfte kommenden Fasern oben dorsal, von der unteren ventral im Sehnervenstamm liegen, d. h., die Gliederung der Netzhaut in 4 Quadranten (oben-unten, rechts-links) wird auch im Optikus beibehalten.“

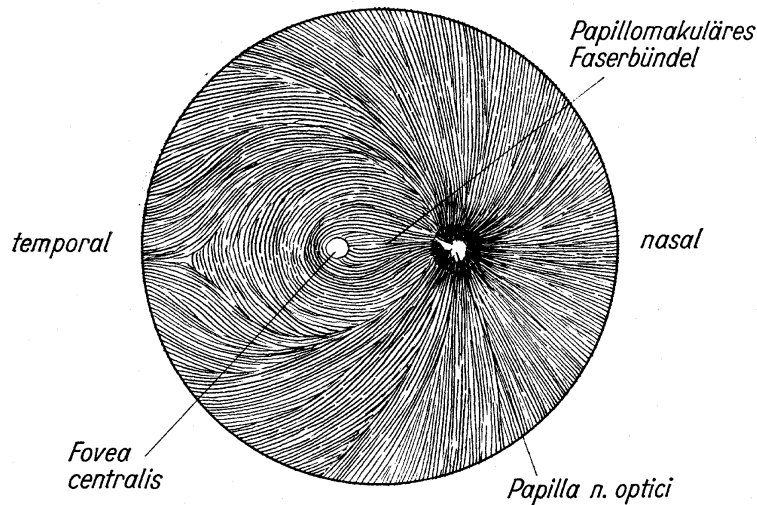


Abb. 2.8: Verlauf der Nervenfasern in der Netzhaut

Abbildung 2.8 zeigt den Nervenfaserverlauf in der Retina. Man sieht, wie die Nervenfasern nahezu senkrecht aus der Fovea centralis austreten, um schließlich wiederum beinahe senkrecht in die Papille zu münden. Sogar auf der temporalen Seite der Fovea, also der der Papille abgewandten Seite, verlassen die Nervenfasern die Macula radial, weshalb sie außerhalb dann eine 180° Wendung zur Papille hin durchlaufen.

Die Optikusfasern sind innerhalb der Retina so angeordnet, daß die peripheren Fasern am weitesten außen liegen und die zentralen sich immer innen anschieben.

2.3 Das Glaukom

Als Glaukom (auch: Grüner Star) faßt man eine Anzahl Augenkrankheiten zusammen, deren gemeinsames Kennzeichen ein langsames Absterben der Nervenfasern ist. Diese Abnahme der lichtempfindlichen Schicht im Auge führt zu einer Einschränkung des Gesichtsfeldes und schließlich zur Erblindung.

Bei den häufigsten Glaukomarten ist dieses Absterben auf einen erhöhten Augeninnendruck zurückzuführen. Der Augeninnendruck wird vom Kammerwasser aufgebaut, welches im Ziliarkörper gebildet wird. Durch die Pupille gelangt das Kammerwasser in die Vorderkammer und von dort in den sogenannten Kammerwinkel, bei welchem es sich um den spitzen Winkel handelt, den die Hornhaut am Übergang zur Lederhaut und die Regenbogenhaut am Übergang zum Ziliarkörper einschließen. Hinter dieser Winkelspitze liegt der Schlemm'sche Kanal, dem das lockere Trabeculum corneosclerale – für das Kammerwasser durchgängig-

ges Gewebe – vorgelagert ist. Durch diesen Kanal fließt das Wasser in die Venen der Bindehaut ab (siehe Abb. 2.9). Die Menge des in beiden Augenkammern vorhandenen Kammerwassers beträgt etwa 1.3 ml. Bei einem gesunden Auge wird soviel Kammerwasser produziert, daß etwa alle 2 Stunden der Inhalt beider Augenkammern komplett ausgetauscht wird. Der „normale“ Augeninnendruck liegt zwischen 10 und 22 mm Hg, wobei tageszeitliche Schwankungen von 4-6 mm Hg zu beobachten sind.

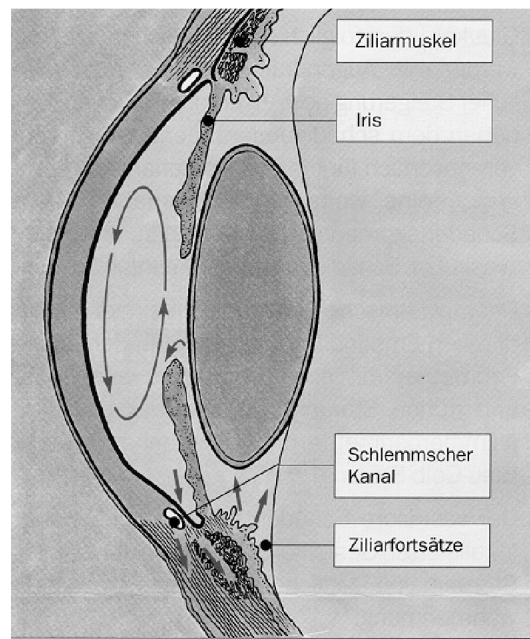


Abb. 2.9: Kammerwasserzirkulation in den vorderen Augenabschnitten

Einteilung verschiedener Glaukomarten

Ein erhöhter Augeninnendruck hat seine Ursache entweder in einer zu starken Kammerwasserproduktion (*Hypersekretionsglaukom*) oder in einem pathologisch erhöhtem Widerstand der Zirkulation und des Abflusses (*Widerstandsglaukom*).

Man nimmt folgende Grobeinteilung der Glaukomerkrankungen vor:

- Das *primäre Glaukom* beruht auf einer Abflußstörung im Kammerwinkel. Die Störung kann für den Patienten unbemerkt chronisch verlaufen (*Glaucoma simplex*) oder plötzlich eintreten (akutes Glaukom). Beide Glaukomformen unterscheiden sich durch die Art des Kammerwinkels. Beim *Glaucoma simplex* ist und bleibt der Kammerwinkel weit. Der Zufluß des Kammerwassers ist ungestört und die Zuflußmenge hat normale Werte. Lediglich der

Abfluß durch das Trabeculum corneosclerale zum Schlemm'schen Kanal ist behindert.

Beim *akuten Glaukom* ist der vordere Augenabschnitt und damit auch der Kammerwinkel anatomisch zu eng angelegt — der Kammerwinkel ist primär eng. Durch plötzliche uveale⁴ Kongestion⁵ oder durch medikamentöse Pupillenerweiterung entsteht der Pupillarblock (siehe Abb. 2.10), d.h. der Abfluß des Kammerwassers aus der hinteren Augenkammer durch die Pupillenöffnung in die vordere Augenkammer ist behindert. Es entsteht ein Überdruck in der hinteren Kammer, wodurch sich die Iriswurzel der Abflußstelle im Kammerwinkel nähert. Die Iriswurzel legt sich vor das Trabekelsystem, so daß der Abfluß blockiert ist: Die akute Drucksteigerung führt zum Winkelblockglaukom (schmerzhafter, hochroter, steinharter Augapfel).

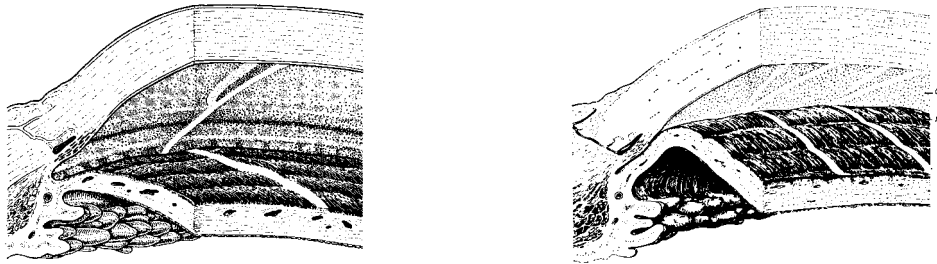


Abb. 2.10: Offener (links) und verlegter (rechts) Kammerwinkel

- Das *sekundäre Glaukom* wird durch andere Grunderkrankungen hervorgerufen, wie z. B. intraokulare Entzündungen, perforierende Verletzungen mit Läsion des Ziliarkörpers oder Gefäßerkrankungen.

Morphologische Veränderungen

Bei einer Glaukomerkrankung kommt es zu charakteristischen Veränderungen der Papille, der peripapillären Strukturen und der retinalen Nervenfaserschicht. Die Schädigungen der Nervenfaserschicht lassen sich aufspalten in lokalisierte Bündeldefekte und einen generalisierten Verlust der Nervenfasern.

In der Literatur finden sich sehr kontroverse Aussagen darüber, ob zunächst Veränderungen an der Nervenfaserschicht und erst später Auffälligkeiten im Gesichtsfeld beobachtet werden können bzw. auftreten oder umgekehrt.

⁴Die Uvea ist ein Teil der Aderhaut.

⁵Stauung durch Ablagerungen von z. B. Stoffwechselprodukten.

Der erhöhte Augeninnendruck führt zum „mechanischen Schaden“, einer Empfindlichkeitsreduktion im gesamten Gesichtsfeld. Ursache ist ein mehr oder minder gleichmäßiger Nervenfaserverlust im gesamten Bereich der Netzhaut. Der vaskuläre⁶ Schädigungsprozeß führt zu Nervenfaserverlusten in Form von Nervenfaserbündeldefekten, welche als bogenförmige Skotome auftreten (vergleiche Abb. 2.8). Die Ursache der vaskulären Schadenskomponente ist noch strittig. Die Erklärungsversuche reichen von chronischer oder akuter Mangel durchblutung mit Mikroinfarkten im Papillenbereich bis zur primären und/oder sekundären Minderperfusion⁷ bei erhöhtem Augeninnendruck.

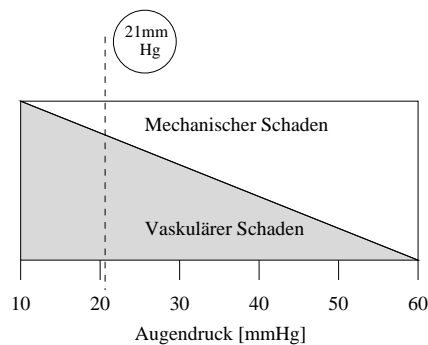


Abb. 2.11: Einfluß der beiden Schädigungsprozesse in Abhängigkeit vom Druck

Abbildung 2.11 zeigt die Relevanz der beiden Schadenskomponenten bei verschiedenen Druckwerten [La92], wobei aber i. d. R. erst bei chronischen Druckwerten oberhalb von 21 mm Hg Schädigungen zu verzeichnen sind. Auch zu der Frage, wo auf der Netzhaut zuerst lokalisierte Faserdefekte auftreten, existieren sehr kontroverse Ansichten. Auf diesem Gebiet herrscht immer noch eine sehr intensive Forschungstätigkeit. So hat sich die lange Zeit als Frühzeichen des Glaukoms betrachtete Vergrößerung des Blinden Flecks (Seidel-Skotom) [Ha81] als nicht hinreichend spezifisch erwiesen.

Die Nervenfaserbündeldefekte im Auge sind korreliert mit Gesichtsfeldausfällen, da bei fester Fixation jedem Netzhautareal ein bestimmter Gesichtsfeldausschnitt zugeordnet werden kann.

Skotome können je nach Bereich ihres Auftretens sehr verschiedene Strukturen aufweisen. Die temporal der Macula befindliche, horizontale Trennlinie für Nervenfasern, die von der oberen bzw. unteren Netzhauthälfte zur Papille laufen, nennt man Raphe (siehe Abb. 2.8).

Oben und unten weisen die Nervenfasern einen bogenförmigen Verlauf auf, in der nasalen Netzhaut verlaufen sie über einen größeren Bereich radial zur

⁶vaskulär [lat.], die Blutgefäße betreffend.

⁷Perfusion [lat.], die Durchströmung von Körperteilen oder Organen

Papille hin. Somit zeigen sich oben und unten auch bogenförmige Defekte, die sogenannten Bjerrum-Skotome, temporal treten keilförmige Defekte auf und nasal bildet sich wegen der horizontalen Raphe der typische nasale Sprung.

Im Folgenden sollen charakteristische glaukomatöse Veränderungen anhand von Perimetrieaufnahmen erläutert werden.

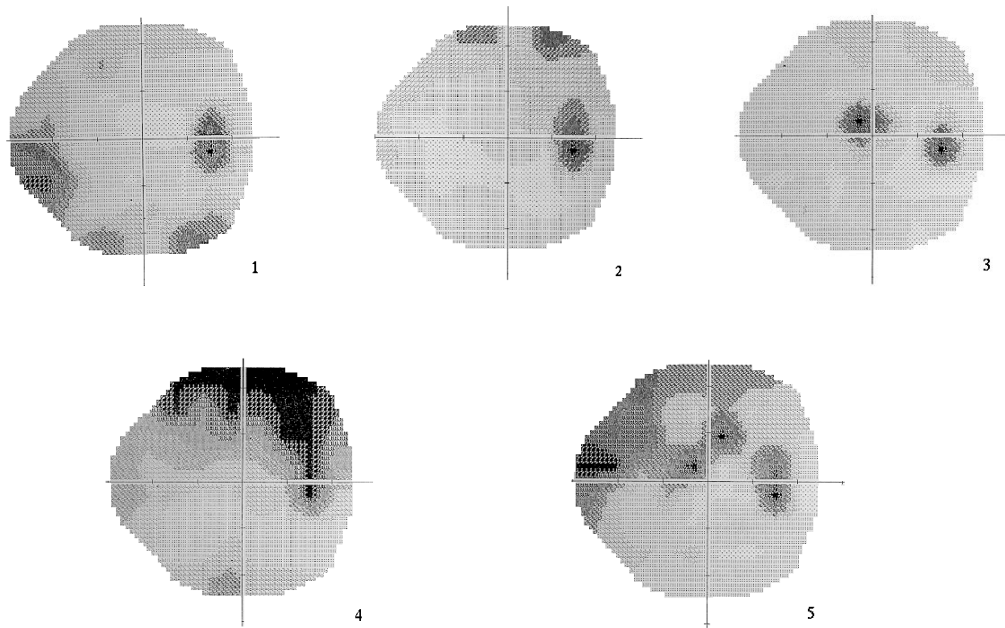


Abb. 2.12: Klassifizierung von Gesichtsfelddefekten (dunkle Flächen sind Gebiete mit Gesichtsfeldausfällen)

Nasale Sprünge sind Stufen, die eine Empfindlichkeitsdifferenz an der horizontalen Trennlinie zwischen oberem und unterem Halbfeld widerspiegeln, sie sind ein frühes und sehr spezifisches Zeichen für eine glaukomatöse Schädigung. Nasale Sprünge (Teilbild 1 in Abb. 2.12) sind zwischen 20° und 30° vom Fixationspunkt entfernt und dehnen sich später weiter in die Peripherie aus. Nur in 5 % der Fälle finden sich derartige Defekte außerhalb der 30° Grenze. Der 30° -Bereich ist ein typischer Untersuchungsbereich der klassischen, zentralen Perimetrie.

Eine gleichmäßige Vergrößerung des Blinden Fleckes ist kein eindeutiges Kennzeichen für eine Glaukomerkrankung. Sie findet sich bei myopen oder älteren Patienten. Die in Teilbild 2 dargestellte vertikale Deformation des Blinden Fleckes wird als Seidel-Skotom bezeichnet.

Parazentrale Skotome werden häufig innerhalb der zentralen 20° beobachtet. Solange derartige Skotome kleiner als 6 Winkelgrad sind, können sie bei perimetrischen Untersuchungen unbemerkt bleiben, da bei den üblichen Untersuchungsmethoden innerhalb des 30° Bereiches das Gesichtsfeld häufig in 6° -Schritten untersucht wird (Teilbild 3).

Bogenförmige Ausfälle oder Bjerrum-Skotome sind ein verlässliches Frühzeichen des glaukomatösen Gesichtsfeldes (Teilbild 4). Es handelt sich häufig um den Fixationspunkt umgebende Skotome. Das nasale Ende kann mitunter bis auf 10° an den Fixationspunkt heranreichen oder auch in der Peripherie liegen. Meist sind diese bogenförmigen Ausfälle mit dem Blinden Fleck verbunden.

Frühe periphere Defekte finden sich außerhalb der zentralen 30° nur selten. Die Skotome zeigen einen nasalen, einen vertikalen und / oder einen temporalen Defekt. Häufig wird lediglich der zentrale 30° -Bereich untersucht, so daß derartige Defekte nicht entdeckt werden. Untersucht man das ganze Gesichtsfeld, so findet man in 3-10 % der Fälle Auffälligkeiten in der Peripherie, aber keine Veränderungen in den zentralen 30° .

Bei mittlerem oder sogar schwerem Glaukomschaden ist jedoch die Beeinträchtigung in der Peripherie viel häufiger anzutreffen.

Schädigungen des Nervus opticus Durch den erhöhten Augeninnendruck kommt es im Verlauf der Erkrankung zu einer irreversiblen Schädigung des Sehnervenkopfes. Man erkennt dies an einer Aushöhlung der Papille (glaukomatöse Exkavation), die ein wichtiges Kennzeichen für eine chronische glaukomatöse Erkrankung ist. Untersuchungen dieser Exkavation werden z. B. mit dem Heidelberg Retina Tomograph (HRT) durchgeführt.

Symptome für den Patienten Für den Patienten bleibt das zentrale Sehen sehr lange erhalten. Erst wenn am Ende das zentrale Sehen auch noch ausfällt, bemerkt der Patient, daß nur noch eine, meist temporale, kleine Insel mit diffuser Lichtwahrnehmung geblieben ist.

Liegt ein Skotom in einem Auge vor, so kann der betreffende Gesichtsfeldbereich durch das andere Auge abgedeckt werden, solange dort nicht an entsprechender Stelle ebenfalls ein Skotom vorliegt. Da auf diese Weise das binokulare Gesichtsfeld auch bei fortschreitendem einseitigem Skotom vollständig erhalten bleiben kann, liegen für den Patienten lange Zeit keine Beeinträchtigungen seiner Sehfunktion vor.

Aber nicht nur der Patient merkt häufig viel zu spät von seiner Erkrankung, auch die herkömmlichen Diagnoseverfahren liefern oft zu spät erste Anhaltspunkte für eine chronische Glaukomerkrankung. So haben Vergleiche zwischen histologischen Nervenfasernuntersuchungen und perimetrischen Ergebnissen gezeigt, daß bis zu 40% der Nervenfasern verloren gehen können, bevor ein Defekt in der Goldmann-Perimetrie⁸ gefunden wird. Automatische Perimetrieuntersuchungen⁹ erreichen eine bessere Sensitivität. Hier zeigen sich bereits Auffälligkeiten bei 10-15 % Ganglienzellverlust [GW97][NN97]. Ziel dieser Arbeit ist es, ein viel sensibleres Diagnoseinstrument zur Verfügung zu stellen, welches eine Untersuchung innerhalb kurzer Zeit erlaubt. So sind Perimetrieuntersuchungen heute noch relativ zeitaufwendig und eignen sich schon allein aus diesem Grunde nicht zum routinemäßigen Einsatz.

⁸Kinetische, manuelle Perimetrie.

⁹Hierbei handelt es sich meist um sogenannte computergestützte Schwellwertperimetrieuntersuchungen.

Kapitel 3

Polarisiertes Licht & Ellipsometrie

3.1 Polarisation von Licht

In der Physik trifft man häufig auf Vektorwellen. Das räumliche und zeitliche Verhalten der Vektorfelder beschreibt man als das Phänomen der Polarisation. Liegt z.B. der Feldvektor stets in einer Ebene, so spricht man von einer linear polarisierten Welle. Alle Vektorwellen - wie Spinwellenfunktionen im Festkörper oder Lichtwellen - können Polarisation aufweisen. Bei der Beschreibung einer solchen polarisierten Welle betrachtet man stets das Verhalten eines der zur Welle gehörigen Vektorfelder an einem bestimmten Punkt zu einer bestimmten Zeit. Lichtwellen sind elektromagnetische Wellen und werden deshalb durch einen Satz von 4 Vektorfeldern beschrieben, der magnetischen Flußdichte \vec{H} , der magnetischen Feldstärke \vec{B} , der dielektrischen Verschiebung \vec{D} sowie der elektrischen Feldstärke \vec{E} . Da diese vier Vektorfelder über die Maxwellgleichungen sowie die zugehörigen Materialgleichungen miteinander verknüpft sind, reicht die Angabe der Polarisation eines Vektorfeldes, um auch die Polarisation der anderen Felder anzugeben. Magnetisches Feld und elektrisches Feld stehen immer senkrecht aufeinander und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, wie es in Abbildung 3.1 zu sehen ist. In der Regel wählt man im Falle von Licht die elektrische Feldstärke \vec{E} zur Beschreibung. Diese Wahl liegt darin begründet, daß die elektrische Kraft, die eine elektromagnetische Welle auf ein Medium ausübt, die magnetische Kraft um ein Vielfaches übertrifft.

Lichtwellen können monochromatisch sowie polychromatisch sein. Eine Fourieranalyse von Licht liefert das im untersuchten Lichtstrahl vorhandene Frequenzspektrum. Stellt dieses Spektrum nur einen δ -Peak bei einer bestimmten

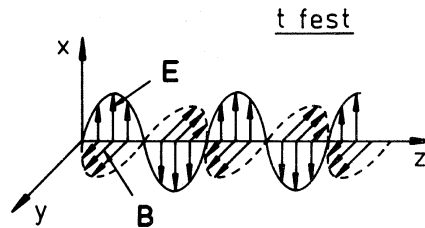


Abb. 3.1: Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle

Frequenz dar, so spricht man von monochromatischem Licht. Polychromatisches Licht enthält Anteile vieler verschiedener Frequenzen. Da sich polychromatisches Licht aus monochromatischen Lichtstrahlen superponieren läßt, möchte ich im Folgenden die Polarisation und deren Effekte lediglich anhand von monochromatischem Licht darstellen.

3.1.1 Polarisation von monochromatischem Licht

Mit den Maxwellgleichungen läßt sich zeigen, daß für monochromatisches Licht die zeitliche Änderung des Feldvektors \vec{E} durch eine Sinusfunktion beschrieben wird. Betrachtet man nun die Schwingung dieses Feldvektors an einem bestimmten Punkt, so läßt dieser sich in drei Anteile entlang der Achsen eines zugrundegelegten kartesischen Koordinatensystems aufspalten:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_1 \cdot \cos(\omega t + \delta_1) \cdot \vec{e}_1 \\ &+ E_2 \cdot \cos(\omega t + \delta_2) \cdot \vec{e}_2 \\ &+ E_3 \cdot \cos(\omega t + \delta_3) \cdot \vec{e}_3 \quad .\end{aligned}\tag{3.1}$$

Dabei spannen die Einheitsvektoren \vec{e}_1 , \vec{e}_2 , \vec{e}_3 das kartesische Koordinatensystem auf, ω ist die Winkelgeschwindigkeit der Welle und δ die Phase derselben.

Unabhängig von der Wahl der Phasen δ_i der drei einzelnen Anteile ergibt sich als Trajektorie des Endpunktes des Feldvektors \vec{E} stets eine Ellipse, wenn man diesen für alle Zustände einer Schwingungsperiode T für einen bestimmten Beobachtungspunkt im Raum einzeichnet. Diese sich ergebende Ellipse wird innerhalb der Periodendauer $T = 2\pi/\omega$ genau einmal durchlaufen.

Um zu zeigen, daß es sich bei der allgemeinen Trajektorie um eine Ellipse handelt, zerlegt man die Schwingungsgleichung in die drei Komponenten der drei Raumrichtungen. Da elektromagnetische Wellen keinen Schwingungsanteil in Ausbreitungsrichtung haben, weist die Zerlegung nur zwei Summanden auf,

nämlich diejenigen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Legt man die Fortpflanzungsrichtung auf die z-Richtung eines kartesischen Koordinatensystems, so erhält man

$$\vec{E}(z, t) = \mathbf{E}_x(z, t) \cdot \vec{e}_x + \mathbf{E}_y(z, t) \cdot \vec{e}_y \quad (3.2)$$

Dabei sind \vec{e}_x und \vec{e}_y die Einheitsbasisvektoren in x- und y-Richtung. Die komplexen Amplituden \mathbf{E}_i , $i = x, y$, beinhalten noch eine Information über die relative Phase zwischen den Schwingungen in x- und in y-Richtung. Bei derartigen Darstellungen von Schwingungsvorgängen durch komplexe Zahlen ist stets nur der Realteil für das Schwingungsverhalten maßgeblich. Die Realteile lauten

$$E_x(z, t) = \hat{E}_x \cos(kz - \omega t) \quad (3.3)$$

$$E_y(z, t) = \hat{E}_y \cos(kz - \omega t + \varphi) \quad (3.4)$$

\hat{E}_i ist die Amplitude der jeweiligen Teilwelle, k die gemeinsame Wellenzahl und φ die relative Phasenbeziehung zwischen den beiden Komponenten. Aus diesen beiden Gleichungen soll nun die Trajektorie berechnet werden. Dazu muß die Zeitabhängigkeit eliminiert werden. Unter Benutzung der Additionstheoreme der Winkelfunktionen und Einsetzen der beiden letzten Formeln ineinander zur Eliminierung von $(kz - \omega t)$ erhält man

$$\frac{E_y}{\hat{E}_y} = \frac{E_x}{\hat{E}_x} \cos(\varphi) - \sin(kz - \omega t) \sin(\varphi) \quad (3.5)$$

Hierin ist nun nur noch in der ersten Sinusfunktion eine Orts- und Zeitabhängigkeit vorhanden, welche sich aber auch durch Gleichung 3.3 eliminieren läßt, so daß man

$$\frac{E_y}{\hat{E}_y} - \frac{E_x}{\hat{E}_x} \cos(\varphi) = \left[1 - \left(\frac{E_x}{\hat{E}_x} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \sin(\varphi) \quad (3.6)$$

$$\sin^2(\varphi) = \left(\frac{E_x}{\hat{E}_x} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{\hat{E}_y} \right)^2 - 2 \left(\frac{E_x}{\hat{E}_x} \right) \left(\frac{E_y}{\hat{E}_y} \right) \cos(\varphi) \quad (3.7)$$

erhält. Nach Division durch $\sin^2(\varphi)$ ergibt sich dann

$$1 = \left(\frac{E_x}{\hat{E}_x \cdot \sin(\varphi)} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{\hat{E}_y \cdot \sin(\varphi)} \right)^2 - 2 \left(\frac{E_x}{\hat{E}_x} \right) \left(\frac{E_y}{\hat{E}_y} \right) \cot(\varphi)$$

Damit ist die obige Behauptung bewiesen, da es sich hierbei um eine Ellipsengleichung handelt. Bei dieser Gleichung liegen die Hauptachsen der Ellipse parallel zu den Koordinatenachsen. Um die ganz allgemeine Form zu erhalten, müssen noch Winkel eingeführt werden, die die Lage der Ellipse in dem umschreibenden Rechteck angeben (siehe Abb. 3.2)

Spezialfälle Verschwindet die Phasendifferenz in Gleichung 3.3, so liegt linear polarisiertes Licht vor. Die Schwingungsebene ist durch die beiden Amplituden \hat{E}_i , $i = x, y$ gegeben. Der Feldstärkevektor liegt dann nämlich immer in der durch

$$\hat{E}_x \cdot \vec{e}_x + \hat{E}_y \cdot \vec{e}_y = \text{const.}$$

beschriebenen Ebene.

Ist die Phasendifferenz hingegen gerade 90° und stimmen darüberhinaus die Amplituden der beiden Wellen entlang der Hauptachsen der allgemeinen Ellipse überein, so erhält man zirkular polarisiertes Licht. Die Feldstärke ist in diesem Fall wegen

$$E_x^2 \cdot \sin^2 \omega t + E_y^2 \cdot \cos^2 \omega t = E_0^2 (\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t) = E_0^2 = \text{const.}$$

konstant. Die allgemeine Ellipse „entartet“ zu einem Kreis. Je nach Drehrichtung unterscheidet man hier rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht¹.

3.1.2 Die Stokesvektoren

Ist von Licht lediglich die Form der Wellengleichung bekannt, so lassen sich daraus häufig noch nicht direkte Aussagen über den Polarisationszustand machen. Wünschenswert wäre eine Darstellungsform, an welcher man die polarisierten Anteile des Lichtes sofort ablesen kann. Stokesvektoren stellen eine derartige Beschreibung von polarisiertem Licht dar. Natürlich gibt es viele Möglichkeiten der Beschreibung, wie z. B. die Jonesvektoren [Pe93]. Wie immer in der Physik stellen sich für verschiedenartige Problemstellungen verschiedene Modelle als mehr oder weniger geeignet heraus. Für unsere Zwecke hat sich die Beschreibung durch Stokesvektoren als sehr praktisch erwiesen.

Stokesvektoren sind Vierervektoren, deren Komponenten die Quadrate von Intensitäten einzelner polarisierter Anteile des zu beschreibenden Lichtes sind. Diese Komponenten werden in der Praxis aus Intensitätsmessungen gewonnen. Auf die experimentelle Bestimmung möchte ich im 5. Kapitel näher eingehen.

¹In Anlehnung an die Elementarteilchenphysik finden sich in vielen Büchern auch die Bezeichnungen des zirkular polarisierten Lichtes mit positiver bzw. negativer Helizität.

Je nach verwendetem Basissystem² werden die einzelnen Komponenten auch unterschiedlich definiert. Ich möchte hier nicht den Weg über die verschiedenen Basen gehen, sondern von Gleichung 3.7 ausgehen und diese über eine Schwingungsperiode (oder ein Vielfaches davon) mitteln:

$$\frac{\langle E_x^2 \rangle}{\hat{E}_x^2} + \frac{\langle E_y^2 \rangle}{\hat{E}_y^2} - 2 \frac{\langle E_x E_y \rangle}{\hat{E}_x \hat{E}_y} \cos(\varphi) = \sin^2(\varphi) \quad (3.8)$$

Unter Beachtung der Tatsache, daß

$$\langle \sin^2 x \rangle = \langle \cos^2 x \rangle = \frac{1}{2}$$

ist, wenn man über eine Periode 2π mittelt, errechnet man leicht

$$\langle E_x^2 \rangle = \frac{\hat{E}_x^2}{2} \quad \langle E_y^2 \rangle = \frac{\hat{E}_y^2}{2} \quad \langle E_x E_y \rangle = \frac{\hat{E}_x \hat{E}_y \cos(\varphi)}{2},$$

woraus unmittelbar folgt

$$\underbrace{[\hat{E}_x^2 + \hat{E}_y^2]^2}_{I^2} = \underbrace{[\hat{E}_x^2 - \hat{E}_y^2]^2}_{M^2} + \underbrace{[2\hat{E}_x \hat{E}_y \cos(\varphi)]^2}_{C^2} + \underbrace{[2\hat{E}_x \hat{E}_y \sin(\varphi)]^2}_{S^2} \quad (3.9)$$

Diese Summanden lassen sich auch anschaulich deuten. So entspricht I der Intensität des Lichtstrahles. Diese setzt sich aus den 3 Komponenten M, C und S zusammen, wobei M angibt, um wieviel die lineare Polarisation in x-Richtung diejenige in y-Richtung überwiegt. Analog ist C zu verstehen, nur daß hier die betrachteten Richtungen diejenigen sind, die mit der x- und y-Richtung einen Winkel von 45° bzw. 135° einschließen. S schließlich ist die Differenz des rechtszirkular polarisierten und linkszirkular polarisierten Anteils.

Wenn der zu beschreibende Lichtstrahl vollständig polarisiert ist, ergibt sich die Intensität aus der Summe der Intensitätsanteile der einzelnen Polarisationskomponenten:

$$I^2 = M^2 + C^2 + S^2$$

Sobald jedoch auch ein unpolarisierter Anteil im Licht enthalten ist, trägt dieser zwar zur Intensität bei, tritt aber nicht in den Komponenten M, C und S auf. Folglich ist die Gesamtintensität größer als die Summe der polarisierten Anteile, und die letzte Gleichung wird zur Ungleichung:

²Eine sehr schöne Herleitung der Stokesparameter sowohl im Basissystem der linearen Polarisationen als auch im Basissystem der zirkularen Zustände findet sich in [Ja83].

$$I^2 \geq M^2 + C^2 + S^2$$

Im Allgemeinen sind zur vollständigen Beschreibung also alle 4 Parameter nötig, die zu einem Vektor zusammengefaßt werden, dem Stokesvektor \mathbf{S} :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix}$$

Einige Beispiele zu Stokesvektoren finden sich im Abschnitt 3.1.3.

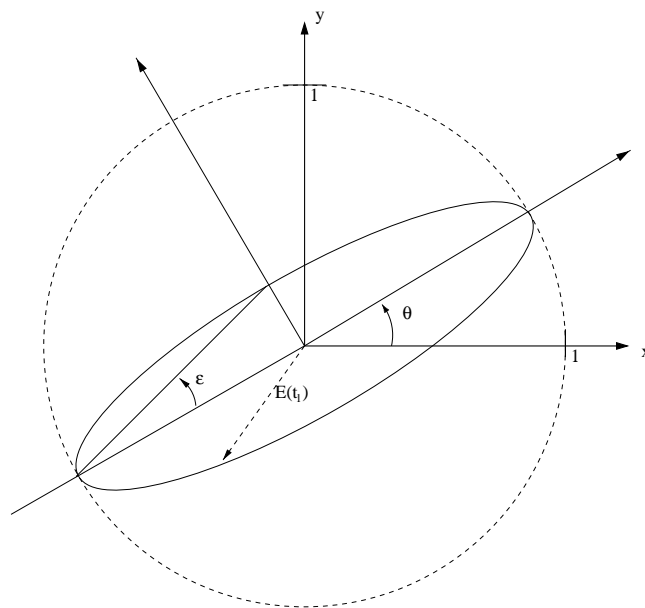


Abb. 3.2: Die Lage der Polarisationsellipse im kartesischen Koordinatensystem

Aus dem Stokesvektor und seinen Komponenten lassen sich noch weitere Informationen extrahieren. Im Folgenden seien einige Beispiele genannt:

- Der Stokesvektor läßt sich nach dem oben Gesagten als Summe zweier Vektoren darstellen: Einem Vektor, der den vollständig polarisierten Anteil beschreibt, sowie einem zweiten, der die unpolarisierte Komponente des Strahles umfaßt.

$$\mathbf{S} = {}^t(I, M, C, S) = S_{tp} + S_{un} \quad (3.10)$$

$$S_{tp} = {}^t(\sqrt{M^2 + C^2 + S^2}, M, C, S) \quad (3.11)$$

$$S_{un} = {}^t((I - \sqrt{M^2 + C^2 + S^2}), 0, 0, 0) \quad (3.12)$$

Dabei steht der Index „tp“ für „totally polarized“, der Index „un“ für „unpolarized“.

- Ein wichtiger Parameter bei der Beschreibung von unvollständig polarisiertem Licht ist der sogenannte *Polarisationsgrad* \mathcal{P} , der als Verhältnis zwischen der Intensität der total polarisierten Komponenten und der Gesamtintensität der Welle definiert ist:

$$\mathcal{P} = \frac{\sqrt{M^2 + C^2 + S^2}}{I}$$

Der Polarisationsgrad nimmt Werte zwischen 0 und 1 an. Dabei steht 0 für völlig unpolarisiertes Licht und 1 für vollständig polarisiertes.

- Desweiteren lassen sich auch Aussagen über die Lage der Polarisationsellipse machen. Der Azimutwinkel θ und der elliptische Winkel ϵ der Ellipse des vollständig polarisierten Anteils ergeben sich folgendermaßen aus den Komponenten des Stokesvektors

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{C}{M} \right) \quad \epsilon = \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{S}{\sqrt{M^2 + C^2 + S^2}} \right]$$

Zur Verdeutlichung der Parameter θ und ϵ siehe Abbildung 3.2.

- Somit läßt sich der Stokesvektor durch die totale Intensität I , den Polarisationsgrad \mathcal{P} sowie die Winkel θ und ϵ ausdrücken:

$$\mathbf{S} = I \left(1, \mathcal{P} \cos(2\epsilon) \cos(2\theta), \mathcal{P} \cos(2\epsilon) \sin(2\theta), \mathcal{P} \sin(2\epsilon) \right) \quad (3.13)$$

Normiert man z.B. die Intensität auf 1, so ist der Polarisationszustand durch \mathcal{P} , θ und ϵ eindeutig bestimmt. Im Unterraum, der durch Basisvektoren entlang der M-, C- und S-Achse aufgespannt wird, ist nun jeder Polarisationszustand durch einen Punkt gegeben. Dies ist der erste Schritt zur Einführung der Poincaré-Kugel.

3.1.3 Die Poincaré-Kugel

Dieser Raum, in welchem jedem Punkt ein bestimmter Polarisationszustand zugeordnet ist, hat die Form einer Sphäre und wird nach H. Poincaré als Poincaré-Kugel bezeichnet, der diese Art der Beschreibung 1892 aufstellte [Po92].

Geht man weiter von dem im letzten Abschnitt eingeführten Unterraum (MCS) aus, so lassen sich folgende Eigenschaften festhalten:

1. Der Ursprung, $\mathcal{P} = 0$, stellt einen völlig unpolarisierten Strahl dar.
2. Der Unterraum wird begrenzt durch eine Kugel mit Radius 1, da die einzelnen Komponenten insgesamt nicht mehr als '1' zur Intensität beitragen können, nachdem die Gesamtintensität auf 1 normiert wurde.
3. Jeder Punkt auf der Oberfläche dieser Einheitskugel, $\mathcal{P} = 1$, repräsentiert einen vollständig polarisierten Strahl.
4. Sieht man vom Ursprung ab, so verkörpert jeder Punkt im Innern der Sphäre, $0 < \mathcal{P} < 1$, eine teilweise polarisierte Welle. Punkte außerhalb der Sphäre beschreiben physikalisch nicht sinnvolle Zustände (s. Punkt 2).

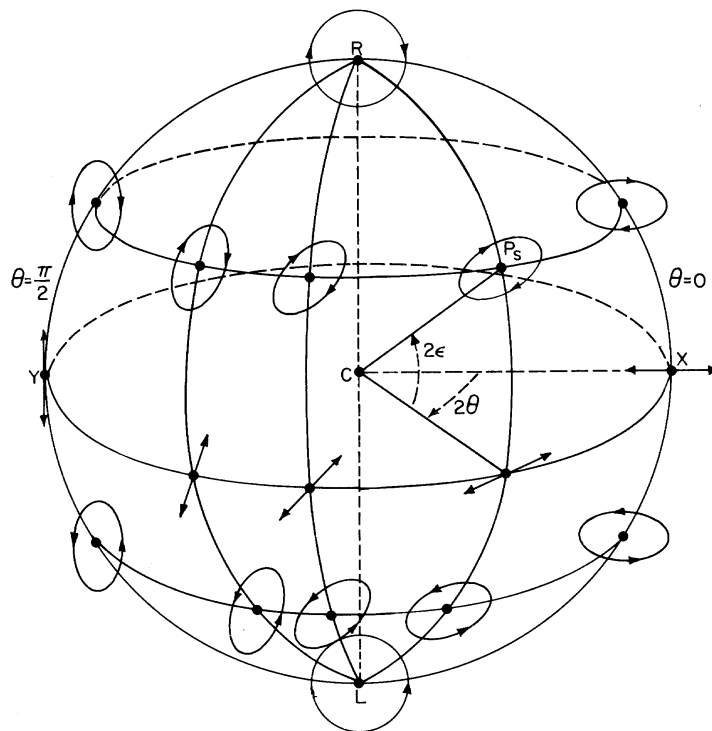


Abb. 3.3: Polarisationszustände in der Poincaré-Kugel

Abbildung 3.3 zeigt diese Sphäre, in welche bereits – durch kleine Ellipsen gekennzeichnet – verschiedene Polarisationszustände eingezeichnet sind.

Die eben getroffenen Feststellungen zum (MCS)-Unterraum lassen sich noch durch die folgenden Punkte erweitern:

- Nord- und Südpol der Sphäre vertreten die links- und rechtszirkular polarisierten Zustände.

- Von den Punkten auf dem Äquator sowie Nord- und Südpol abgesehen stellen alle Punkte auf der Sphäre elliptisch polarisiertes Licht dar. Unterhalb des Äquators (entspricht der „südlichen Hemisphäre“) sind die Polarisierungen linksgedreht, oberhalb rechtsgedreht.
- Die Zustände mit gleichem azimuthalem Winkel θ bilden eine Familie von halben Großkreisen, die durch Nord- und Südpol gezogen werden (Längengrade). Der Längengrad ist dabei doppelt so groß wie der Azimutwinkel der Polarisationsellipse, welcher im Uhrzeigersinn positiv gerechnet wird. Der Uhrzeigersinn bezieht sich in diesem Falle auf folgende Betrachtungsrichtung: Man blickt von oben auf die Sphäre entlang der Verbindung von Nord- und Südpol. Die Nullstellung ist dort, wo der Punkt liegt, welcher eine Ellipse mit Azimutwinkel $\theta = 0$ beschreibt.
- Die Gebiete gleicher Elliptizität ϵ liegen auf Breitengraden (orthogonal zu den Linien gleichen Azimutwinkels).

All diese Feststellungen können in der einfachen Tatsache festgehalten werden, daß ein Zustand mit Azimutwinkel θ und Elliptizität ϵ in der Poincaré-Kugel durch den Punkt beschrieben wird, dessen Längengrad das Doppelte des Azimutwinkels ist, also 2θ , und dessen Breitengrad das Doppelte von ϵ ist. Gegenüberliegende Punkte der Kugel repräsentieren demnach orthogonale Polarisationszustände. In Abbildung 3.3 sind auch die erwähnten Längen- und Breitengrade eingezeichnet. Abbildung 3.4 zeigt einige einfache, in die Poincaré-Kugel eingezeichnete Stokesvektoren.

3.2 Doppelbrechung

Viele Kristalle sind anisotrop, was bedeutet, daß ihre physikalischen Eigenschaften, wie z.B. der Abstand einzelner Atome bzw. Moleküle, von der Richtung im Kristall abhängen.

Da es bei polarisiertem Licht auch ausgezeichnete Richtungen im Raum gibt (z.B. die Polarisationsebene bei linear polarisiertem Licht), kann man sich leicht vorstellen, daß derartige Materialien einen ganz besonderen Einfluß auf polarisiertes Licht zeigen.

Als Doppelbrechung bezeichnet man nun den Effekt, daß derartige Materialien in verschiedenen Richtung verschiedene Brechungsindices und damit verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten für elektromagnetische Wellen aufweisen.

Die Ursachen der Doppelbrechung liegen im kristallinen Aufbau dieser Materialien. Die geometrische Anordnung der einzelnen Moleküle im Kristall sowie die

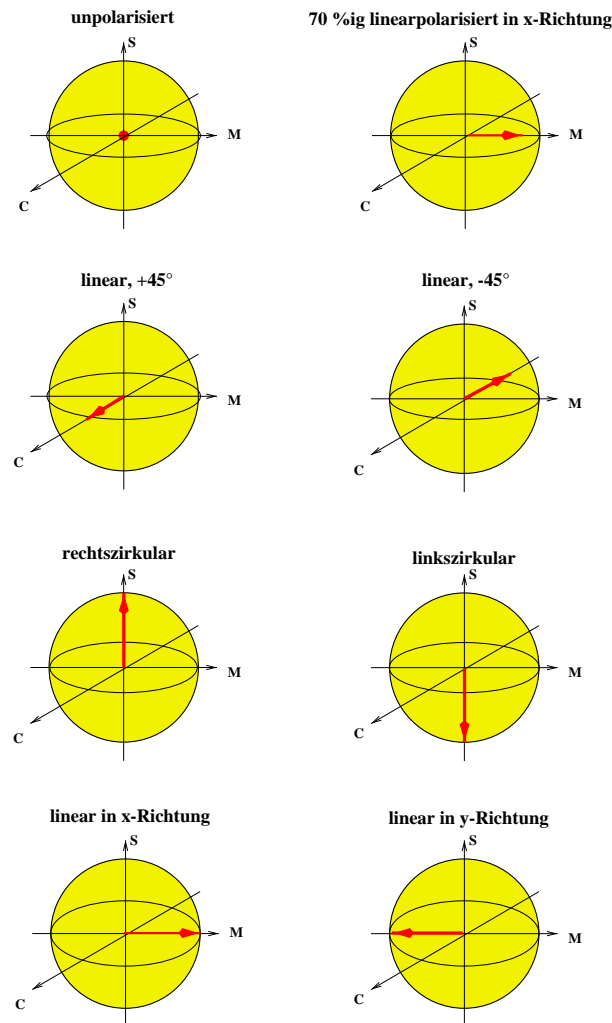


Abb. 3.4: Einfache Stokesvektoren in der Poincaré-Kugel

Ausrichtung der Elektronenwolken, die in Zusammenhang mit der Besetzung der äußersten Elektronenschale steht, spielen dabei eine große Rolle, da diese Elektronen mit ihren Schwingungen für die Ausbreitung der Welle entscheidend sind. Ich möchte hier nicht näher auf die physikalischen Ursachen eingehen, die der geneigte Leser z.B. in [BS93] findet.

Im einfachsten Fall weist ein anisotroper Kristall eine einzige Symmetrieachse auf, die in der Optik auch als *optische Achse* bezeichnet wird. Um nicht noch zusätzlich Dispersionseffekte berücksichtigen zu müssen, gehe ich im Folgenden von monochromatischen Lichtwellen aus.

Alle physikalischen Eigenschaften sind isotrop in den Ebenen, die senkrecht zur optischen Achse liegen, insbesondere ist somit die Lichtgeschwindigkeit in jeder Richtung, die senkrecht zur optischen Achse ist, gleich.

Aber auch in diesen Richtungen, wie in allen Richtungen, die nicht parallel zur Hauptachse sind, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen von der Polarisationsrichtung abhängig. Die Lichtgeschwindigkeit in Richtung der optischen Achse wird auch als Hauptlichtgeschwindigkeit c_o bezeichnet und ist unabhängig von der Polarisationsrichtung.

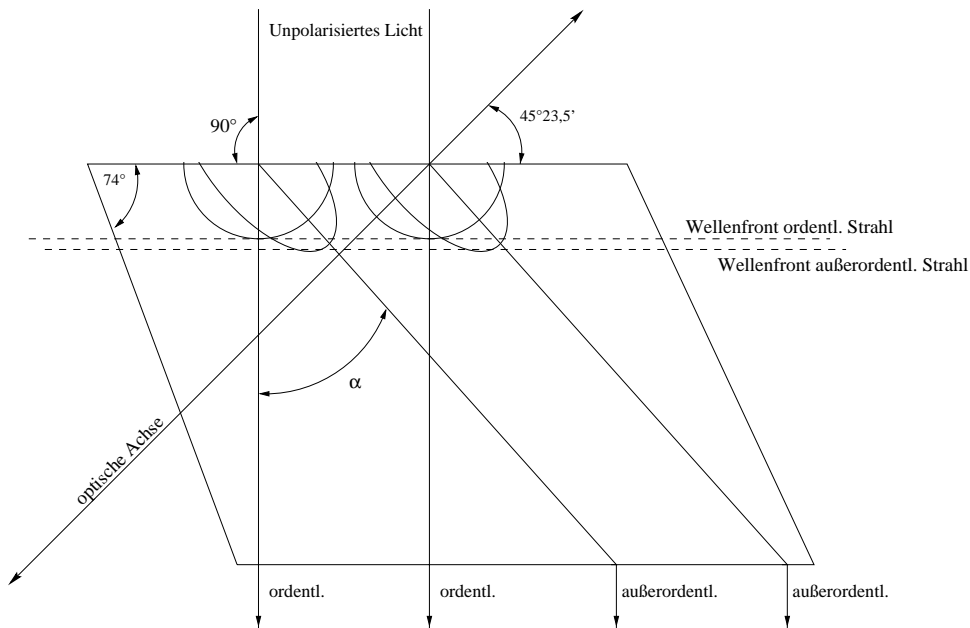


Abb. 3.5: Lichteinfall schräg zur optischen Achse

Breitet sich nun eine Lichtwelle nicht in dieser ausgezeichneten Richtung aus, sondern schließt mit dieser Achse einen Winkel $\neq 0^\circ$ ein, so erfahren unterschiedliche Polarisationszustände unterschiedliche Brechungsindices.

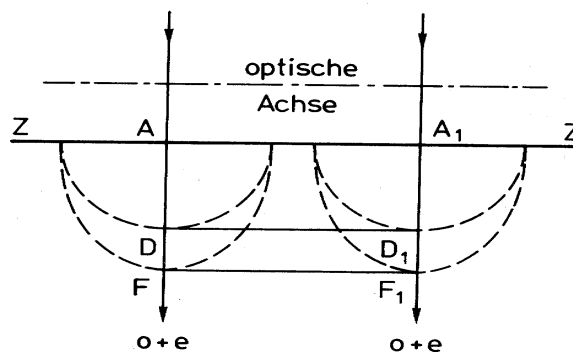


Abb. 3.6: Wellenfronten bei Lichteinfall senkrecht zur optischen Achse (o= ordinaire, e=extraordinaire)

Mittels des Huygens'schen Prinzips läßt sich zeigen, daß der in das doppelbrechende Medium eintretende Strahl in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufspaltet. Er läßt sich in zwei Komponenten zerlegen, von denen eine parallel, die andere senkrecht zur optischen Achse verläuft. Während sich nach dem Huygens'schen Prinzip in isotropen Medien aus jeder einfallenden Elementarwelle eine Kugelwelle entwickelt, „entartet“ diese Kugel nun zu einem Ellipsoid, wie man sich anhand von Abbildung 3.5 klar macht. In dieser Abbildung ist der Winkel α stark übertrieben eingezeichnet. Selbst bei stark doppelbrechendem Calcit beträgt er nur wenig mehr als 6° [BS93].

In der Ellipsometrie wendet man nun häufig den Spezialfall an, bei welchem die optische Achse des Mediums senkrecht zum einfallenden Strahl verläuft (siehe Abb. 3.6). In diesem Fall tritt zwar auch eine Aufspaltung in einen ordentlichen und in einen außerordentlichen Strahl auf, aber keiner der beiden Strahlen erfährt eine Richtungsänderung gegenüber dem ursprünglichen Strahl. Lediglich die Wellenfronten der beiden Teilstrahlen schreiten mit unterschiedlicher Geschwindigkeit voran. Somit verändert sich die Phasenbeziehung zwischen den beiden Strahlen, so daß das Medium effektiv lediglich zu einer neuen Phasenverschiebung δ führt. Die Verschiebung δ läßt sich quantitativ sehr leicht bestimmen. In ein Medium der Dicke d „passen“ $\frac{d \cdot n_o}{\lambda_0}$ bzw. $\frac{d \cdot n_e}{\lambda_0}$ Wellenzüge, wobei λ_0 die Wellenlänge außerhalb des Mediums ist. Damit ergibt sich die Phasenverschiebung zu

$$\delta = 2\pi \cdot d \cdot \frac{|n_o - n_e|}{\lambda_0} . \quad (3.14)$$

3.2.1 Formdoppelbrechung

Die doppelbrechenden Eigenschaften von Kristallen erklären sich aus einer anisotropen Anordnung der Valenzelektronen oder generell aus den anisotropen elektrischen Eigenschaften der Moleküle.

Manche Stoffe weisen aber Doppelbrechung auf, die auf makroskopischeren Eigenschaften der Medien beruht. Dieses Phänomen tritt z. B. auf, wenn eine Ordnung von Strukturen besteht, die selbst optisch isotrop sind, deren Größe zwar groß im Vergleich zu den Molekülen, jedoch klein im Vergleich zur Wellenlänge des Lichtes ist.

Im Folgenden soll die allgemeine Formel von Wiener für diese sogenannte Formdoppelbrechung hergeleitet werden. Dazu betrachte man eine Anordnung, die aus dünnen, parallelen Platten besteht. Wie aus Abbildung 3.7 ersichtlich, ist ϵ_1 die dielektrische Konstante innerhalb der Platten, ϵ_2 diejenige im umgebenden Me-

dium. t_1 stellt die Plattendicke dar, t_2 den Abstand derselben. Gilt nun

$$t_1 \ll \lambda \quad \text{und} \quad t_2 \ll \lambda,$$

wobei λ die Wellenlänge des Lichtes ist, sowie die Annahme, daß die Plattenausdehnung sehr viel größer als die Wellenlänge ist, so muß das elektrische Feld im gesamten Bereich stetig sein.

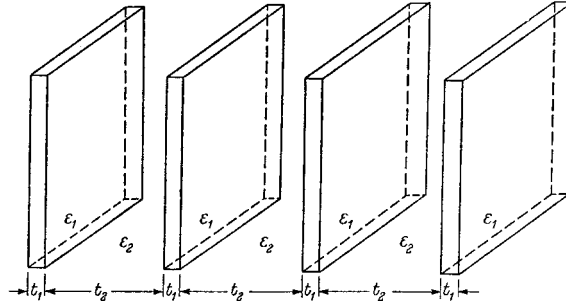


Abb. 3.7: Modellvorstellung zur Formdoppelbrechung

Aus Lehrbüchern der Elektrodynamik (z.B. [Ja83]) entnimmt man, daß die elektrische Verschiebung konstant über die Oberfläche sein muß, an der sich die Eigenschaften des Mediums ändern, so daß die elektrische Verschiebung innerhalb sowie außerhalb der Platten gleich sein muß. Für die entsprechenden elektrischen Felder gelten dann die Materialgleichungen

$$\vec{E}_1 = \frac{\vec{D}}{\epsilon_1} \quad \vec{E}_2 = \frac{\vec{D}}{\epsilon_2}.$$

Das gemittelte elektrische Feld ergibt sich zu

$$\vec{E} = \frac{t_1 \frac{\vec{D}}{\epsilon_1} + t_2 \frac{\vec{D}}{\epsilon_2}}{t_1 + t_2},$$

woraus für die effektive dielektrische Konstante ϵ_{\perp} folgt

$$\epsilon_{\perp} = \frac{\vec{D}}{\vec{E}} = \frac{(t_1 + t_2)\epsilon_1\epsilon_2}{t_1\epsilon_2 + t_2\epsilon_1} = \frac{\epsilon_1\epsilon_2}{f_1\epsilon_2 + f_2\epsilon_1}.$$

f_1 und f_2 sind dabei die relativen Volumenanteile gemäß

$$f_1 = \frac{t_1}{t_1 + t_2} \quad f_2 = \frac{t_2}{t_1 + t_2} = 1 - f_1.$$

Nun fehlt in der Betrachtung lediglich noch die Komponente des elektrischen Feldvektors, die parallel zu den Platten schwingt. Diese Komponente ist stetig

über den unstetigen Verlauf der dielektrischen Materialkonstanten, so daß hier nun das elektrische Feld \vec{E} innerhalb und außerhalb der Platten konstant ist, die dielektrische Verschiebung hingegen einen Sprung macht

$$\vec{D}_1 = \epsilon_1 \vec{E} \quad \vec{D}_2 = \epsilon_2 \vec{E}.$$

Mittelt man diese Verschiebung nun wieder und berechnet daraus das effektive ϵ_{\parallel} , so findet sich

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{|\vec{D}|}{|\vec{E}|} = \frac{t_1 \epsilon_1 + t_2 \epsilon_2}{t_1 + t_2} = f_1 \epsilon_1 + f_2 \epsilon_2.$$

Die gewählte Anordnung hat die Gestalt eines uniaxialen Kristalls, dessen optische Achse senkrecht zur Plattenebene liegt. Es gilt $\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} > 0$, denn mit obigen Formeln erhält man:

$$\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} = \frac{f_1 f_2 (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2}{f_1 \epsilon_2 + f_2 \epsilon_1} \geq 0.$$

Drückt man diesen Sachverhalt mit Brechungsindices aus, so ergibt sich

$$n_e^2 - n_o^2 = -\frac{f_1 f_2 (n_1^2 - n_2^2)^2}{f_1 n_2^2 + f_2 n_1^2}.$$

Wiener untersuchte nun den Fall von parallelen, dünnen Stäbchen. Er zeigte, daß, wenn die Stäbchen einen sehr kleinen Anteil am Gesamtvolumen haben ($f_1 \ll 1$), die letzte Gleichung folgendermaßen umgeformt werden kann:

$$n_e^2 - n_o^2 = \frac{f_1 f_2 (n_1^2 - n_2^2)^2}{(1 + f_1) n_2^2 + f_2 n_1^2}. \quad (3.15)$$

Dies stellt ein positives uniaxiales System dar, dessen optische Achse parallel zur Achse der Stäbchen verläuft.

3.3 Optische Komponenten

3.3.1 Dichroismus und Linearpolarisatoren

Ganz allgemein bezeichnet Dichroismus eine selektive Absorption von einer der zwei orthogonalen Polarisationszustände, in welche polarisiertes Licht zerlegt werden kann. Von besonderem Interesse sind dichroitische Kristalle. Medien, die keine Doppelbrechung aufweisen, lassen sich bzgl. ihres Absorptionsverhaltens durch eine einzige Kurve charakterisieren. Die Absorption erfolgt hierbei unabhängig von Ausbreitungs- bzw. Polarisationsrichtung. Im bereits besprochenen Fall des

optisch einachsigen Kristalls existieren für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl zwei getrennte Absorptionskurven. Abbildung 3.8 zeigt das Reflexionsprofil für Eisenspat ($FeCO_3$). Dabei stellt die oberste Kurve (A) den Verlauf für unpolarisiertes, Kurve B das Reflexionsverhalten für polarisiertes Licht mit dem elektrischen Vektor senkrecht zur optischen Achse und Kurve C den Verlauf für polarisiertes Licht mit der Polarisations Ebene parallel zur optischen Achse dar. Man kann die in Kurve A erkennbaren 3 Reflexionsmaxima klar dem außerordentlichen und dem ordentlichen Strahl zuordnen.

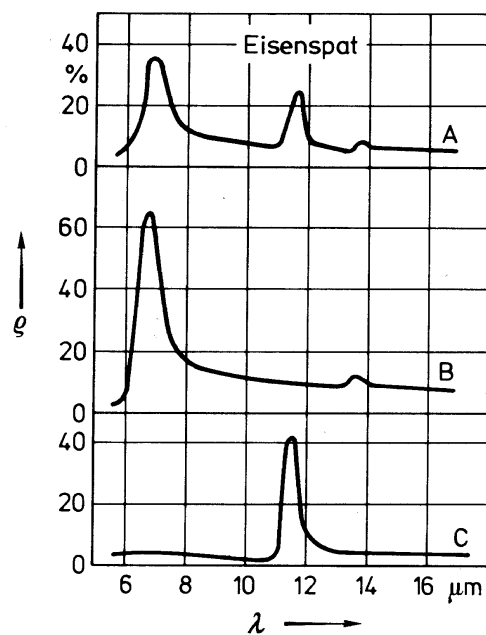


Abb. 3.8: Dichroismus von Siderit (Eisenspat)

Ein idealer Linearpolarisator sollte nun Licht beliebigen Polarisationszustandes in linearpolarisiertes Licht transformieren. Im Formalismus der Eigenpolarisationen und Eigenwerte besitzt ein Linearpolarisator lineare Eigenpolarisationen, von denen ein Eigenwert Null ist. Auftreffendes Licht zerlegt man in 2 Komponenten parallel zu den beiden Eigenpolarisationen. Die Komponente in der Richtung mit Eigenwert 0 wird völlig ausgelöscht, während die andere ggf. mit geringer Abschwächung durchgelassen wird. Dichroitische Kristalle können also als Linearpolarisatoren Verwendung finden. Je dicker der Kristall, desto vollständiger die Absorption.

3.3.2 Pockels-Effekt und Pockelszellen

Will man Licht wahlweise in verschiedenen Richtungen polarisieren, so sind optische Komponenten wünschenswert, bei denen sich die optisch aktiven Eigenschaften regulieren lassen. Da Doppelbrechung ein Effekt ist, der stark mit der Anisotropie der Medien verknüpft ist, eignen sich dafür äußere Einflüsse, die ebenso eine bestimmte räumliche Anisotropie aufweisen, um die optischen Eigenschaften der Medien zu verändern.

Ein sehr wichtiger Effekt ist der *Pockels-Effekt*. Hierbei führt die Anwesenheit eines elektrischen Feldes zu einer inneren Umverteilung der Bindungskräfte des Mediums, was eine Veränderung der Brechungsindices bewirkt. Der Effekt ist linear elektrooptisch, da die induzierte Doppelbrechung proportional zur ersten Potenz der angelegten Spannung ist. Dieser Effekt tritt nur in Kristallen auf, denen ein Symmetriezentrum fehlt.

Eine Pockelszelle ist nun ein geeigneter Kristall, an den zwei Elektroden angeschlossen werden. Die benötigten Spannungen betragen charakteristischerweise 500-1000 V bei Einsatz als $\lambda/2$ -Phasenschieber.

Je nachdem, ob das angelegte Feld senkrecht oder parallel zur Ausbreitungsrichtung des zu beeinflussenden Lichtstrahles angelegt werden muß, spricht man von transversaler oder longitudinaler Anordnung. Der Kristall wird so ausgerichtet, daß seine optische Achse längs der Fortpflanzungsrichtung des Strahls liegt. In diesem Fall ist die Phasenverschiebung durch den longitudinalen Pockelseffekt durch

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{n_o^3 \cdot \tau \cdot V}{\lambda_0}$$

gegeben. Hierbei steht τ für die elektrooptische Konstante in m/V (Materialkonstante), n_o ist der Brechungsindex für den ordentlichen Strahl, V der Potentialunterschied und λ_0 die Vakuumwellenlänge.

3.4 Muellermatrizen

Im Abschnitt 3.1.2 wurde gezeigt, daß sich Polarisationszustände durch Vierervektoren (die Stokesvektoren) beschreiben lassen. Der letzte Abschnitt handelte von Doppelbrechung und Dichroismus, also von optisch aktiven Materialien. Tritt nun polarisiertes Licht durch derartige Materialien, so wird sich ihr Polarisationszustand im Allgemeinen verändern. Da nun die Stokesvektoren diese Zustände beschreiben, müssen sich also auch diese beim Durchtritt des zu beschreibenden Strahls ändern.

Mathematisch entspricht dieser Änderung der Stokesvektoren eine Transformation der Vektoren in andere Vektoren im MCS-Raum. Die Transformation erfolgt, da es sich um Vierervektoren handelt, durch Anwendung einer 4x4-Matrix auf die Stokesvektoren. Diese Transformationsmatrizen tragen den Namen „Muellermatrizen“³. Zwischen dem in ein Medium eintretenden Strahl (beschrieben durch \mathbf{S}_{in}), der das Medium repräsentierenden Matrix \mathbf{M} und dem das Medium verlassenden Stokesvektor \mathbf{S}_{out} besteht also der folgende Zusammenhang

$$\mathbf{S}_{out} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{S}_{in} \quad . \quad (3.16)$$

Durchquert der Strahl mehrere Medien, so ergibt sich die resultierende Muellermatrix durch die Verkettung, also Hintereinanderausführung der entsprechenden Muellermatrizen.

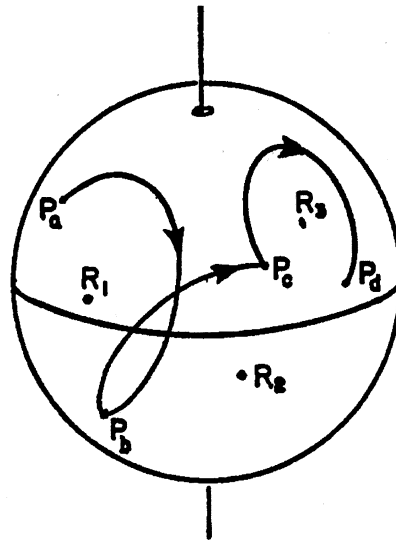


Abb. 3.9: Transformation von Stokesvektoren in der Poincaré-Kugel

In Tabelle 3.1 finden sich einige Beispiele von häufig vorkommenden Muellermatrizen.

Somit stellen die Muellermatrizen also die Transformationsmatrizen für Stokesvektoren dar. Natürlich lassen sich die Matrizen auch im Poincaré-Raum deuten.

³Dieser Formalismus wurde 1943 von Hans Mueller eingeführt, der zu dieser Zeit Professor der Physik am Massachusetts Institute of Technology war.

Optisches Element	Muellermatrix
Horizontalpolarisator	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Vertikallinearpolarisator	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Linearpolarisator bei $+45^\circ$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Linearpolarisator bei -45°	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Homogener Zirkularpolarisator (rechts)	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Homogener Zirkularpolarisator (links)	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

Tab. 3.1: Einige optische Elemente mit ihren Muellermatrizen

In diesem Formalismus erhält man den transformierten Stokesvektor in der Poincaré-Kugel, indem man den in das Medium eintretenden Stokesvektor \mathbf{S}_{in} um den Eigenvektor der beschreibenden Muellermatrix auf den austretenden Vektor \mathbf{S}_{out} dreht. Um diese Drehung durchzuführen, müssen lediglich die Lage des Eigenvektors der Muellermatrix und die Phasenverschiebung, die hier als Drehwinkel auftritt, bekannt sein.

Abbildung 3.9 zeigt das Verhalten eines polarisierten Lichtstrahls, der mehrere Medien durchtritt. Er tritt im Ausgangszustand, der durch P_a vertreten wird, in das erste Medium ein und wird um den Eigenvektor R_1 der entsprechenden Muellermatrix auf den Stokesvektor P_b abgebildet. Analog wirken dann die weiteren Medien mit den zugehörigen Matrixeigenvektoren R_2 , R_3 bis sich schließlich der Endzustand - hier durch P_d repräsentiert - ergibt.

3.5 Doppelbrechung im Auge

3.5.1 Doppelbrechende Eigenschaften der Retina

Bei den polarisierenden Eigenschaften der Retina muß man die in Abschnitt 2.2 genannten Schichten einzeln betrachten. Die bei unseren Untersuchungen besonders interessierende Schicht ist die Nervenfaserschicht. Durch ihre innere Struktur führen die Nervenfasern zu einer Formdoppelbrechung, bei deren Parametern die Formel von Wiener (Gl. 3.15 aus Abschnitt 3.2.1) Anwendung finden kann. Im Fall der Nervenfasern beruht diese Art der Doppelbrechung auf der Anordnung der Mikrostrukturen innerhalb der Nervenfasern (Neurotubuli).

Zusätzlich ist es möglich, daß eine weitere Doppelbrechungskomponente vorliegt, die sogenannte intrinsische Doppelbrechung, welche durch an die Nervenfasern angedockte Luteinpigmente verursacht wird. Die daher rührende Doppelbrechung weist eine optische Achse auf, die parallel zu den Axonen⁴ und damit parallel zur optischen Achse verläuft, die durch die Formdoppelbrechung gegeben ist. Diese beiden Komponenten verstärken sich also in ihrer Wirkung.

Eine weitere doppelbrechende Struktur stellen die Photorezeptoren dar. Aus Symmetriegründen liegt in diesem Fall die optische Achse parallel zur Symmetrieachse der Photorezeptoren, welche senkrecht auf der Netzhautebene stehen. Daher verläuft das Licht parallel zur optischen Achse und erfährt keine polarisationsverändernde Wirkung.

⁴Axon = Nervenfortsatz

3.5.2 Doppelbrechung in den transparenten Medien

Der Laserstrahl, der in das Auge eingekoppelt wird, durchdringt auf seinem Weg zur Netzhaut auch den dioptischen Apparat. Polarisationsverändernde Einflüsse, die hierbei auftreten, müssen unbedingt berücksichtigt werden, um die von der Netzhaut herrührende Phasenverzögerung bestimmen zu können. Zu beachten sind also die Einflüsse von Hornhaut, Linse, Kammerwasser und Glaskörper.

Hornhaut

Ellipsometrische Untersuchungen der Hornhaut lassen auf eine biaxiale Doppelbrechung schließen [Si88]. Da die Hornhaut selbst aus mehreren, recht unterschiedlichen Schichten besteht, müßten eigentlich die Einflüsse der verschiedenen Schichten und deren Überlagerung betrachtet werden. Der Haupteinfluß rührt aber vom Stroma, der mittleren und zugleich dicksten Schicht, her. Die anderen Schichten weisen entweder keine oder eine im Vergleich zum Stroma vernachlässigbare räumliche Anisotropie auf. Das Stroma setzt sich aus Lamellen zusammen, die aus parallelen Collagenfasern bestehen. Diese Anordnung erfüllt die Voraussetzungen, die zur Wiener-Formel führten (siehe Abschnitt 3.2.1). Die Anordnung dieser Fasern hat entscheidenden Einfluß auf die doppelbrechende Achse des Stromas. Wenn die Fasern völlig statistisch ausgerichtet wären, würden sich die Anteile in der Ebene der Lamellen wegmitteln, so daß sich eine optische Achse ergäbe, die senkrecht auf der Cornea-Oberfläche stände. Aus der Existenz des biaxialen Charakters der Hornhaut läßt sich nun folgern, daß die Fasern eine Vorzugsrichtung aufweisen. Untersuchungen zeigten, daß die in der Ebene der Cornea liegende Komponente der langsamen Achse der Hornhaut i. d. R. nasal abwärts gerichtet ist.

Linse

Projekte, die sich mit der Doppelbrechung der Linse des menschlichen Auges beschäftigten, erzielten wiederholt das Resultat, daß sich die Brechungsindices zwischen der schnellen und der langsamen Achse nur im Größenordnungsbereich von 10^{-6} unterscheiden [Br91]. Obwohl es noch keine allgemein anerkannte Erklärung für dieses Ergebnis gibt, rechtfertigen einige weitere Projekte mit ähnlichen Ergebnissen eine Vernachlässigung des doppelbrechenden Einflusses gegenüber den anderen doppelbrechenden Komponenten im menschlichen Auge.

Kammerwasser

Die Erklärungen für Doppelbrechungen im Kristall, die von der Elektronenverteilung ausgehen, können zwar prinzipiell auch auf Flüssigkeiten und Gase zutreffen, die statistische Verteilung und Orientierung der Moleküle in diesen beiden Aggregatzuständen bewirkt jedoch, daß sich eventuelle Einflüsse der Moleküle meist herausmitteln. Jedoch gibt es auch Flüssigkeiten die optische Aktivität aufweisen. Bei diesen muß dann eine bevorzugte Ausrichtung der Moleküle existieren. Dieser Fall liegt jedoch beim Kammerwasser nicht vor.

Glaskörper

Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen über die doppelbrechenden Eigenschaften des Glaskörpers zeigen, daß dessen Einfluß auf unsere Messungen lediglich eine vernachlässigbare Komponente besitzt, die bei den Auswertungen der Meßdaten nicht berücksichtigt werden muß.

Kapitel 4

Ellipsometrisches Grundprinzip

Ziel ellipsometrischer Untersuchungen ist die Bestimmung der doppelbrechenden Eigenschaften eines interessierenden Mediums. Doppelbrechung führt zu einer Änderung des polarisierten Lichtes, welche, wie bereits in 3. Kapitel erläutert wurde, durch eine zugeordnete Muellermatrix beschrieben werden kann. Da der Winkel, um den die Polarisations Ebene von linear polarisiertem Licht beim Durchtritt durch ein Medium gedreht wird, proportional zur Dicke der fraglichen Schicht ist, wird die Ellipsometrie häufig bei der Vermessung dünner Filme und Schichten zur Dickenbestimmung eingesetzt.

4.1 Ellipsometrisches Meßprinzip

Man versucht, die dem Meßobjekt zugeordnete Muellermatrix über den Zusammenhang

$$\mathbf{S}_{out} = M \cdot \mathbf{S}_{in}$$

zu berechnen. Sieht man von wenigen Spezialfällen ab, benötigt man zur vollständigen Kenntnis alle 16 Einträge der Matrix. Diese lassen sich aus einem Gleichungssystem errechnen, welches sich ergibt, wenn man die Wirkung von M auf verschiedene eingestrahlte Stokesvektoren mißt. In der Praxis wird zu diesem Zweck Licht in vier verschiedenen bekannten Polarisationszuständen in das zu untersuchende Objekt eingekoppelt. Das das Medium wieder verlassende Licht wird nun bzgl. seines Polarisationszustandes untersucht, indem ein Detektor die Intensität mißt, die der Strahl nach Passieren eines Analysators noch besitzt. Werden nun die vier ursprünglichen, das Objekt durchquerenden Strahlen unter vier verschiedenen Analytoreinstellungen detektiert, so ergeben sich gerade die nötigen 16 Gleichungen. Abbildung 4.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer ellipsometrischen Meßapparatur.

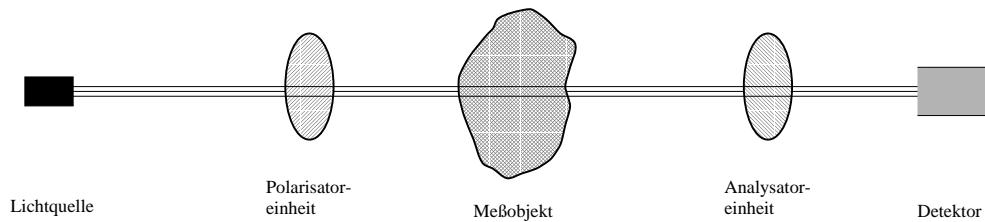


Abb. 4.1: Prinzipieller Aufbau eines Ellipsometers

4.2 Verschiedene Bauweisen

Wie aus der Prinzipzeichnung erkennbar ist, sind Polarisator- und Analysatoreinheit die zentralen Komponenten eines einfachen Ellipsometers. Je nach Realisierung dieser Einheiten unterscheidet man verschiedene Bauweisen (Fourierellipsometer, elektrooptisches Ellipsometer). Weiterhin muß sich das Meßobjekt nicht unbedingt - wie in der Abbildung angedeutet - zwischen Polarisator und Analysator befinden. Der Lichtstrahl kann auch, wie es in unserem Aufbau der Fall ist, reflektiert werden und das Medium ein zweites Mal passieren, bevor er durch die Analysatoreinheit in den Detektor gelangt. Dabei müssen ggf. polarisationsverändernde Einflüsse berücksichtigt werden, die bei der Reflexion auftreten.

Während Linearpolarisatoren und phasenverzögernde Komponenten Teil eines jeden Ellipsometers sind, gibt es noch optische Bauteile, die optional hinzugefügt werden können. Manchmal finden sich so noch Depolarisatoren in ellipsometrischen Aufbauten. Diese Komponenten führen Licht in einen unpolarisierten Zustand über. Idealerweise sollten sie beliebige polarisierte Zustände in unpolarisiertes Licht überführen, was praktisch jedoch unmöglich ist. Derartige Bauteile bestehen aus dicken, hochdoppelbrechenden Materialien, deren Stärke über den Strahlquerschnitt variiert. Sie werden vor und hinter dem eigentlichen ellipsometrischen Aufbau eingesetzt. Der Depolarisator zwischen Lichtquelle und Ellipsometer soll Polarisationen der Lichtquelle eliminieren, was nur bei weniger guten Polarisierungseinheiten sinnvoll ist. Derjenige vor dem Detektor soll Einflüsse unterdrücken, die von einer eventuellen Abhängigkeit der Sensitivität des Detektors von der Polarisation des auftreffenden Lichtes herrühren.

Bei einem derartigen Aufbau wird u. a. angenommen, daß die Wechselwirkung zwischen der Lichtwelle und dem zu untersuchenden Medium linear und die Frequenz eine Erhaltungsgröße ist. Der Polarisationszustand des Lichtes kann sich aufgrund verschiedener Prozesse ändern:

- Bei *Reflexion und Brechung* ändert sich der Polarisationszustand abrupt mit dem Übergang von einem Medium in ein anderes bzw. mit der Reflexion.

- Während der *Transmission* des Lichtstrahls durch das Medium erfolgt eine kontinuierliche Veränderung des Polarisationszustandes durch optische Anisotropie (z. B. Doppelbrechung, Dichroismus).
- *Streuung* führt ebenso bei der Transmission zu einer Polarisationsveränderung. Während sich jedoch bei den zuvor genannten Punkten keine nennenswerte Veränderung der Strahlparameter zeigt, finden sich bei der Streuung noch zusätzliche Einflüsse auf Strahlquerschnitt u. ä.

Abhängig von der vorliegenden Wechselwirkung unterscheidet man

- Reflexions- oder Oberflächenellipsometrie
- Transmissionsellipsometrie (Polarimetrie)
- Streuellipsometrie

Da die Theorie der Ellipsometrie ein sehr umfangreiches Gebiet darstellt, möchte ich hier nicht näher auf allgemeine Betrachtungen eingehen.

In der Entwicklung der Projekte unserer Arbeitsgruppe wurde zunächst ein Fourierellipsometer eingesetzt [Re89][Fe91] (siehe dort für Informationen zum Fourierellipsometer), heute wird ein elektrooptisches Ellipsometer verwendet [Wes96]. Dieses bietet gegenüber dem vorherigen Aufbau u. a. den Vorteil, keine mechanisch bewegten Komponenten zu benötigen. Die in dem dieser Arbeit zugrundeliegenden Ellipsometer wichtigen Aspekte werden im 5. Kapitel detaillierter erläutert.

Kapitel 5

Der experimentelle Aufbau

Nachdem in Kapitel 4 erläutert wurde, wie ein ellipsometrisches System prinzipiell aufgebaut ist, möchte ich nun auf den dieser Arbeit zugrundeliegenden Aufbau eingehen. Jedes Ellipsometer muß in seiner Realisation dem jeweiligen Untersuchungsgegenstand angepaßt werden. Das Meßobjekt stellt ganz bestimmte Randbedingungen an das verwendete Ellipsometer, die Bauteile und Betriebsparameter. In unserem Fall ist das Meßobjekt das menschliche Auge in-vivo. Aus diesem Grunde sind spezielle Sicherheitsregeln zu beachten.

5.1 Das Meßobjekt

Wie in Kapitel 2 schon dargestellt wurde, handelt es sich beim menschlichen Auge um ein sehr komplexes Sinnesorgan. Will man mittels Lichtstrahlen die Nervenfaserschicht untersuchen, so muß man sich über die doppelbrechenden Eigenschaften dieser Schicht im Klaren sein, um Fehlinterpretationen weitestgehend zu erkennen und zu verhindern. Auch dürfen die übrigen Komponenten, die aktiv oder passiv die Ergebnisse beeinflussen, nicht vernachlässigt werden. In erster Linie sind in diesem Zusammenhang die Hornhaut, die Linse, das Kammerwasser und der Glaskörper zu nennen, da diese vom Licht auf seinem Weg zur Nervenfaserschicht und von dort zurück passiert werden und Einflüsse auf den Polarisationszustand ausüben können. Die doppelbrechenden Strukturen wurden in Kapitel 3 bereits erläutert, so daß an dieser Stelle nicht mehr darauf eingegangen werden muß.

Komponenten des Meßsystems

Im Folgenden soll der experimentelle Aufbau des Meßsystems vorgestellt werden. Dabei möchte ich auf technische oder programmtechnische Feinheiten nicht zu detailliert eingehen, diese können in den Vorgängerarbeiten nachgelesen werden.

Das Gesamtsystem läßt sich in mehrere Module gliedern, die während einer Messung verschiedene Aufgaben erfüllen oder in verschiedenen Stadien einer Messung zum Tragen kommen. So läßt sich eine Messung an einem Objekt in zwei Phasen teilen, zunächst in die eigentliche Datenaufnahme und schließlich in die Auswertung. Die Aufnahmeeinheit läßt sich weiter untergliedern in den optischen Teil, die elektronische Steuerung sowie die computergestützte Steuerung. Abbildung 5.1 soll einen Eindruck des gesamten experimentellen Aufbaus vermitteln, wie er in der Universitäts-Augenklinik Heidelberg steht und für die in Kapitel 6 repräsentierten Messungen verwendet wurde.

5.2 Das optische System

Der optische Aufbau umfaßt jegliche Komponenten, durch die der Laserstrahl geführt, gelenkt oder anderweitig beeinflusst wird. Abbildung 5.2 zeigt die Optikplatte, auf der die meisten dieser Bauteile angebracht sind. Darunter ist in Abbildung 5.3 eine Fotografie des entsprechenden Ausschnitts zu sehen.

Bevor nun die einzelnen optischen Teile erläutert werden, soll kurz der Strahlengang beschrieben werden. Links unten in den Abbildungen 5.2 und 5.3 ist die Laserdiode (LD) zu sehen. Von dort ausgehend tritt der Lichtstrahl durch ein Pinhole (PH1) und einen Linearpolarisator (Pol1), bevor er auf die Polarisations-einheit, die durch die beiden Pockelszellen PZ1 und PZ2 verkörpert wird, trifft. Hinter dieser Polarisatoreinheit befindet sich ein Auskoppelspiegel S1, hinter welchem - dem Strahlengang entsprechend - schließlich der Scanner folgt. Dieser lenkt den Laserstrahl in ein telezentrisches System, welches aus den Achromaten A1 und A2 besteht und den Strahl in das Patientenaug einkoppelt. Von dort reflektiert, verläuft das Laserlicht auf genau dem gleichen Weg wieder zurück bis zum Spiegel S1, der den Strahl auf den Spiegel S2 lenkt.

Hinter diesem Spiegel befindet sich nun die Analysatoreinheit, ein zweiter Linearpolarisator (Pol2), eine Linse (L1) und schließlich das Pinhole (PH2) sowie die Detektordiode (APD). Die Linse (L1) und das zweite Pinhole sind Teil eines konfokalen Systems, welches dazu dient Einflüsse von Licht zu unterdrücken, welches nicht aus der Fokalebene, die hier auf die Netzhaut eingestellt wird, zurückreflektiert wird. Dadurch läßt sich z. B. der Hornhautreflex stark unterdrücken.



Abb. 5.1: Aufnahme des gesamten experimentellen Setups

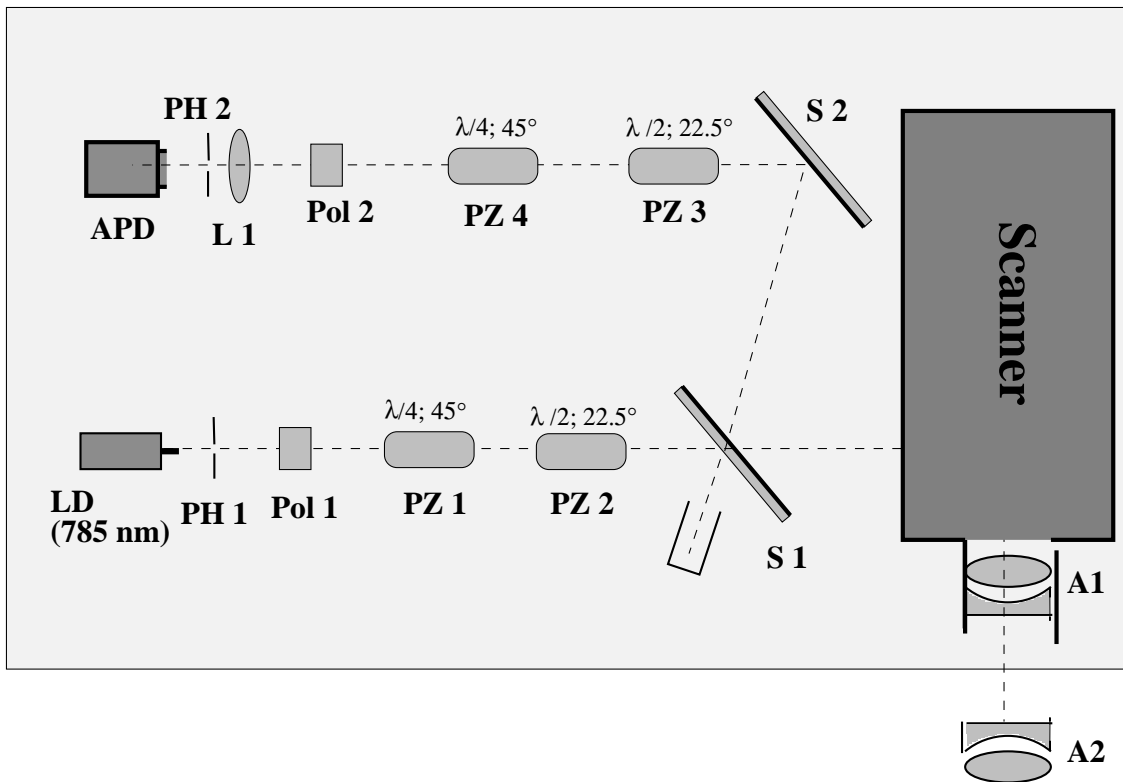


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus

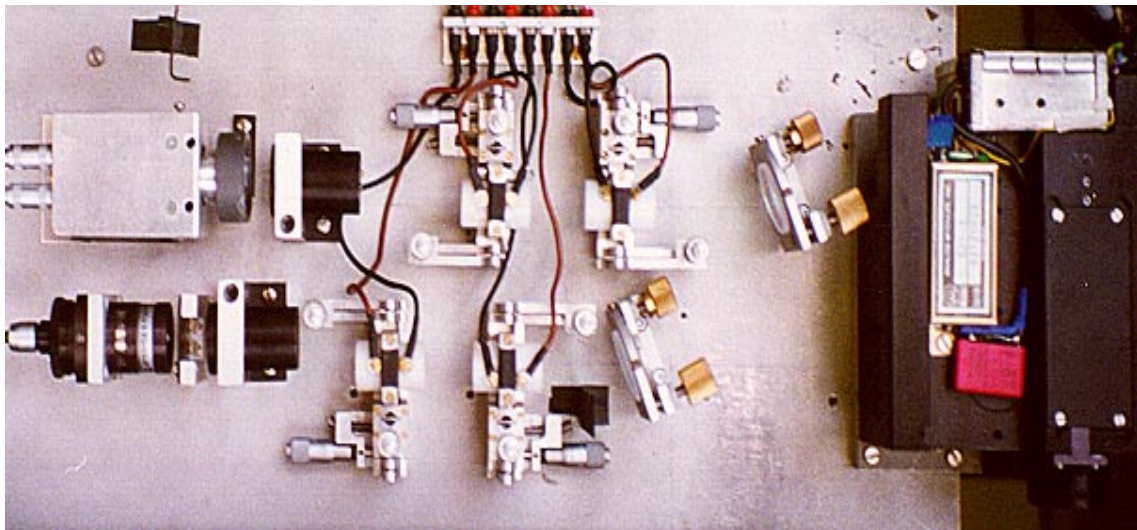


Abb. 5.3: Optischer Aufbau

Diese Bauteile sollen nun detaillierter beschrieben werden.

5.2.1 Die Laserdiode

Als Lichtquelle wird eine GaAlAs-Laserdiode verwendet, die Licht mit einer Wellenlänge von 785 nm emittiert. Wie schon in Kapitel 2 angedeutet, kommt der Wahl der Wellenlänge bei Untersuchungen am Auge eine entscheidende Bedeutung zu. Dort wurde erwähnt, daß für Untersuchungen an der Retina nur Wellenlängen in Frage kommen, die vom dioptischen Apparat möglichst wenig absorbiert werden und somit die Netzhaut erreichen. Ferner soll das eingestrahelte Laserlicht hinter der Nervenfaserschicht reflektiert werden und nicht zu weit in das dahinter liegende Gewebe eindringen. In früheren Experimenten wurde eine geringere Wellenlänge von 514 nm verwendet [Re89], welche zu einem größeren Anteil bereits innerhalb der Nervenfaserschicht reflektiert wurde, was zu niedrigen Werten für die Phasenverschiebung führte. Bei der heute verwendeten Wellenlänge wird das Licht zum überwiegenden Teil an der Bruch'schen Membran¹ reflektiert. Bei der Wellenlängenwahl dürfen aber nicht nur die Absorptions- und Reflektionskurven betrachtet werden. Auch die Sensitivität der Photorezeptoren muß beachtet werden, da der Patient durch Lichtstrahlen mit einer für das Auge sehr empfindlichen Wellenlänge während der Messung leicht irritiert werden kann, so daß die Aufnahmen u. U. verwackeln. Auf diese Problematik wird im Abschnitt über die verschiedenen Aufnahmemodi (5.3.2) noch eingegangen.

Die Laserdiode weist eine maximale optische Ausgangsleistung von 50 mW auf. Diese Leistung ist nicht mit der ins Auge eingekoppelten Lichtleistung zu verwechseln, da sich vor dem Auge noch optische Komponenten befinden, die zu einer erheblichen Schwächung der Lichtintensität führen (z.B. der Auskoppelspiegel S1). Die Diode ist so einjustiert, daß das emittierte Licht parallel zur Montageplatte polarisiert ist.

Das Pinhole (PH1) bewirkt eine Verjüngung des Laserstrahls auf einen Durchmesser von 1.5 mm, die Strahlebene verläuft 3.14 cm oberhalb der Montageplatte². Der auf das Pinhole folgende Kalzit-Linearpolarisator soll die unpolarisierten Anteile, die zwangsläufig im Licht der Laserdiode enthalten sind, herausfiltern und somit für einen reinen linear polarisierten Zustand sorgen. Bezeichnet man diese Richtung parallel zur Platte und senkrecht zur Strahlrichtung als x-Richtung, so verläßt diesen Linearpolarisator stets ein Laserstrahl, der durch den auf die Intensität $I=1$ normierten Stokesvektor

¹Die Bruch'sche Membran (auch Lamina vitrea) ist die innerste Schicht der Aderhaut und ca. 2 μm dick. Sie besteht ihrerseits ultramikroskopisch aus 5 Lagen.

²Keine Korrelation zu π gegeben.

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

beschrieben wird.

5.2.2 Die Polarisationsseinheit

Die Aufgabe der Polarisationsseinheit wurde in Kapitel 4 bereits erläutert. Hier wird der eben genannte Stokesvektor in die verschiedenen Polarisationszustände transformiert. In unserem Aufbau geschieht dies unter Verwendung der beiden Pockelszellen³ PZ1 und PZ2. Bei dieser Transformation hängt der Endzustand von der Schaltung und Justage der Pockelszellen ab. Die beiden Zellen weisen eine feste Ausrichtung bezüglich ihrer Achse auf. Wie auch schon in Abbildung 5.2 dargestellt, ist die erste Pockelszelle unter einem Winkel zwischen der oben definierten x-Richtung und ihrer schnellen Achse von 45° , die zweite Pockelszelle unter einem entsprechenden Winkel von 22.5° eingestellt. Die Ausrichtung der schnellen Achse ist aber nicht der einzige Unterschied zwischen den beiden Zellen. So ist auch die mögliche, anzulegende Spannung an PZ2 in etwa doppelt so groß⁴, wodurch die Zelle PZ2 in aktiviertem Zustand als $\lambda/2$ -Phasenschieber arbeitet, während PZ1 als $\lambda/4$ -Phasenschieber verwendet wird. Jede Zelle hat nun zwei Schaltungszustände:

- Es wird keine Spannung angelegt, so daß die Pockelszellen auch keine Phasenverzögerung bewirken, wenn man von etwaigen Hysterese-Effekten absieht. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Pockelszellen so eingerichtet werden, daß sie vom Laserstrahl entlang der optischen Achse durchlaufen werden.
- Die Zellen werden mit $\lambda/2$ - bzw. $\lambda/4$ -Spannung versorgt und führen dann zu entsprechenden Phasenverzögerungen.

Mittels einer Pockelszelle können aus der ursprünglichen Linearpolarisation in x-Richtung immer nur Zustände erzeugt werden, die auf einem Großkreis in der Poincaré-Kugel liegen. Aus diesem Grunde ist es auch nötig, die beiden Pockelszellen bzgl. ihrer schnellen Achse unterschiedlich auszurichten. Hätten die beiden

³Lithiumniobat-Pockelszellen

⁴Die Versorgungsspannungen müssen auf jede einzelne Pockelszelle angepaßt werden, so daß die Spannung nicht exakt das Doppelte darstellt.

Zellen die gleiche Ausrichtung, so würde man sie durch eine einzige Zelle ersetzen können und dann nicht die gewünschte Anzahl unabhängiger Zustände erreichen.

Nimmt man die beiden Pockelszellen zusammen, so ergeben sich jetzt die 4 Schaltungszustände, die mit ihren Muellermatrizen und den Stokesvektoren, die die Polarisationsseinheit verlassen, in den Abbildungen 5.4 und 5.5 zu sehen sind.

Sind beide Pockelszellen ausgeschaltet, so erfährt der anfänglich linear in x-Richtung polarisierte Strahl keine Veränderung.

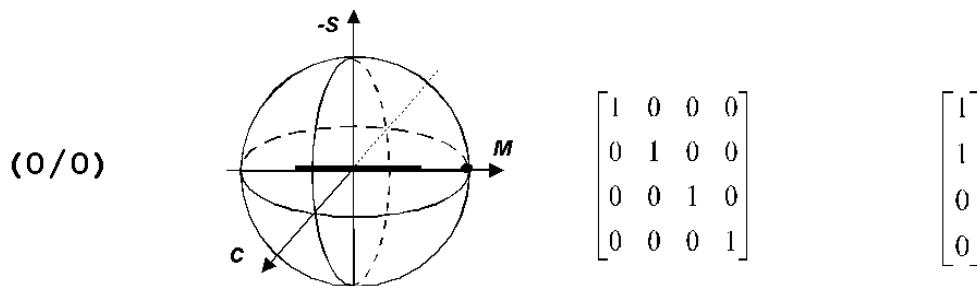


Abb. 5.4: An keiner der beiden Pockelszellen liegt eine Spannung an

Weiterhin gibt es die Möglichkeiten, daß nur eine Pockelszelle eingeschaltet ist, oder daß beide Pockelszellen zugleich eingeschaltet sind. Ist nur die $\lambda/4$ -Zelle aktiviert, so verläßt zirkular polarisiertes Licht die Polarisatoreinheit, liegt hingegen nur an Zelle 2 Spannung an, so handelt es sich um linear polarisiertes Licht in einer Ebene, die einen Winkel von 45° mit der ursprünglichen Polarisationssebene einschließt.

Im letzten Fall schließlich, dem Fall, in welchem beide Pockelszellen mit Spannung versorgt werden, zeigt das letzte Teilbild von Abbildung 5.5, daß die Kombination dieser beiden Pockelszellen zirkular polarisiertes Licht ergibt. Jedoch handelt es sich diesmal um den zirkularen Zustand mit umgekehrter Helizität.

5.2.3 Die Spiegel S1 und S2

Die Spiegel haben die Aufgabe, den aus dem Auge zurückreflektierten Laserstrahl in die Analysatoreinheit umzulenken. Während es sich bei Spiegel S2 um einen hochreflektierenden Spiegel handelt (99.7 %), stellt S1 einen Auskoppelspiegel dar, welcher 93 % der aus dem Auge zurückreflektierten Intensität in den Analysator umlenkt. Somit werden auch 93 % der Diodenintensität beim Auftreffen auf den Spiegel S1 ausgekoppelt. Verwendung finden nur die übrigen 7 %.

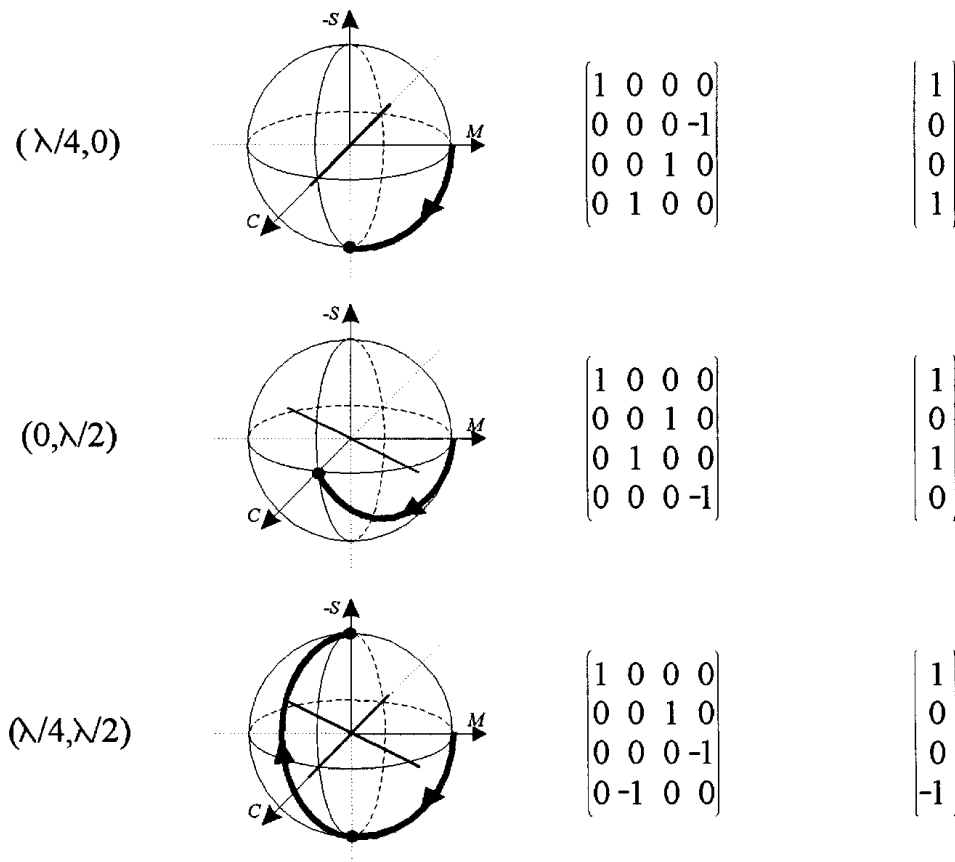


Abb. 5.5: Oben: Lediglich Spannung an erster Pockelszelle (PZ1), Mitte: Spannung an zweiter Zelle (PZ2), Unten: beide Zellen aktiviert

5.2.4 Der Scanner

Scanner und zugehöriges Scannerboard wurden von der Firma Heidelberg Engineering erworben und sind baugleich mit den im HRF⁵ sowie HRT⁶ verwendeten Komponenten. Der Scanner besteht im Wesentlichen aus einem resonanten Scanner für den x-Scan und einem Galvanometerscanner für den vertikalen y-Scan. Bei der von uns verwendeten Wellenlänge weisen die Scannerspiegel eine Reflektivität von 80% auf und zeigen Einflüsse auf die Polarisationszustände des abgelenkten Lichtes, weshalb eine Eichmessung nötig ist, die es erlaubt, die Einflüsse des Scanners später herauszurechnen. Der x-Scanner wird mit einer Frequenz von 4 KHz getrieben, der y-Scanner bewegt sich je nach verwendetem Modus auf verschiedene Art, worauf an späterer Stelle noch eingegangen wird.

⁵Heidelberg Retina Flowmeter

⁶Heidelberg Retina Topograph

Für beide Scanner lassen sich vier verschiedene Amplituden wählen, die mittels Potentiometern auf dem Board feinjustiert werden können. Bei diesen vier Amplituden handelt es sich zum einen um die Freeze-Amplitude, mit der die Scanner getrieben werden, wenn der Scanner im Stand-by-Betrieb läuft, zum anderen können für den Livebildmodus⁷ und Aufnahmemodus wahlweise Amplituden gewählt werden, die zu Scanwinkeln von 10°, 15° bzw. 20° führen.

5.2.5 Die Analysatoreinheit

Die Analysatoreinheit weist prinzipiell den gleichen Aufbau wie die Polarisatoreinheit auf, lediglich die $\lambda/2$ -Pockelszelle steht nun am Anfang der Einheit. Ziel des Analysators ist die Bestimmung des Polarisationszustandes und damit des Stokesvektors des Lichtes, welches aus dem Auge zurückreflektiert wird. Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, werden dazu auf den einfallenden Strahl 4 verschiedene Muellermatrizen angewandt, die durch die vier möglichen Schaltungen des Analysators generiert werden. Berücksichtigt man den Linearpolarisator hinter der Analysatoreinheit, so erhält man für die Stokesvektoren hinter dem Analysator die folgenden Vektoren. Die Buchstaben I, M, C und S bezeichnen dabei die Komponenten des auf den Analysator treffenden Strahls ($\vec{S}_{out} = {}^t(I, M, C, S)$). Die Intensitäten sowie die Matrizen werden im Folgenden mit I_{index} bezeichnet, wobei „Index“ angibt, bei welcher Pockelszellenschaltung des Analysators die jeweilige Intensität ermittelt wurde.

$$\begin{aligned} M_{0,0} \cdot \mathbf{S}_{out} &= {}^t\left(\frac{I+M}{2}, \frac{I+M}{2}, 0, 0\right) \\ M_{0,\lambda/4} \cdot \mathbf{S}_{out} &= {}^t\left(\frac{I-S}{2}, \frac{I-S}{2}, 0, 0\right) \\ M_{\lambda/2,0} \cdot \mathbf{S}_{out} &= {}^t\left(\frac{I+C}{2}, \frac{I+C}{2}, 0, 0\right) \\ M_{\lambda/2,\lambda/4} \cdot \mathbf{S}_{out} &= {}^t\left(\frac{I+S}{2}, \frac{I+S}{2}, 0, 0\right) \end{aligned}$$

Zu beachten ist dabei, daß die 3. und 4. Komponente des Stokesvektors natürlich stets verschwinden, da diese durch den Linearpolarisator „herausgefiltert“ werden, weshalb auch die 1. und 2. Komponente stets übereinstimmen, weil die gesamte Intensität von der Linearpolarisation herrührt. Mißt man nun mit dem

⁷Betriebsart, in welcher das momentan einjustierte Scanfeld betrachtet werden kann. Dieser Modus dient zum Einrichten des Patientenauges und zur Einstellung der Fokalebene des telezentrischen Systems (s.u.).

Detektor diese 4 Intensitäten, so können die Werte von I, M, C und S aus dem sich ergebenden linearen Gleichungssystem zu

$$\begin{aligned} I &= I_{0, \lambda/4} + I_{\lambda/2, \lambda/4} \\ M &= 2 \cdot I_{0, 0} - I_{0, \lambda/4} + I_{\lambda/2, \lambda/4} = 2 \cdot I_{0, 0} - I \\ C &= 2 \cdot I_{\lambda/2, 0} - I_{0, \lambda/4} + I_{\lambda/2, \lambda/4} = 2 \cdot I_{\lambda/2, 0} - I \\ S &= -I_{0, \lambda/4} + I_{\lambda/2, \lambda/4} \end{aligned}$$

errechnet werden.

5.2.6 Die Detektordiode

Wie bereits erwähnt, sind die Linse L1 und das Pinhole PH2 Teil eines konfokalen Systems [You93], dessen Fokalebene sich während einer Messung in der Netzhautebene befindet. Streulicht und reflektiertes Licht aus anderen Tiefen werden somit unterdrückt. Derartiges Licht würde den gemessenen Polarisationszustand beeinflussen und somit zu verfälschten Ergebnissen führen.

Bei dem Detektor handelt es sich um eine Avalanche Photodiode (APD). Durch die Beschaltung und Verstärkung lassen sich Intensitäten im Bereich von 20 pW bis 50 nW messen.

5.2.7 Das telezentrische System

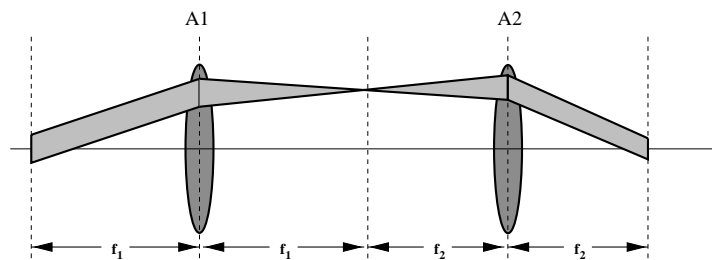


Abb. 5.6: Telezentrisches System

Die beiden Achromaten A1 sowie A2 bilden ein sogenanntes telezentrisches System. Aufgabe dieses Linsensystems ist es, den Scanstrahl während einer Messung immer durch eine sogenannte Scanpupille zu führen, dies ist ein Raumpunkt, an welchem der Strahl während des Scannes fest bleibt. Dieser Punkt muß bei einer Messung mit der Pupille des Patientenauges (Eintrittsöffnung für den Strahl in den Augapfel) übereinstimmen. Ein derartiges System ist in Abbildung 5.6

dargestellt. Die Tatsache, daß der Scanstrahl dadurch stets durch den gleichen Punkt auf der Hornhaut in das Auge eintritt und durch diesen auch wieder austritt, spielt eine wichtige Rolle bei der Hornhautkorrektur, auf die später noch eingegangen wird.

5.3 Die Aufnahmesoftware

Zur Datenaufnahme werden abhängig vom Aufnahmemodus (siehe Abschnitt 5.3.2) zwei verschiedene Programme eingesetzt, die sich jedoch in ihrem Aufbau sehr ähneln. Die wesentlichen Unterschiede liegen in der höheren Zeilenzahl eines Scanbildes im Bildmodus. Die Software wurde von der Firma Heidelberg Engineering zur Verfügung gestellt und ist bereits auf die Framegrabber-Karte⁸ sowie das Scanner-Board abgestimmt. Die Programme bieten neben der Datenaufnahme auch die Möglichkeit zur Patientenverwaltung, die von uns aber nicht genutzt wird, da die Auswertung mit einem anderen selbstentwickelten Programm erfolgt.

5.3.1 Softwareoptionen bei der Aufnahme

Von den Möglichkeiten, die die Software zur Verfügung stellt, sind für unsere Zwecke nur wenige von Bedeutung, auf die ich hier kurz eingehen möchte. Da die Programme lediglich zur Datenaufnahme verwendet werden, finden nur die Parameter des „Signal conditioning“ Anwendung.

So besteht z. B. softwaremäßig die Möglichkeit, den Verstärkungsfaktor zu wählen, mit dem die Daten der APD in die Framegrabber Karte eingelesen werden. Auf diese Weise wird der Spannungsbereich bestimmt, der von der Karte beim Einlesen der Daten in 256 verschiedene Werte digitalisiert wird. An den Eingang dieser Karte wird direkt das bereits vorverstärkte Signal der APD gelegt. Wird nun als Verstärkungsfaktor 1 gewählt, so digitalisiert die Karte Spannungswerte von 0 - 1V, bei Verstärkungsfaktor 2 Werte von 0 - 0.5 V und analog bei Faktor 4 Werte von 0 - 0.25 V.

Desweiteren bietet die verwendete Framegrabber Karte die Option, einen eventuellen Offset direkt von den von der APD gelieferten Werten abzuziehen. Dazu findet am Ende jeder Livebild-Schaltung oder Datenaufnahme eine Messung des Offsets statt. Dieser Wert, der auch im Programm selbst angezeigt werden kann, wird nun bei der folgenden Messung verwendet. Der Offset kann auch manuell

⁸Karte, welche die schnelle Digitalisierung und Zwischenspeicherung der APD-Signale erlaubt.

gewählt oder auf 0 gesetzt werden, womit die Offset-Korrektur deaktiviert ist.

5.3.2 Verschiedene Aufnahmemodi

Während einer Messung muß jeder Punkt des Scanfeldes mit jeder der 16 Pockelszellenschaltungen ausgemessen werden. Dies kann auf zwei unterschiedliche Arten geschehen, die als Scanmodi oder Aufnahmemodi bezeichnet werden. Die beiden verfügbaren Aufnahmemodi unterscheiden sich in erster Linie in der Größe des Scanareals sowie in der Reihenfolge, in welcher die Pixel mit verschiedenen Pockelszellenschaltungen aufgenommen werden.

Der Zeilenmodus Zunächst wurde der Aufnahmemodus des HRF in das Ellipsometer implementiert, welcher im Folgenden als Zeilenmodus bezeichnet wird. Das Scanfeld weist hierbei eine Breite von 256 Spalten und eine Höhe von 128 Zeilen auf. Während einer Messung fährt der y-Scanner die 128 verschiedenen Zeilen nacheinander an und verharnt dort, bis die Intensitäten für die 16 verschiedenen Pockelszellenschaltungen erfaßt wurden. Die Bewegungsfunktion des y-Scanners gleicht also einer Stufenfunktion. Jede Zeile des Scanfeldes wird dabei insgesamt viermal aufgenommen, bevor zum nächsten Schaltungszustand übergegangen wird. Diese vierfache Messung jeder Zeile bei jeder Schaltung der Pockelszellen wird später zur Mittelung der Meßwerte benutzt. Nachdem eine Zeile dementsprechend 64mal gescannt wurde, fährt der y-Scanner die nächste Zeile an. In diesem Modus müssen die Zustände sehr schnell hintereinander geschaltet werden. Der Speicher des Framegrabbers faßt gerade die Daten von 2^{17} Meßpunkten, woraus sich die mögliche Anzahl von vier Mittelungen ergibt ($128 \cdot 256 \cdot 4 = 2^{17}$).

Die Daten liegen also nach der Aufnahme in folgender Reihenfolge⁹ vor:

$$\begin{array}{cccccc}
 Z1S1PZ1 & Z1S2PZ1 & Z1S3PZ1 & \cdots & Z1S256PZ1 & \\
 Z1S1PZ2 & Z1S2PZ2 & Z1S3PZ2 & \cdots & Z1S256PZ2 & \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \\
 Z1S1PZ16 & Z1S2PZ16 & Z1S3PZ16 & \cdots & Z1S256PZ16 &
 \end{array} \tag{5.1}$$

Jede dieser Zeilen wird viermal erfaßt. Im Anschluß an die dargestellten Daten wiederholt sich die Aufnahme für die nächste Scanzeile.

Bildmodus Im Laufe meiner Arbeit wurde das Ellipsometer um die Möglichkeit erweitert, Bilddaten mit dem beim HRT verwendeten Aufnahmemodus zu

⁹Im Folgenden steht Z für Zeile, S für Spalte und PZ für Pockelszellenzustand. Unter letzterem sind die 16 verschiedenen Schaltungsmöglichkeiten zu verstehen.

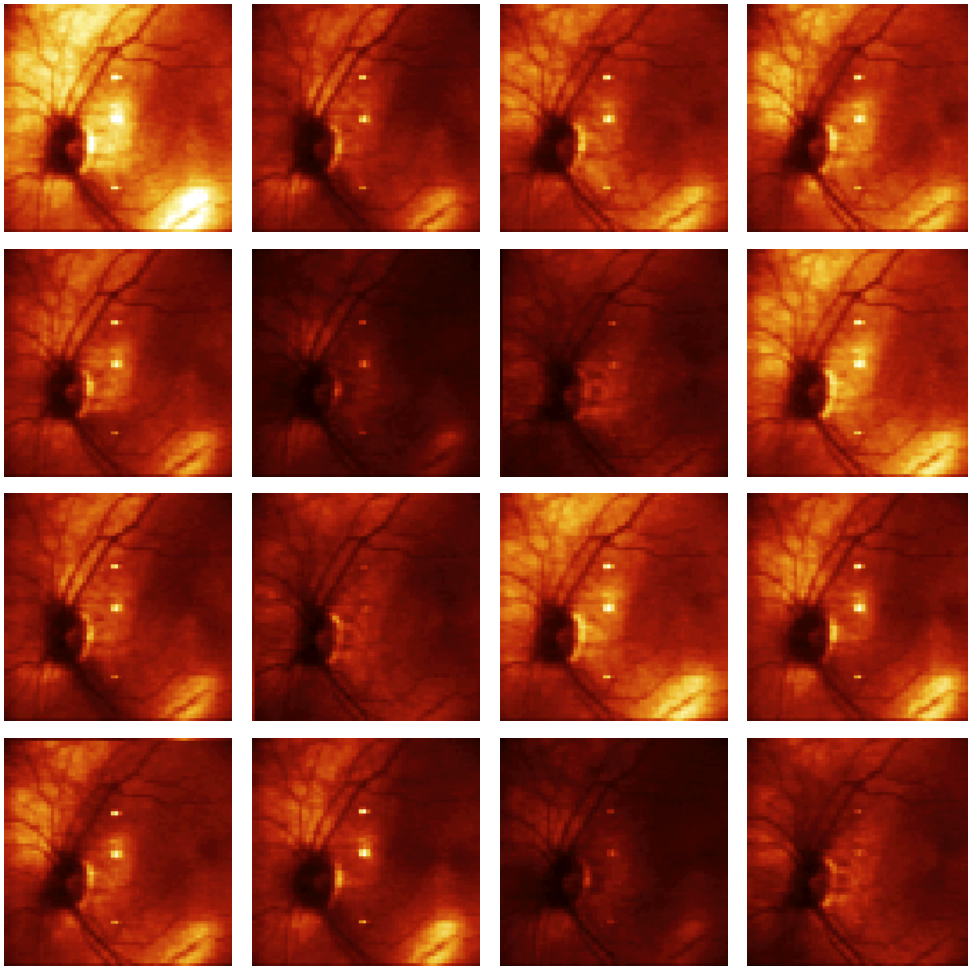


Abb. 5.7: Im Bildmodus aufgenommene Bildfolge des Probanden RK

erfassen. Das Scanfeld ist hier mit 256 Spalten und 256 Zeilen doppelt so groß wie beim Zeilenmodus. Bei einem Scanwinkel von 20° entspricht dies in etwa einer Fläche von $7.5 \times 7.5 \text{ mm}^2$ auf der Netzhaut. In diesem Modus - dem sogenannten Bildmodus - wird für jeden Schaltzustand der Pockelszellen nacheinander das gesamte Scanfeld aufgenommen, indem der y-Scanner hier das Scanfeld kontinuierlich abfährt. Nach jedem Durchlauf wird in den nächsten Pockelszellenzustand geschaltet. Somit liegen nach der Aufnahme direkt 16 Bilder des gescannten Areals mit den 16 verschiedenen Schaltungsmöglichkeiten vor. Da in diesem Fall das Scanfeld 256×256 Pixel mißt, kann nun durch die Speicherbeschränkung des Framgrabbers jeder Punkt mit jedem Schaltzustand nur zweimal aufgenommen werden. Man erhält 2 Folgen mit 16 Bildern des Scanareals.

Diesmal liegen die Datensätze dementsprechend in der folgenden Reihenfolge vor:

$$\begin{array}{cccccc}
 Z1S1PZ1 & Z1S2PZ1 & Z1S3PZ1 & \cdots & Z1S256PZ1 & \\
 Z2S1PZ1 & Z2S2PZ1 & Z2S3PZ1 & \cdots & Z2S256PZ1 & \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \\
 Z256S1PZ1 & Z256S2PZ1 & Z256S3PZ1 & \cdots & Z256S256PZ1 &
 \end{array} \quad (5.2)$$

Dieses Schema wird nun zweimal hintereinander für alle Schaltungszustände durchlaufen.

In Abbildung 5.7 ist eine derartige Bildfolge dargestellt. Zu sehen sind die Intensitätsaufnahmen bei den 16 verschiedenen Zuständen. Auf Besonderheiten, die schon in diesen Bildern erkennbar sind, möchte ich an späterer Stelle noch detailliert eingehen.

Während beim Zeilenmodus der Scanvorgang nur unidirektional bezüglich des x-Scans erfolgt, besteht beim Bildmodus die Möglichkeit des bidirektionalen Scannens.

Vergleich der beiden Aufnahmemodi Beide Aufnahmemöglichkeiten bieten Vor- und Nachteile. So sind Augenbewegungen des Patienten während der Datenaufnahme beim Bildmodus sehr viel kritischer als beim Zeilenmodus. Bei letzterem wird jede Scanzeile mit allen Schaltungszuständen direkt in Folge aufgenommen, so daß bei Augenbewegungen zumindest die Scanzeilen noch weitestgehend in ihrer Position übereinstimmen, was sehr wichtig für die Auswertung der Daten ist, da dann die verschiedenen Werte bei den unterschiedlichen Zuständen für jeden Punkt miteinander verglichen werden. Beim Bildmodus hingegen verrutschen bei einer Bewegung des Auges ganze Scanbilder gegeneinander, was sehr viel problematischer für eine spätere Auswertung ist. Somit ist eine Alignierung der Bilddaten im Zeilenmodus nicht unbedingt nötig, was den Vorgang des Auswertens sehr viel einfacher gestaltet.

Ein Vorteil des Bildmodus besteht in der Möglichkeit, direkt nach der Datenaufnahme die aufgenommenen Bilder zu betrachten. Der Anwender hat so die Chance, noch vor einer Auswertung zu kontrollieren, ob der Patient sein Auge zu stark bewegte und ob alle für ihn interessanten Areale auf der Aufnahme enthalten sind.

Auch für den Patienten selbst bietet der Bildmodus entscheidende Vorteile. Während einer Messung registriert der Patient im Zeilenmodus den Laserstrahl als langsam herabwandernde rote Zeile. Sobald diese Zeile das Target, welches der Patient anfixieren soll, überstreicht, ist dieser geneigt, dem roten Streifen zu

folgen und dabei die Fixation zu verlieren. Beim Bildmodus sieht der Patient während der ganzen Meßzeit lediglich ein rotes Rechteck, da hier das komplette Scanfeld mit einer vielfach höheren Geschwindigkeit abgescannt wird.

Desweiteren ist die Meßzeit im Bildmodus deutlich kürzer, was daran liegt, daß hierbei der y-Scanner nicht jede Zeile anfahren und sich bei dieser Position einpendeln muß, sondern kontinuierlich über das Scanfeld bewegt werden kann. Ferner kann die Verwendung des bidirektionalen Scans nochmals zu einer Verkürzung der Meßzeit führen.

Während bei Aufnahmen im Zeilenmodus für den internen Verstärkungsfaktor der Framegrabber Karte ein Wert von 2 sinnvoll ist, kann im Bildmodus der Verstärkungsfaktor 1 Anwendung finden. Im letzteren Modus kann die Laserdiode nämlich mit höherer Ausgangsleistung betrieben werden, da die Strahlzeit kürzer ist und einzelne Punkte des Scanfeldes in längeren Abständen erfaßt und damit bestrahlt werden, wodurch die Strahlenbelastung geringer ausfällt als im Zeilenmodus. Ferner ist im Bildmodus die Gefahr des Fixationsverlustes nicht so groß wie beim Zeilenmodus, weshalb man in letzterem auch die Intensität nicht zu hoch wählen darf. Bei höherer Laserdiodenleistung sind natürlich auch die Ausgangswerte, die die APD liefert höher, so daß der Bereich von 0 - 1 V bereits ohne weitere Verstärkung ausgenutzt werden kann und somit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert wird.

5.3.3 Alignierung der aufgenommenen Bilddaten

Wie bereits erwähnt sind Bewegungen des Auges bei Aufnahmen im Bildmodus sehr kritisch. Dabei verschieben sich ganze Frames, also ganze Bilder gegeneinander. Bei der Auswertung derartiger Aufnahmen kommen falsche Pixel übereinander zu liegen, so daß man falsche Werte für die Muellermatrizen der einzelnen Punkte auf der Retina erhält. Zum Matchen, d.h. zur Alignierung der Bilder, wird eine speziell auf unsere Aufnahmen angepaßte Software benutzt. Standardsoftware zum Matchen von Bildern kann hier nicht verwendet werden, da die meisten erhältlichen Programme nach prägnanten Punkte auf den Bildern suchen und diese zur Deckung bringen. Diese Vorgehensweise ist bei den von uns aufgenommenen Bildfolgen nicht möglich, da hier in jedem Bild die Linsenreflexe an der gleichen Stelle auftauchen, da sich die Linsen ja schließlich nicht bewegen. Somit würde ein derart funktionierender Matchalgorithmus keine Alignierung der Daten bewirken, da die relevanten Punkte, in diesem Fall die Linsenreflexe, auch dann konstant an einem Punkt bleiben, wenn sich das Auge bewegt.

Hier soll wieder mehr auf das Alignierungsprinzip als auf die programmtechnische Realisation eingegangen werden. Die Matchsoftware wurde von Tilmann

Otto¹⁰ unter einer speziellen Entwicklungsumgebung zur Bildverarbeitung geschrieben und von dort in ein Watcom-C Programm umgewandelt.

Im Abschnitt über den Bildmodus wurde bereits erläutert, wie die Bilddaten nach der Aufnahme vorliegen. Insgesamt beinhaltet eine Meßdatei 32 Bilder, nämlich 2 Bildfolgen mit je 16 Bildern, so daß jede Meßdatei eigentlich zwei direkt aufeinander folgende Messungen enthält.

Diese zwei Folgen werden auch getrennt gematcht, was den Vorteil bietet, daß - sollte eine der beiden Bildfolgen z. B. durch Blinzeln des Patienten während der Messung unbrauchbar sein - die andere durchaus noch verwertbare Daten enthalten kann. Würden alle 32 Bilder aufeinander gematcht, so könnten „unbrauchbare“ Bilder der einen Folge beim Matchen die andere Folge auch „zerstören“.

Jedes der 16 Bilder einer Folge wird relativ zu zwei voneinander unabhängigen Referenzbildern gematcht. Als Referenzbilder dienen die beiden Bilder mit der besten und hellsten Ausleuchtung. In Abbildung 5.7 handelt es sich dabei um die beiden ersten Bilder. Die Verschiebung dieser beiden Referenzbilder zueinander wird berechnet, und anschließend diejenige der 14 Bilder zu den beiden Referenzbildern. Da die Verschiebung dieser beiden Bilder bekannt ist, kann somit die Berechnung der Verschiebung der übrigen Bilder zu den beiden Referenzbildern auf ihre Plausibilität überprüft werden, wodurch Fehler erkannt werden können.

Wie funktioniert nun das Matchen zweier Bilder?

Als Grundlage zur Alignierung sollen die Feinstrukturen der Aufnahmen dienen. Das Prinzip soll im Folgenden anhand zweier Aufnahmen erläutert werden. Abb. 5.8 stellt den Rohzustand einer Aufnahme dar.

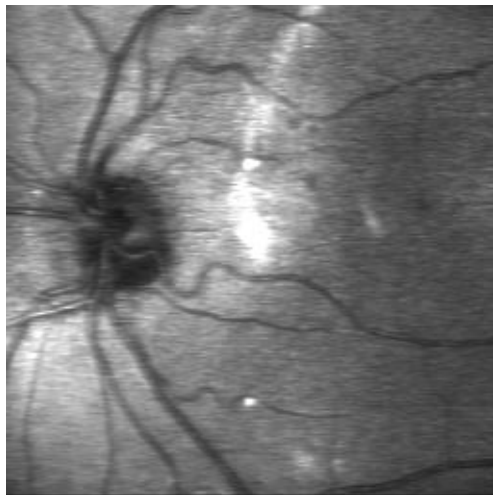


Abb. 5.8: Direkt aus der aufgenommenen Bildfolge eingelesenes Rohbild

¹⁰Heidelberg Engineering

Auf dieses Bild wird nun ein Unschärfe-Algorithmus angewandt. Dieser Bearbeitungsschritt führt dazu, daß die feinen Strukturen wie z.B. die Gefäße der Retina „verschmiert“ werden und in dem entstehenden Bild nicht mehr zu sehen sind. In Abbildung 5.9 ist das Resultat einer derartigen Operation zu sehen. Subtrahiert man nun von dem ursprünglichen Bild das „Unschärfebild“, so entsteht eine Abbildung, in der nur noch die Feinstruktur enthalten ist. Linsenreflexe und alle größeren Strukturen, die auch im Unschärfebild noch enthalten waren, sind bei der Bildung der Differenz verschwunden.

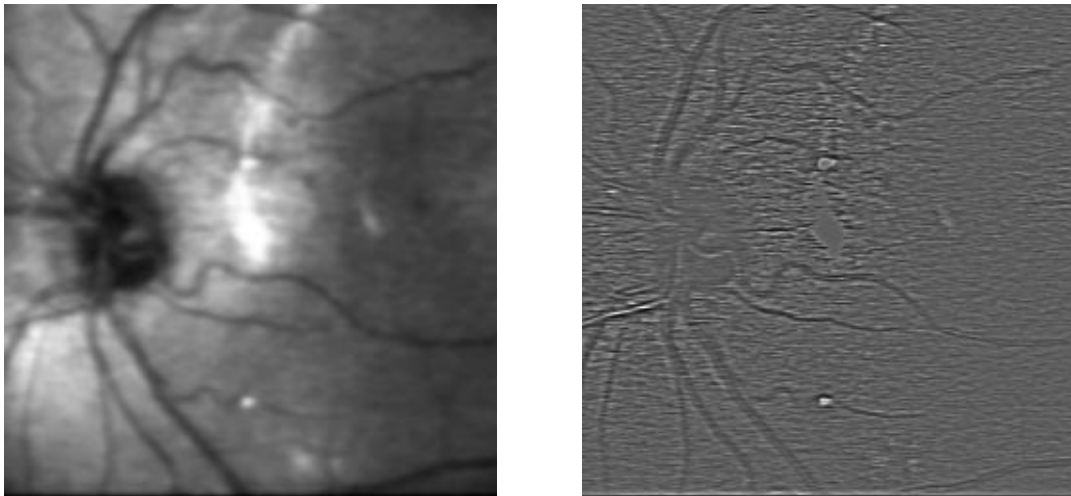


Abb. 5.9: Vorbereitungsschritte der Alignierung. Links: Unschärfebild, rechts: Differenz zwischen ursprünglichem Bild und Unschärfebild.

Die so entstandenen 16 Bilder, die nur noch die Feinstruktur enthalten, bilden die Grundlage für den Alignierungsprozeß. Um nun die Verschiebung zweier Bilder gegeneinander zu bestimmen, werden sie beide pixelweise miteinander multipliziert und die Produkte aufsummiert. Nun wird ein Bild gegenüber dem anderen verschoben und diese Summe erneut berechnet, bis das Maximum gefunden ist. Im Maximum der Funktion liegen die ursprünglichen Bilder gerade übereinander. Das Prinzip dieser Überlegung soll hier im Eindimensionalen veranschaulicht werden.

In Abbildung 5.10 ist der Verlauf zweier Kurven angegeben, welche durch die gleiche Funktion beschrieben werden. Kurve 2 ist lediglich gegenüber Kurve 1 um 2 Längeneinheiten verschoben. Die beiden Kurven entsprechen den Bildern unserer Alignierung. Multipliziert man nun diese beiden Kurven, so erhält man die in Abbildung 5.11 durchgezogen dargestellte Linie. Nun werden die Kurven gegeneinander verschoben und erneut das Produkt gebildet. Je besser die Verläufe wieder übereinandergeschoben sind, desto größer wird das Integral un-

ter der Produktkurve. Die gestrichelte Funktion in Abbildung 5.11 gibt z.B. die Produktfunktion der beiden Kurven an, nachdem sie etwas besser aufeinandergelegt wurden, wie in Abbildung 5.10 rechts dargestellt ist. In dieser letztgenannten Abbildung beträgt die relative Verschiebung zwischen den beiden Verläufen nur noch 0.15 Längeneinheiten.

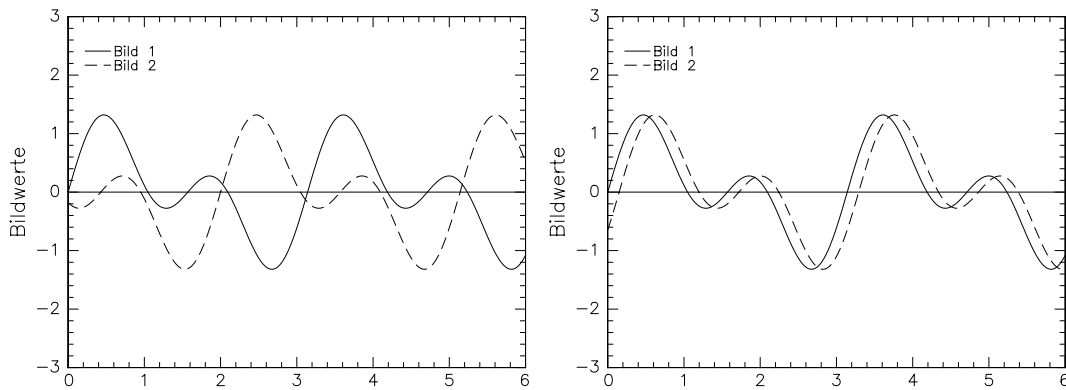


Abb. 5.10: Zwei gegeneinander verschobene Kurvenverläufe (links: $\Delta x = 2LE$, rechts: $\Delta x = 0.15LE$)

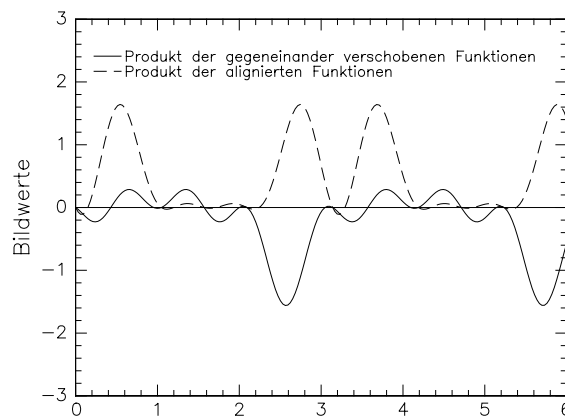


Abb. 5.11: Produktfunktionen der in Abb. 5.10 wiedergegebenen Kurven

Man sieht deutlich, wie die Produktfunktion im alignierten Falle „positivere“ Werte annimmt als im ursprünglichen, verschobenen Fall. Im in der rechten Abbildung dargestellten Fall stimmen die Bereiche, in denen die Funktionen negative Werte annehmen und diejenigen, in denen positive Werte angenommen werden, besser überein, so daß das Produkt meist positiv wird. Bei den verschobenen Kurvenverläufen kann es hingegen auch vorkommen, daß bei bestimmten Werten der Abzisse auch Ordinatenwerte verschiedenen Vorzeichens aufeinandertreffen, so daß das Produkt negativ wird.

Die beiden Bilder werden immer in alle 8 Richtungen¹¹ um ein Pixel gegeneinander verschoben und die Produktfunktion berechnet. Nimmt diese in einer der Positionen einen positiveren Verlauf an, so ist die Verschiebung in diese Richtung Ausgangspunkt für den nächsten Schritt. Wieder werden die acht Möglichkeiten einer Verschiebung berechnet.

Auf diese Weise sucht sich der zugrundeliegende Algorithmus das Maximum der Produktfunktion. Allerdings wird somit nur ein lokales Maximum gefunden, welches nicht zwangsläufig auch dem globalen Maximum entsprechen muß. Um diese Problematik zu umgehen, zerlegt man die Alignierung in mehrere Stufen. Die Auflösungen der 16 Bilder, welche dem in Abbildung 5.10 dargestellten Differenzbild entsprechen, werden viermal halbiert. Dabei entstehen Bilder, deren Pixelgröße jeweils entsprechend größer ist. Auf dem Bild mit der geringsten Auflösung sind nur noch ganz große Pixel zu erkennen, die sehr grobe Strukturen repräsentieren. Mit diesem Bild wird nun zunächst eine Alignierung vorgenommen. Der dabei ermittelte Verschiebungsvektor wird als Offset für die Alignierung der Bilder mit der nächsthöheren Auflösung verwendet. Auf diese Weise entspricht das in jedem Schritt gefundene lokale Maximum auch dem globalen Maximum.

Während der Alignierung wird die Verschiebung in Einheiten von 0.5 Pixeln berechnet. Erst am Ende, wenn die Datensätze wieder abgespeichert werden, wird der Verschiebungsvektor auf ganze Pixel gerundet und die Alignierung dementsprechend vorgenommen.

5.4 Elektronische Steuerung und Datenaufnahme

Während einer Messung müssen mehrere Vorgänge parallel synchronisiert ablaufen bzw. gesteuert werden.

Zunächst kann am Bildschirm ein Livebild des Meßobjektes betrachtet werden (siehe Abb. 5.12), wobei die Pockelszellen ständig ausgeschaltet sind. Damit richtet der Bediener den Patienten richtig ein, so daß sich Fovea und Sehnervenkopf im Scanfild befinden und das Areal gleichmäßig ausgeleuchtet ist.

Im Livebild weisen die Scanner bereits die Amplitude auf, die auch bei der folgenden Messung verwendet wird. Somit entspricht der im Livebild dargestellte Bildausschnitt tatsächlich dem Ausschnitt, der später auch aufgenommen wird. Sobald hardwaremäßig der Meßstart ausgelöst wird, werden die Pockelszellen entsprechend dem Aufnahmemodus geschaltet und die von der APD gelieferten

¹¹4 Richtungen in der Ebene und die 4 Richtungen entlang der Diagonalen.



Abb. 5.12: Screenshot des Livebildes während des Einrichtens der Probandin NvG.

Werte von der Framegrabber-Karte digitalisiert sowie zwischengespeichert. Auf dem Scannerboard befinden sich zwei EPROMs¹², die die Daten für die Scannerbewegung (d.h. die Scannerrampen) beinhalten. Ein EPROM ist für den Bildmodus, das andere für den Zeilenmodus zuständig. Über einen Umschalter kann hardwaremäßig zwischen den beiden Aufnahmemodi gewählt und damit das entsprechende EPROM aktiviert werden. Das Scannerboard, welches die Bewegung der beiden Scanner steuert, liefert Signale, wann die Pockelszellen in den nächsten Zustand geschaltet werden sollen und wann die Framegrabber-Karte Daten aufnehmen soll. Für letzteres ist die Pixelclock zuständig, die angibt, wann sich die Scanner auf den nächsten Punkt eingestellt haben. Für die Steuerung der Pockelszellen wird am Scannerboard die sogenannte Lineclock bzw. Frameclock abgegriffen und einem Binärzähler zugeführt.

¹²Eraseable programable read only memory

Da im Zeilenmodus jede Zeile zwecks Mittelung viermal abgefahren wird, viertelt ein Teilerchip die Signalfrequenz der Lineclock, so daß nur nach jeder vierten Zeile ein entsprechendes Signal an den Binärzähler geliefert wird. Im Bildmodus findet nicht die Lineclock, sondern die Frameclock Verwendung. Diese liefert – ohne vorher verändert zu werden – das Signal zum Hochzählen des Binärzählers immer dann, wenn ein komplettes Frame (Scanfeld) abgetastet wurde. Jedesmal, wenn das Board das entsprechende Signal liefert, schaltet dieser Binärzähler in den nächsten Zustand, bis alle 2^4 Zustände (je 2 Schaltungsmöglichkeiten der 4 Pockelszellen) angesteuert wurden, um dann wieder bei Zustand 1 zu beginnen.

Schließlich ist die Laserdiode nicht ständig eingeschaltet. Das Scannerboard bietet die Möglichkeit, eine Abschaltung zu aktivieren, welche die Diode dann ausschaltet, wenn keine Daten aufgenommen werden, z.B. wenn sich der resonante Scanner in den Umkehrpunkten am Zeilenende befindet oder weder der Livemodus aktiviert ist noch eine Aufnahme erfolgt. Dadurch wird die Strahlenbelastung für den Patienten verringert. Nachdem alle Punkte mit allen Zuständen von der Framegrabber-Karte eingelesen und digitalisiert wurden, ist die Messung abgeschlossen. Die Aufnahmesoftware liest die Werte nun von der Karte aus und stellt die gewonnenen Bildfolgen auf dem Bildschirm dar. Nur wenn der Bediener mit den aufgenommenen Werten zufrieden ist, werden diese auch auf der Festplatte abgelegt, womit die Aufnahme abgeschlossen ist.

Die Scanner selbst liefern ein als „Position-Detect“ bezeichnetes Signal an das Board, welches von zwei LEDs generiert und zur Synchronisation genutzt wird. Somit ist liegt zwischen Scannern und Scannerboard ein Regelkreislauf vor.

Abbildung 5.13 zeigt schematisch den Aufbau der elektronischen Regelung und Steuerung sowie die zentrale Bedeutung des Scannerboards. Im Folgenden beziehe ich mich bei Bildbeispielen etc. i. d. R. auf den Bildmodus.

5.5 Die Auswertungssoftware

Nach erfolgter Messung liegen die Meßdateien in den eben genannten Reihenfolgen vor. Beim Bildmodus erfolgt noch die erwähnte Alignierung der Bilddaten, bevor die eigentliche Auswertungssoftware zum Tragen kommt.

Auf ein Listing des Programms möchte ich an dieser Stelle verzichten, da ein großer Anteil des Programms das Handling der Daten regelt und keine neuen Erkenntnisse über die Funktionsweise der Auswertung liefert. Aus diesem Grunde sollen hier Kernpunkte der Auswertung prinzipiell erläutert werden. Das Programm wurde für das MS-DOS Betriebssystem in der Programmiersprache C geschrieben. Als Compiler wurde der Watcom-C Compiler in der Version 10.6

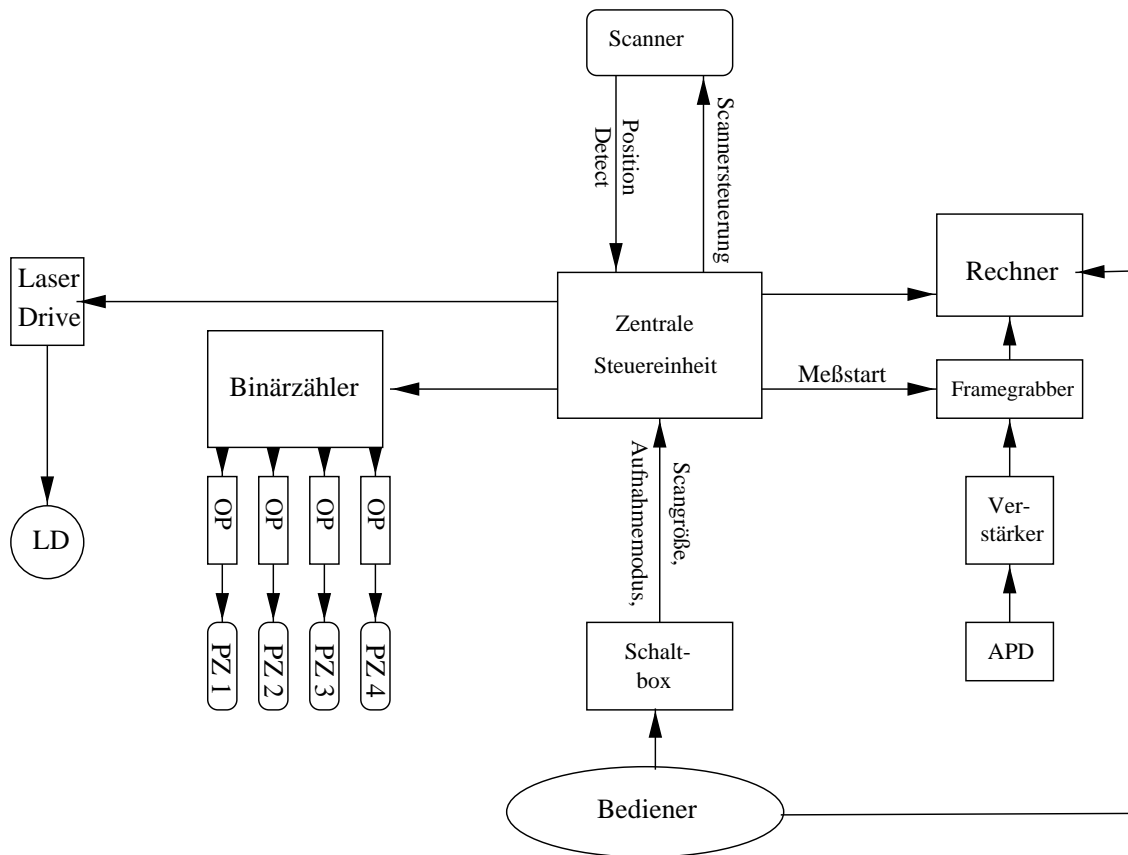


Abb. 5.13: Elektronische Steuerung der Komponenten

(1996) verwendet.

Verschiedene mathematische Routinen zur Berechnung von Quadratwurzeln aus Matrizen etc. wurden aus der Arbeit [Fe91] übernommen und in [Wes96] detailliert erläutert, so daß an dieser Stelle nicht mehr darauf eingegangen werden muß.

5.5.1 Fremdeinflüsse

Die entscheidende Schwierigkeit bei der Auswertung von gewonnenen Bilddaten liegt in der Aufgabe, störende Einflüsse herauszurechnen, die entweder vom experimentellen Aufbau oder vom Meßobjekt selbst herrühren. Ziel ist es, auf die oben geschilderte Weise die Stokesvektoren zu ermitteln, die das Licht beschreiben, welches das Auge verläßt, und daraus die Muellermatrix der Retina an diesem Punkt und somit die Phasenverschiebung der Retina zu errechnen. Wie bereits erwähnt ist aber die Netzhaut nicht die einzige polarisationsverändernde Komponente unseres Systems, sondern die Einflüsse der Scannerspiegel, der

Justage der Pockelszellen sowie die Hornhaut dürfen nicht unbeachtet bleiben.

Die aus den Stokesvektoren \mathbf{S}_{out} errechnete Muellermatrix, welche die Beziehung

$$\mathbf{S}_{out} = M \cdot \mathbf{S}_{in}$$

erfüllt, ist nicht bereits die Muellermatrix der Retina. Vielmehr handelt es sich um die Matrix, die alle polarisationsverändernden Einflüsse zusammenfaßt. Bezeichnet man diese Matrix im Folgenden als M_{ges} , so ergibt sich

$$M_{ges} = M_{Scanner} \cdot M_{HH} \cdot M_{Ret}^2 \cdot M_{HH} \cdot M_{Scanner}$$

Dabei ist $M_{Scanner}$ die Muellermatrix, die die Einflüsse der Scannerspiegel beschreibt, M_{HH} die Matrix, welche die doppelbrechenden Eigenschaften der Hornhaut am Durchtrittspunkt repräsentiert und schließlich M_{Ret} die Muellermatrix der Retina. Auf den Laserstrahl wirken nämlich zunächst durch den Scanner, dann durch die Hornhaut und schließlich durch die Retina polarisationsverändernde Einflüsse, die sich auf dem Rückweg des Lichtes erneut bemerkbar machen (daher z. B. das Quadrat bei M_{Ret}).

Um die interessierende Muellermatrix der Retina an jedem Punkt zu berechnen, muß obige Gleichung nach M_{Ret}^2 aufgelöst und daraus dann die Wurzel gezogen werden.

$$M_{Ret}^2 = M_{HH}^{-1} \cdot M_{Scanner}^{-1} \cdot M_{ges} \cdot M_{Scanner}^{-1} \cdot M_{HH}^{-1} \quad (5.3)$$

Um aus dieser Formel M_{Ret} zu erhalten, müssen die anderen Matrizen bekannt sein. In den nun folgenden Unterabschnitten sollen die verschiedenen Eichungen und Verfahren zur Bestimmung dieser Matrizen erläutert werden.

Ureicherung

Die von der Polarisator- sowie Analysatoreinheit generierten Muellermatrizen hängen sehr sensibel von der Einstellung der Pockelszellen ab. Dabei spielt sowohl die Genauigkeit des Winkels, den die schnelle Achse der Zellen mit der x-Richtung einschließt, als auch der Durchtrittswinkel des Strahls durch die Pockelskristalle eine entscheidende Rolle. Die im Polarisator erzeugten Stokesvektoren und die Analyse der aus dem Auge austretenden Stokesvektoren beeinflussen aber in elementarer Weise die darauf basierenden Berechnungen. Aus diesem Grunde wäre eine Eichung wünschenswert, die es erlaubt, derartige Fehler bei der Berechnung der Phasenverschiebung innerhalb der Retina zu berücksichtigen. Jedoch lassen sich nicht sowohl Polarisator als auch Analysator gleichzeitig mit akzeptablem Aufwand derart eichen.

Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, die Analysatoreinheit als ideal anzunehmen, und Fehler, die aus deren Justage herrühren, einfach zu akzeptieren, ohne sie „wegrechnen“ zu können. Um den Polarisator zu eichen, bringt man einen Spiegel in den Strahlverlauf vor die Eintrittsöffnung des Scanners. Vom Polarisator kommend, wird der Laserstrahl dann direkt auf den Analysator umgelenkt.

Unter obiger Annahme der Idealität des Analysators lassen sich nun die tatsächlich im Polarisator erzeugten Stokesvektoren aus einer derart durchgeführten Messung berechnen.

Scannereichung

In Gleichung 5.3 tritt die Scannermatrix $M_{Scanner}$ auf. Diese beinhaltet - wie bereits erwähnt - die Einflüsse der Scannerspiegel auf die Polarisation des Laserstrahls. Da der Lichtstrahl den Scanner zweimal passiert, einmal auf dem Weg zum Auge, das zweite Mal zurück zum Analysator, taucht diese Matrix auch zweimal in der Gleichung 5.3 auf.

Zur Bestimmung dieser Matrix läßt man den Laserstrahl direkt hinter dem Scanner auf einen Spiegel treffen, der zu diesem Zweck in den Strahlengang einjustiert wird und das Licht zurück in den Scanner wirft. Nimmt man nun eine Messung vor, die bis auf die Tatsache, daß die Muellermatrix des Meßobjektes hier praktisch durch die Einheitsmatrix dargestellt wird, prinzipiell einer gewöhnlichen Messung entspricht, dann wird mit dieser Vereinfachung Gleichung 5.3 zu

$$\mathbf{S}_{out} = M_{scanner}^2 \cdot \mathbf{S}_{in} \quad . \quad (5.4)$$

Zieht man nun unter Zuhilfenahme der bereits erwähnten Programmroutinen die Wurzel aus der auf diese Weise bestimmten Scannermatrix, so sind in der Ausgangsgleichung alle Matrizen bis auf die des Auges selbst bekannt.

Bei der Scannereichung erhält man nun eine Folge, die einer Ureichmessung relativ ähnlich erscheint. Allerdings lassen sich hier feine Intensitätsschwankungen innerhalb der einzelnen Bilder erkennen, die von den Scannerspiegeln herrühren. Eine derartige Scannereichmessung für den Bildmodus ist in Abbildung 5.14 zu sehen.

Diese beiden Messungen, die Ureichmessung der im Polarisator generierten Stokesvektoren sowie die Scannereichung sind nur nach einer Neujustage des Ellipsometers erforderlich. Wurden diese Messungen vorgenommen und ausgewertet, muß bei jeder Messung am Patienten nur noch die Matrix des Auges und daraus die Matrix der Retina bestimmt werden.

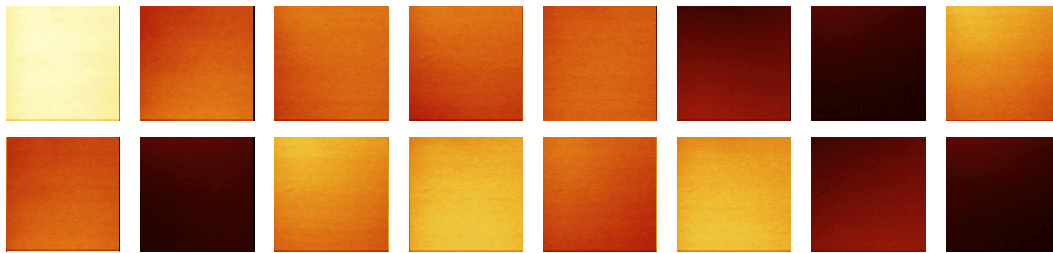


Abb. 5.14: Bildfolge einer Scannereichung im Bildmodus

Leermessung

Neben den beiden zuvor erläuterten Systemeinflüssen gibt es noch einen weiteren Einfluß des optischen Aufbaus, der aber nicht mit den Polarisationszuständen zusammenhängt. Es handelt sich dabei um die Reflexe, die an den Achromaten A1 und A2 entstehen. Dort reflektiertes Licht wird direkt, ohne das Meßobjekt durchdrungen zu haben, in den Scanner zurückgeworfen und liefert Punkte hoher Intensität bei der Aufnahme. Um diese Reflexe weitestgehend zu unterdrücken, nimmt man zu jeder Augenmessung noch eine sogenannte Leermessung vor, die lediglich derartige Reflexe enthält. Diese Messung wird bei der Auswertung der Daten einfach von der eigentlichen Datenmessung abgezogen, so daß die Störreflexe eliminiert werden.

Solange die Intensität der Laserdiode während einer Sitzung nicht verändert wird, ändern sich auch die Reflexe nicht, und es ist nur eine Leermessung für alle Datenaufnahmen gemeinsam nötig.

5.5.2 Einflüsse des Meßobjektes

Durch die somit vorliegenden Eichmessungen ist es möglich, störende Einflüsse der Meßapparatur bei der Auswertung zu berücksichtigen. Da diese Einflüsse keine kurzzeitigen Veränderungen zeigen, ist eine Eichmessung jeden Typs (Ureicherung, Scannereichung, Leermessung) ausreichend, bis die Einstellungen des Ellipsometers wieder verändert werden. So erfordert erst eine Neujustage die Berechnung einer neuen Ureicherung und Scannereichung, die Veränderung der Diodenintensität die Aufnahme einer neuen Leermessung. Neben diesen Störeinflüssen weist aber auch das Meßobjekt selbst noch Eigenschaften auf, die bei der Berechnung der Muellermatrix der Retina berücksichtigt werden müssen. Wie bereits in Kapitel 3 erläutert wurde, ist insbesondere die Hornhautdoppelbrechung nicht vernachlässigbar.

Hornhaut

Die Hornhaut weist eine langsame Achse auf, die i. d. R. nasal abwärts verläuft. Auf der Retina selbst liegen Strukturen vor, die eine radiale Symmetrie zeigen und deren optische Achse dementsprechend ebenso derartige Symmetrieeigenschaften aufweist. Bei einer Messung ergibt sich nun zunächst eine Phasenverschiebung, welche durch die Überlagerung des Retina- und Hornhauteinflusses geprägt ist. Dies wird deutlich, wenn man das Phasenverschiebungsbild im Bereich der Papille und der Macula betrachtet, wo die Retina radialsymmetrische Strukturen aufweist.

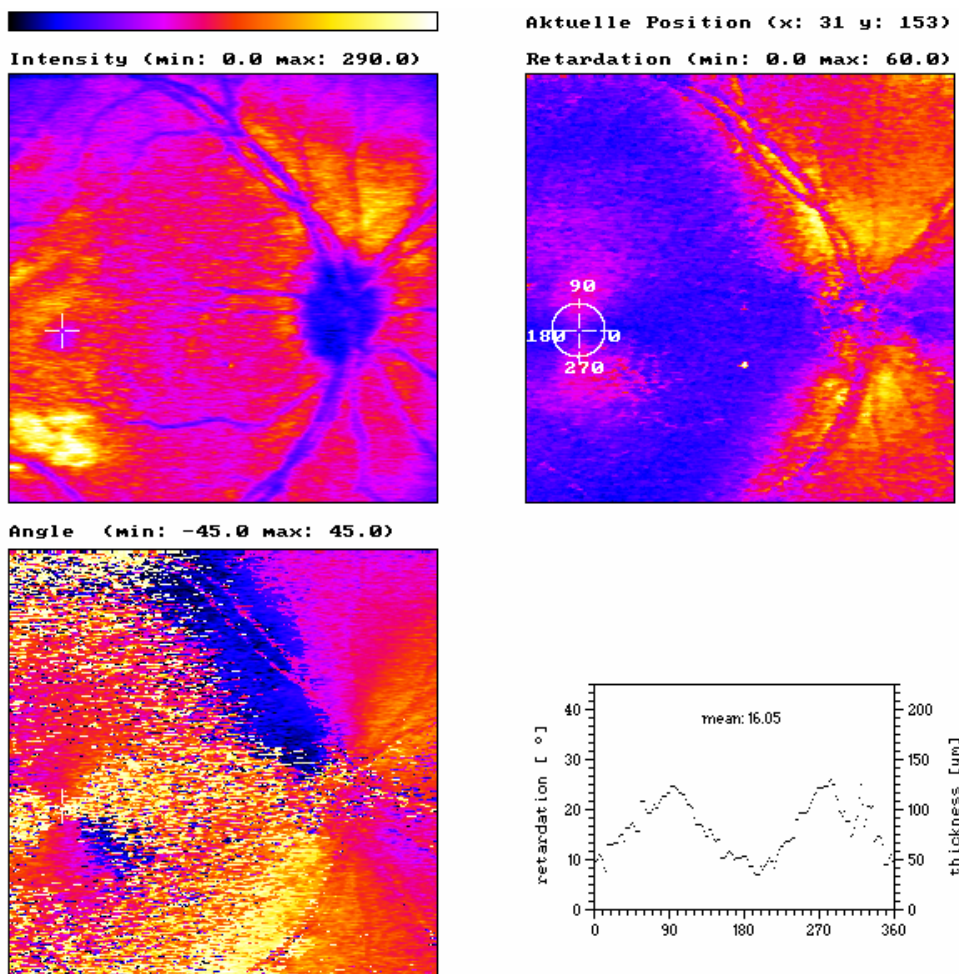


Abb. 5.15: Darstellung der Meßergebnisse einer Aufnahme des rechten Auges von NvG ohne Hornhautkorrektur (Beschreibung der Teilbilder und des Diagramms im Text).

Wie man sich leicht überlegt, muß es in diesen beiden Bereichen eine Richtung geben, in welcher die langsame Achse der Cornea in ihrer Richtung mit der langsamen Achse der Nervenfasern übereinstimmt und sich die doppelbrechende Wirkung dieser beiden Komponenten verstärkt sowie eine dazu senkrechte Richtung, in welcher die schnelle Achse der Hornhaut parallel zur langsamen Achse der Nervenfasern liegt. Im Bild der Phasenverschiebung ergibt sich also um Papille und Macula herum keine Radialsymmetrie, sondern es entsteht ein „Kreuz“ – hohe Phasenverschiebung in Richtung konstruktiver Überlagerung, geringe Phasenverschiebung in Richtung destruktiver Überlagerung.

Bild 5.15 zeigt eine Aufnahme vor der Korrektur des Hornhauteinflusses. Da derartige Bilder im Folgenden immer wieder die Ergebnisse von Messungen repräsentieren werden, soll in diesem Zusammenhang die Bedeutung der einzelnen Teilbilder näher erläutert werden, wobei Abb. 5.15 als Beispiel diene.

Einschub: Darstellung der Meßwerte Das *Intensitätsbild* der Messung ist oben links zu sehen. Dargestellt ist die Intensität des zurückreflektierten Lichtes. Diese wird ermittelt, indem die rechts- und linkszirkularen Intensitäten addiert werden, die gemessen werden, wenn die Pockelszellen der Polarisatoreinheit ausgeschaltet sind. Dabei bedeuten helle Bereiche eine hohe Reflexivität, dunkle Bereiche eine geringe Reflexion des eingestrahnten Lichtes.

Rechts daneben im *Phasenbild* ist die Phasenverschiebung farbcodiert dargestellt. Die Phasenverschiebung entspricht dem Drehwinkel, um den die Stokesvektoren bei der Transformation um den Eigenvektor der Muellermatrix gedreht werden. In dem Bild sind die Phasenverschiebungswerte für den „single pass“ zu sehen. Da der Untersuchungsstrahl die interessierenden Medien zweimal passiert, ist die gemessene Phasenverschiebung genau doppelt so groß wie die hier dargestellte.

Deutlich sind die beiden o. g. Richtungen zu erkennen, unter denen sich die Einflüsse von Hornhaut und Retina gegenseitig verstärken bzw. teilweise auslöschen¹³. Quantitativ ist dieser Sachverhalt in dem Diagramm unten rechts dargestellt. Hier sind die Phasenverschiebungen aufgetragen, die an den Punkten auf dem eingezeichneten Kreis angenommen werden. Die Maxima treten bei 90° und 270° klar hervor (direktionaler Effekt).

Das *Winkelbild* unten links codiert die Lage des Eigenvektors der Muellermatrix. Dargestellt ist der Winkel der optischen Achse in der MC-Ebene. Die 90°-

¹³Bei diesem Probanden weist die langsame Achse der Cornea einen ungewöhnlich steilen Winkel von nahezu 90° auf.

Symmetrie ist zu verstehen, wenn man sich klar macht,

- daß in der Darstellung nicht zwischen langsamer und schneller Achse unterschieden wird,
- daß die Poincaré-Kugel per definitionem bereits nur einen Bereich von 180° umspannt.

Bei Berücksichtigung dieser beiden Punkte wird klar, warum sich die codierten Winkel alle 90° wiederholen.

In den Bildern der Abbildung 5.15 ist diese Symmetrie nicht klar zu erkennen, was daran liegt, daß hier die Hornhaut noch nicht korrigiert ist und damit die Phasenverschiebung und der Winkel der Muellermatrix dargestellt sind, die das gesamte Auge repräsentiert und nicht wie bei einer korrekt ausgewerteten Messung lediglich die Netzhaut verkörpert.

In Phasenbildern, in denen die Hornhauteinflüsse korrigiert wurden, legt man häufig einen Kreis mit einem Radius von 1.5 mm um das Zentrum der Papille und stellt wie oben dann die Phasenverschiebung entlang dieses Kreisumfanges dar. Auf diese Weise können die Nervenfaserbündel, die die Papille oben und unten verlassen, gut dargestellt werden. Da diese Darstellung auch bei anderen Untersuchungen angewendet wird, ist somit außerdem noch eine direkte Vergleichbarkeit der Daten gegeben, die mit verschiedenen Diagnosetools gewonnen wurden.

Bewegungen des Auges

Bewegt der Patient während einer Aufnahme sein Auge, so ist dies in zweierlei Hinsicht für eine spätere Auswertung sehr problematisch:

- Einzelne Pixel stimmen in den Bildern der verschiedenen Polarisationszuständen nicht mehr in ihrer Lage überein. Somit können die Phasenverschiebungen an diesen Stellen nicht korrekt berechnet werden, da falsche Insitäten der Berechnung zugrunde gelegt werden. Durch die bereits beschriebene Alignierung der aufgenommenen Bilddaten kann diese Problematik weitestgehend vermieden werden.
- Durch eine Augenbewegung tritt der Untersuchungsstrahl durch verschiedene Punkte auf der Hornhaut. Verschiedene Durchtrittspunkte durch die Hornhaut haben auch verschiedene Einflüsse auf die Polarisationszustände, da sie durch unterschiedliche Muellermatrizen repräsentiert werden. Somit

läßt sich in diesem Fall die Hornhaut nicht korrekt kompensieren, da es nicht möglich ist, eine Hornhautmuellermatrix zu berechnen, die sich für die ganze Scanfläche als richtig erweist. Die verschiedenen Möglichkeiten der Berechnung der Hornhautmatrix sind im folgenden Abschnitt 5.5.3 zusammengefaßt.

5.5.3 Optionen bei der Hornhautkorrektur

Wie bereits erwähnt durchtritt der Laserstrahl die Hornhaut im Idealfall während einer Messung ständig an der gleichen Stelle. Aus diesem Grunde genügt auch die Kenntnis der Corneamatrix dieses einen Punktes, um mittels Gleichung 5.3 die Muellermatrix der Retina berechnen zu können. Aus Abbildung 5.6 ist erkennbar, daß der Strahl während des Scanvorganges immer unter anderen Winkeln auf die Hornhaut trifft. Eine eventuelle Abhängigkeit der doppelbrechenden Eigenschaften vom Eintrittswinkel in die Hornhaut wurde bei unseren Korrekturverfahren nicht berücksichtigt.

Um nun diese Hornhautmatrix zu bestimmen wurden mehrere verschiedene Wege beschritten, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Spekulare Reflexe Im Scangebiet gibt es Punkte, bei denen das Licht bereits zurückreflektiert wird bevor es die Nervenfaserschicht durchquerte. Diese Reflexe werden als „Spekulare Reflexe“ bezeichnet. Häufig finden sich derartige Punkte auf den Wänden von Gefäßen, die aus der Nervenfaserschicht herausragen.

In diesen Fällen muß in Gleichung 5.3 die Matrix der Retina durch die Einheitsmatrix ersetzt werden, so daß diese Gleichung die Form

$$M_{ges} = M_{Scanner} \cdot M_{HH} \cdot \underline{1}^2 \cdot M_{HH} \cdot M_{Scanner}$$

annimmt. Aus der Scannereichmessung ist $M_{Scanner}$ bereits bekannt, so daß nun der Berechnung der Hornhautmatrix nichts mehr im Wege steht.

Das Problem dieser Methode liegt im Auffinden geeigneter Stellen bzw. Reflexe, da z. B. nicht jedes Gefäß derartige Reflexe verursacht. Viele der retinalen Gefäße können durchaus von Nervenfasern bedeckt sein.

In einem ersten Schritt der Automatisierung der Hornhautkorrektur findet prinzipiell das gleiche Verfahren Anwendung, jedoch werden hierbei Stellen spekularer Reflexe automatisch gesucht. Deren Einfluß wird gemittelt und die somit erhaltenen Daten zur Berechnung der Hornhautmatrix genutzt. Aus dem unkorrigierten Phasenbild kann die Lage der Hornhautachsen abgelesen werden, betrachtet man nun Punkte, so kann man u. a. mittels des somit erhalten Winkels der langsamen bzw. schnellen Hornhautachse, die Eignung der gewählten Punkte überprüfen.

Weitere Kriterien erlauben dem automatisierten Algorithmus eine qualifizierte Auswahl von Punkten, die zur Mittelung herangezogen werden können. Von jedem dieser Punkte wird die Hornhautmatrix errechnet, und die Mittelung der so gewonnenen Matrizen stellt schließlich die endgültige Corneamatrix dar.

Rotationssymmetrie Ein anderes Verfahren zur Berechnung der Hornhautmatrix, welches sich als relativ stabil erwies, beruht auf der rotationssymmetrischen Anordnung der Nervenfasern um die Fovea herum. Nachdem vom Anwender ein Kreis um die Fovea gelegt wurde, indem ein Kreispunkt sowie der Mittelpunkt ausgewählt werden, berechnet eine Automatik den Winkel der optischen Hornhautachsen. Die Phasenverschiebungen an den Kreispunkten ergeben sich aus der Überlagerung der Effekte von Retina und Hornhaut. Aus diesen Werten kann der Winkel ϑ_{HH} der Hornhautachse und die Phasenverschiebung der Hornhaut δ_{HH} grob berechnet werden. Eine Variationsmethode berechnet von diesen beiden Werten ausgehend diese Parameter genauer.

Kapitel 6

Ergebnisse

Da eine langfristige klinische Erprobung noch aussteht, soll an dieser Stelle nur ein paar Meßergebnisse präsentieren. Obwohl die Alignierungssoftware für den Bildmodus noch nicht allen Ansprüchen genügt, werden hier vorwiegend Aufnahmen im Bildmodus präsentiert, da dieser Modus zentraler Gegenstand dieser Arbeit am Ellipsometer war. Zum Vergleich ist auch eine Messung eines Probanden im Zeilenmodus wiedergegeben.

6.1 Messungen an gesunden Probanden

Abbildung 6.1 zeigt eine Messung am 25jährigen Probanden RK. Im Intensitäts- und Phasenbild sind in der Mitte vertikal übereinander die Linsenreflexe zu erkennen. Gut erkennbar ist das Gebiet erhöhter Phasenverschiebung um die Fovea herum. Neben den Nervenfaserbündel, die die Papille von oben und unten auf die Papille zulaufen, fällt noch ein Gebiet erhöhter Nervenfaserschichtdicke auf, welches direkt von der Papille zur Fovea verläuft. Dieses „dritte Bundle“ findet sich in vielen Aufnahmen von gesunden Probanden wieder.

In dieser Aufnahme sieht man auch die Vorteile, welche die größere Scanfläche im Bildmodus bietet. In einer entsprechenden Aufnahme im Zeilenmodus würden nur die mittleren 128 Zeilen zu sehen sein, so daß die Verjüngung des die Papille nach unten verlassenden Nervenfasersstrangs nicht zu beobachten wäre.

Im Intensitätsbild ist links oben ein Bereich erhöhter Reflexion zu sehen, dabei handelt es sich um den Hornhautreflex. Licht wird hier bereits an der Hornhaut reflektiert, und fällt daher mit hoher Intensität zurück in die Detektordiode. Dieser Reflex wird zwar durch das bereits erwähnte konfokale System weitestgehend unterdrückt, kann aber nicht ganz vermieden werden.

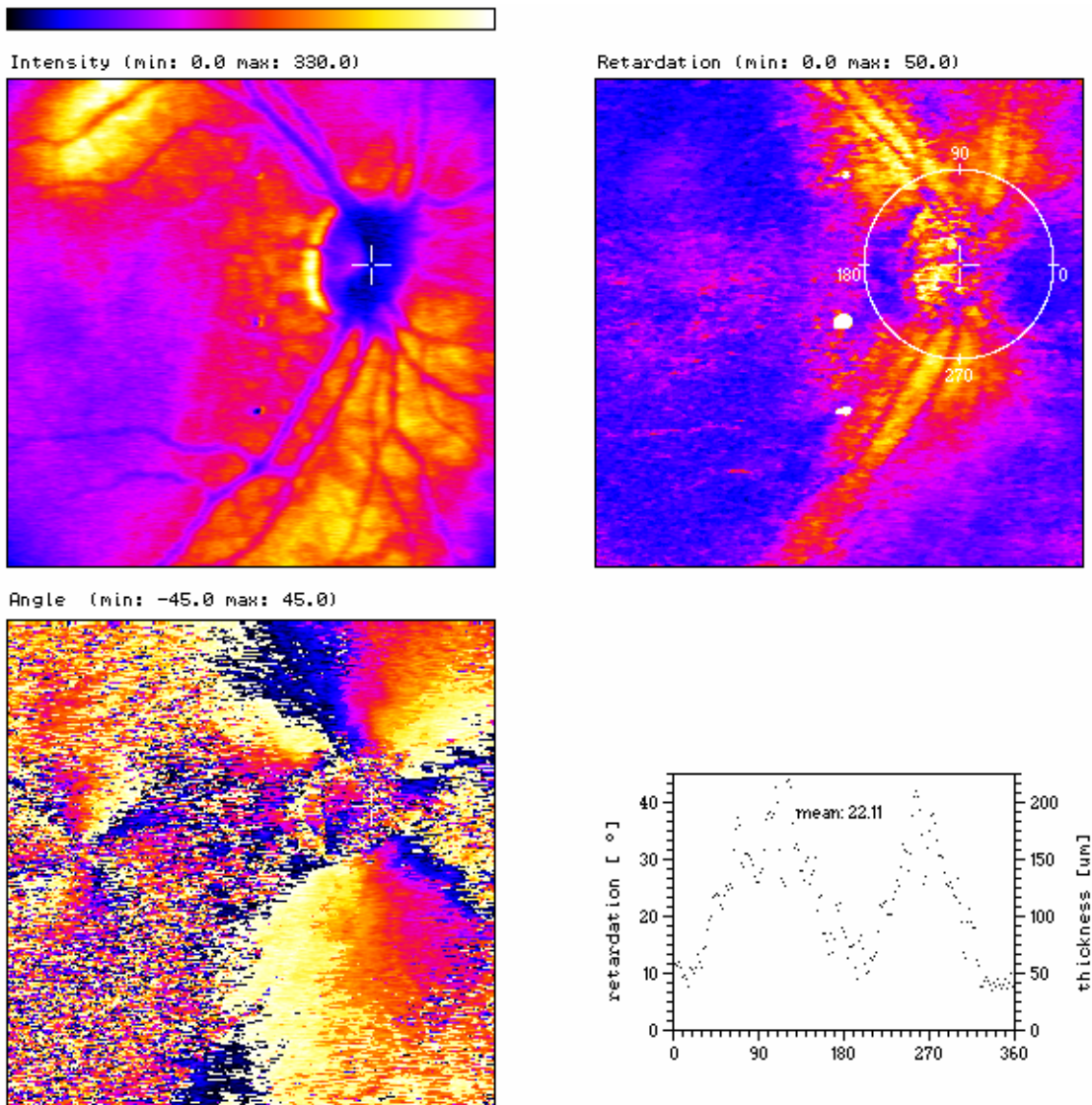


Abb. 6.1: Messung am gesunden Probanden RK (25 Jahre) am 2.5.97

Im Phasenbild sieht man an dieser Stelle einen Bereich sehr niedriger Phasenverschiebung, was verständlich wird, wenn man sich klar macht, daß hier das Licht gar nicht die doppelbrechenden Medien passierte.

Das Winkelbild zeigt deutlich die radiale Struktur rund um die Fovea. Hier ist die 90°-Symmetrie wiederzuerkennen, die im Einschub des Kapitels 5 erklärt wurde. Auch im Umfeld der Papille läßt sich zumindest ober- und unterhalb dieser die nahezu radiale Ausrichtung der dort verlaufenden Nervenfaserverstränge wiederfinden.

Die Phasenverschiebungswerte entlang des Kreises, der mit einem Radius von 3 mm um die Papille gelegt wurde, sind im Diagramm rechts unten aufgetragen. Man erkennt die „double hump“-Struktur der Nervenfaserschichtdicke um die Papille herum. Dieser Proband weist Maximalwerte von bis zu 43° auf. Auf der rechten Ordinatenachse sind die sich daraus ergebenden Schichtdicken angegeben, die sich über eine Proportionalitätsrelation aus den Phasenverschiebungen ergeben.

Abbildung 6.2 zeigt eine Messung an der gesunden Probandin NvG. In der rechten oberen und unteren Ecke ist diese Aufnahme nicht optimal ausgeleuchtet. Gerade im Bildmodus ist es nicht ganz einfach und immer möglich, das gesamte Scanfeld richtig gleichmäßig auszuleuchten.

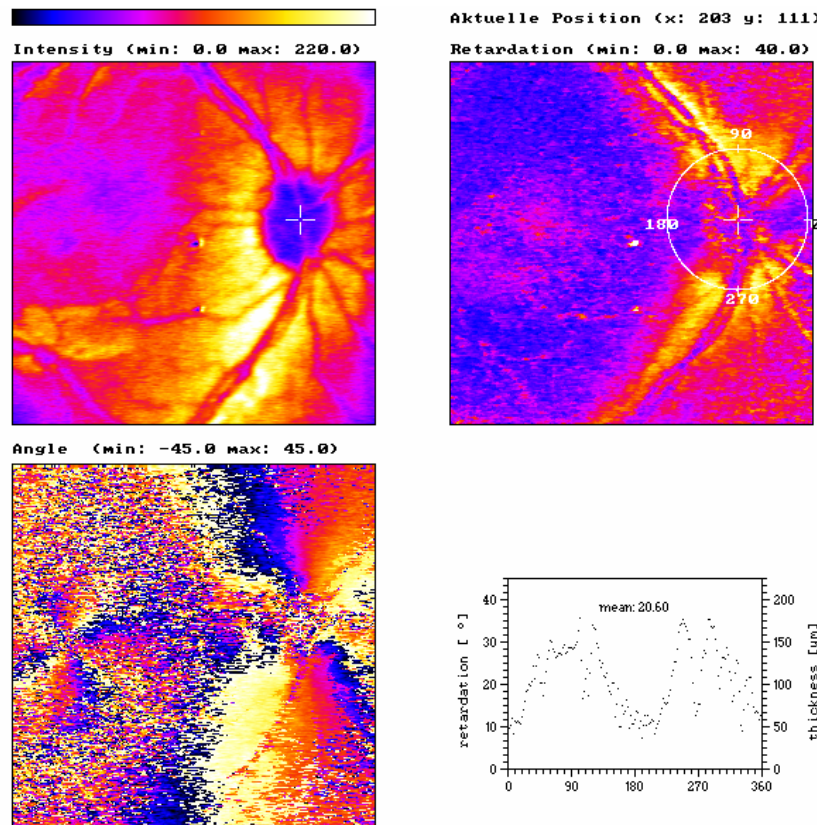


Abb. 6.2: Aufnahmen an der gesunden Probandin NvG (22 Jahre).

Bei der letzten hier dargestellten Aufnahme in Abbildung 6.3 handelt es sich um eine Zeilenmodusaufnahme eines gesunden Probanden. Die Nervenfaserschicht des rechten Auges von Proband CS erreicht Maximalwerte von 30° . Gut ist bei dieser Messung im Winkelbild der Verlauf des Eigenvektorwinkels und dessen 90° -Rotationssymmetrie um die Fovea und Papille zu erkennen.

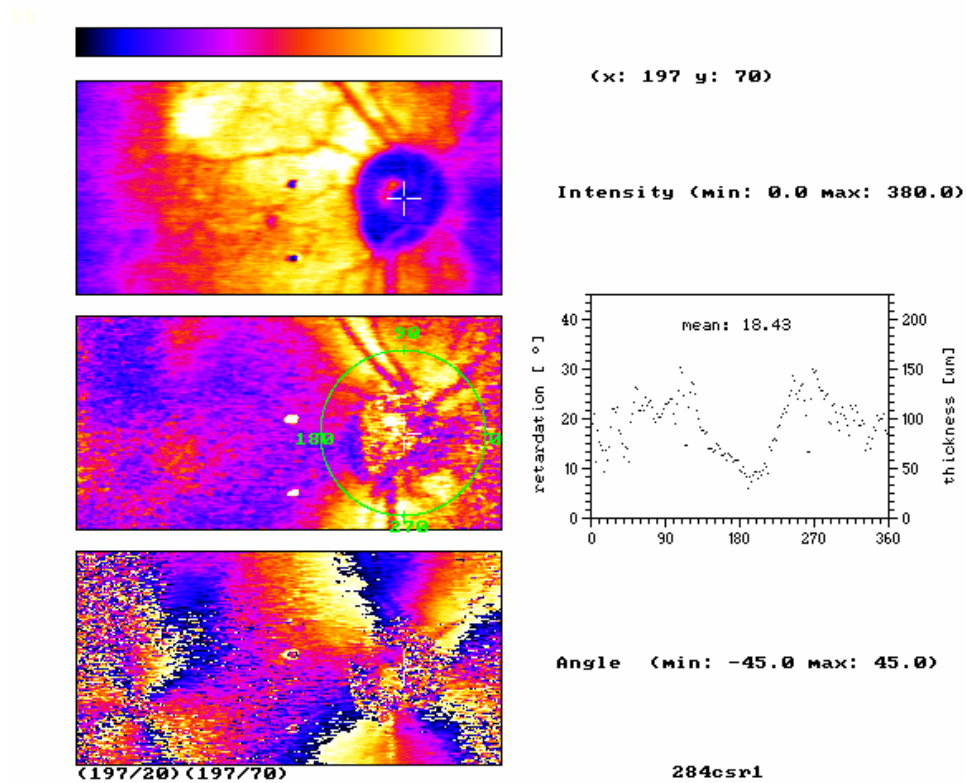


Abb. 6.3: Rechtes Auge des Probanden CS, Aufnahme vom 28.4.97 im Zeilenmodus

6.2 Messungen an glaukomatösen Patienten

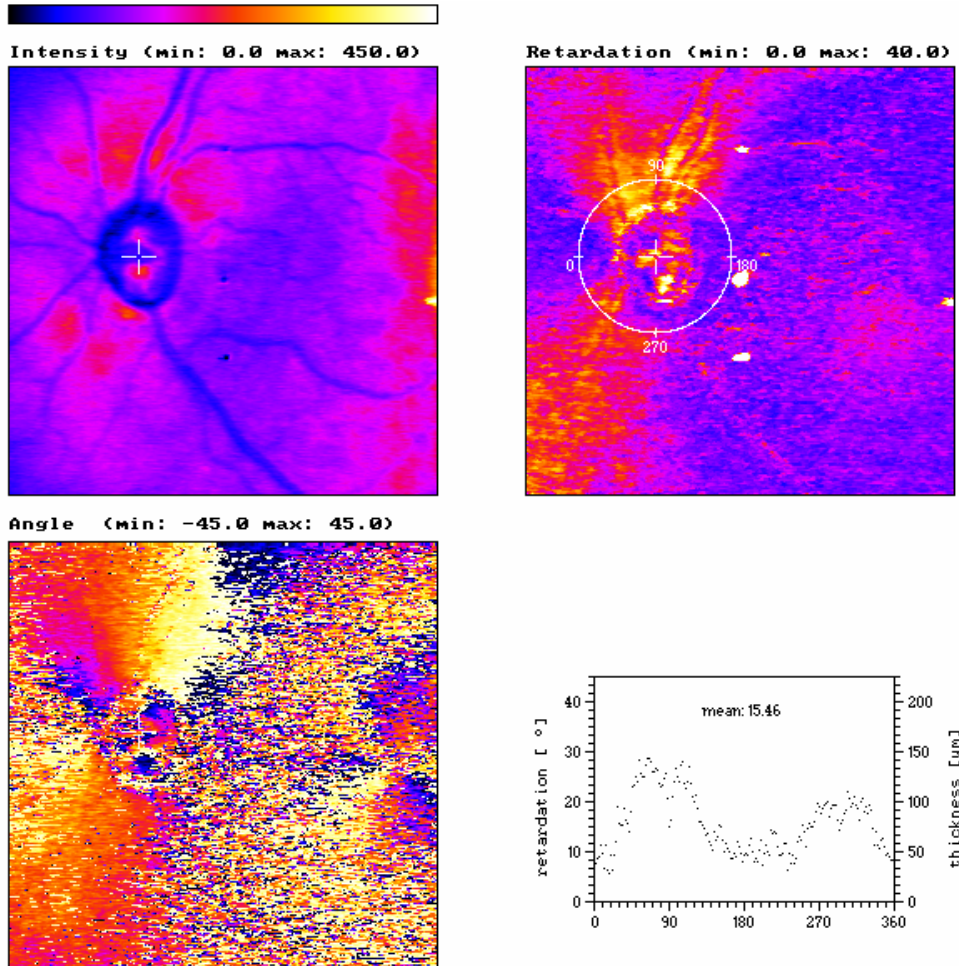


Abb. 6.4: Aufnahme des linken Auges der glaukomatösen Patientin TG (67 Jahre)

In Abbildung 6.4 sind im Vergleich zu den vorherigen Aufnahmen deutlich die Unterschiede zwischen glaukomatösen und gesunden Augen in Bezug auf die Nervenfaserschichtdicke zu erkennen. Zwar ist auch hier der radiale Verlauf der Nervenfasern um die Fovea herum erkennbar, doch zeigen die Nervenfaserverstränge, die in die Papille eintreten, eine geringere Ausprägung als die entsprechenden Stränge bei gesunden Probanden. Im Diagramm ist zu sehen, wie insbesondere im Bereich des in die Papille von unten eintretenden Bündels die Phasenverschiebung nur sehr niedrige Maximalwerte aufweist. Ebenso ist der Durchschnittswert der Phasenverschiebungswerte auf dem Kreisumfang deutlich geringer als bei den Auswertungen gesunder Augen. Schließlich ist noch auf den vergrößerten Winkelbereich zwischen den beiden „Humps“ im Bereich um 180° hinzuweisen.

Auffällig ist insbesondere der totale Ausfall eines Bündels. Bei den Kreiswerten oberhalb von 270° fehlt ein Nervenfasersrang zwischen Fovea und Papille völlig.

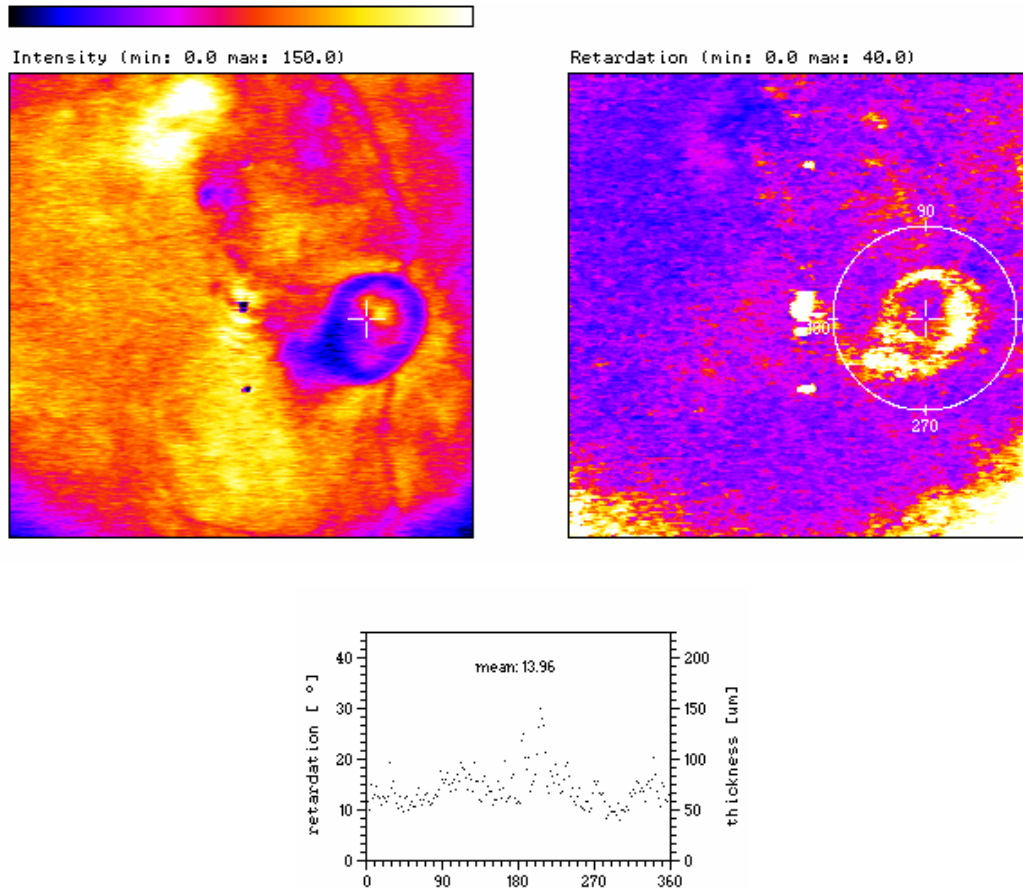


Abb. 6.5: Die Abbildung zeigt das rechte, erblindete Auge des Patienten KK, welches glaukomatöse Schädigungen im fortgeschrittenen Stadium aufweist.

Abbildung 6.5 zeigt schließlich ein Auge, bei welchem die Nervenfasersstränge ober- und unterhalb der Papille fast vollständig verschwunden sind. Im Diagramm zu dieser Aufnahme ist keine „double hump“-Struktur mehr zu erkennen. Der hohe Mittelwert, der durchaus auch für gesunde Augen noch vertretbar ist, kann seine Ursache z. B. in dem ausgeprägten mittleren Linsenreflex haben, welcher sich sehr nahe am um die Papille gelegten Kreis befindet.

Kapitel 7

Ausblick

7.1 Optionen für die Zukunft

Der vorliegende Aufbau funktioniert technisch gesehen sehr gut und scheint reif für eine klinische Erprobungsphase. Natürlich wird ein derartiges Gerät ständig weiterentwickelt, da nicht zuletzt auch immer wieder neue Ideen und Anregungen entsprechend den klinischen Resultaten berücksichtigt werden müssen.

7.1.1 Aufnahmetechnik & Optik

An der Aufnahmetechnik selbst und an der Optik erscheinen – zumindest während einer Erprobungsphase – keine nennenswerten Veränderungen nötig. Lediglich das Einstellen der Pockelszellen und Spiegel könnte noch komfortabler gestaltet werden. Wünschenswert wäre die Möglichkeit, die generierten Stokesvektoren während des Justierens zu jedem Zeitpunkt direkt am Bildschirm ablesen zu können, ohne eine lediglich dafür angefertigte Messreihe auswerten zu müssen. So könnte z.B. ein spezielles Programm die Ansteuerung des Binärzählers übernehmen und einen Meßzyklus von 16 Zuständen durchlaufen lassen. Die damit gewonnenen Daten könnten dann unmittelbar auf dem Bildschirm dargestellt werden. Somit wäre die Möglichkeit gegeben, direkt bei der Justage den Einfluß von Winkelveränderungen der Pockelszellen auf die Stokesvektoren zu beobachten.

Obwohl mit der Konstruktion der Kopfstütze ein erheblicher Schritt zur leichteren Einjustierung des Patientenauges gelungen ist, sollte an einer besseren Fixierungsmöglichkeit des Patientenkopfes gearbeitet werden.

Sollte sich die Alignierung der Bilddaten im Topographie-Modus als praktikabel erweisen, so kann die Möglichkeit des bidirektionalen Scannens zu einer Verkürzung der Meßdauer benutzt werden. Derartig kurze Meßzeiten wären insbesondere bei Patienten, denen es schwer fällt, die Fixation selbst kurzzeitig stabil

zu halten, eine große Hilfe.

Um dieses Ziel zu erreichen, sind aber noch Modifikationen an der Alignierungssoftware nötig. Bei der Alignierung wird die Fläche, auf welcher die Linsenreflexe erscheinen, größer, da einzelne Bilder zusammen mit den Reflexen verschoben werden. Die Leermessung, die zur Kompensation eben dieser Linsenreflexe später von den Messungen abgezogen wird, enthält aber noch die unvergrößerten Linsenreflexe, so daß es auf den Differenzbild unter Umständen zu hellen Ringen um die Linsenreflexe kommen kann. Dies kann nur verhindert werden, indem die Leermessungsbilder genau wie die eigentlichen Messdateien auch verschoben werden. In diesem Fall würde aber zu jeder Meßdatei eine eigene individuelle Leermessung gehören, was den Datenbestand erheblich aufblähen würde.

Während in der Alignierungssoftware bisher nur Verschiebungen der einzelnen Frames berücksichtigt werden, sollten in einer Weiterentwicklung auch Drehungen des Patientenauges berücksichtigt werden können. Ebenso stellt sich die Frage, ob es nicht möglich ist, auch Augenbewegungen während der Aufnahme eines Frames zu kompensieren.

7.1.2 Auswertung

Insbesondere im Bildmodus nehmen die Dateien mit den Meßwerten und Eichmessungen relativ großen Umfang an. So benötigen z.B. die Scannereichungen über 8 MB Festplattenkapazität. Es erscheint sinnvoll, zu überprüfen, ob nicht eine Speicherung dieser Datenvariablen mit halber Genauigkeit (statt 8 Byte lange Variablentypen nur 4 Byte lange Typen) ebenfalls zufriedenstellende Resultate liefert.

Desweiteren sollte die Auswertsoftware intuitiver und ergonomischer gestaltet werden, um auch ungeübten Anwendern einen einfachen Einstieg zu ermöglichen. Dazu muß in Erwägung gezogen werden, ob das Programm nicht durchgängig auf Fenstertechnik umgestellt oder sogar auf ein anderes Betriebssystem portiert werden sollte.

Insbesondere für den klinischen Einsatz wäre die Möglichkeit wünschenswert, die Phasenverzögerungsbilder eines Patienten, die zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen wurden, auf dem Bildschirm gleichzeitig darzustellen, um Vergleiche anstellen zu können.

Da sehr viele Optionen und Funktionen der Aufnahmesoftware gar nicht für unsere Zwecke genutzt werden (z. B. Patientenverwaltung) und momentan 3 verschiedene Programme zur Aufnahme und Auswertung Verwendung finden (Aufnahmesoftware, Alignierungssoftware, Auswertungssoftware), wäre es wünschenswert, die Software anwenderfreundlich neu zu gestalten und dabei alle 3 Funk-

tionen von einem Programm ausführen zu lassen. Diese zu entwickelnde Software müßte dann die Scanneransteuerung übernehmen sowie die Verwaltung der Framgrabber Karte übernehmen. Unter Umständen läßt sich auf diese Weise auch noch die Meßzeit geringfügig verkürzen.

7.1.3 Klinische Erprobungsphase

Zur Erprobung des Einsatzes im Klinikalltag sowie zur Überprüfung der gewonnenen Aussagen, sollte sich nun angesichts der Einsatztauglichkeit eine längere Phase der Nutzung anschließen.

Wünschenswert wäre eine regelmäßige Untersuchung von Patienten in verschiedenen Glaukomstadien, um das Fortschreiten der Nervenfaserverdegeneration und die Sensibilität des Gerätes überprüfen zu können. Ferner erscheint ein Vergleich mit anderen Diagnosetools für Glaukomerkrankungen sinnvoll. Dabei sollten die gleichen Patienten in regelmäßigen Abständen mit den zur Verfügung stehenden Diagnosemöglichkeiten untersucht und die gewonnenen Daten verglichen werden.

Literaturverzeichnis

- [Aug87] Carl Zeiss (Hrsg.)
„Handbuch für Augenoptik“
Zeiss, Oberkochen (Germany)
- [Ax92] Pau, Axenfeld
„Lehrbuch der Augenheilkunde“, 13. Auflage 1992
Gustav Fischer Verlag, Stuttgart - Jena - New York
- [Bo84] M. Born und E. Wolf
„Principles of Optics - Elektromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light“, Pergamn Press, Sixth Edition (1984)
- [Br91] H. B. Brink,
„Birefringence of the human crystalline lens in vivo“, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 8, No. 11, p. 1788-1793, (1991)
- [BS93] Heinz Niedrig (Hrsg.)
„Bergmann - Schäfer“, Bd. 3 - Optik
Walter de Gruyter Verlag (1993)
- [Dem93] Wolfgang Demtröder
„Laserspektroskopie - Grundlagen und Techniken“
Springer-Verlag (1993)
- [Fe91] Thomas Fendrich, „Fourierellipsometrie“, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik 1, Ruprecht-Karls-Universität (1991)
- [Fi93] Stefan K. Fischer
„Elektrooptische Ellipsometrie“, Diplomarbeit,
Institut für Angewandte Physik, Universität Heidelberg (1993)
- [Fre84] H. Freyler
„Augenheilkunde“
Springer-Verlag (2. Auflage 1984)

- [GW97] „Glaucoma World“, Monatlicher europäischer Newsletter für Ophthalmologen, Ausgabe Februar 1997
- [GW4/97] „Glaucoma World“, Ausgabe April 1997
- [Ha81] D. O. Harrington,
„The Visual Fields - A textbook and atlas of clinical perimetry“,
Mosby, St. Louis (1981)
- [He89] Eugene Hecht
„Optik“, 2. Auflage, Addison-Wesley Deutschland (1989)
- [Ja83] „Klassische Elektrodynamik“, J. D. Jackson, 2. Auflage Walter de Gruyter Berlin New York (1983)
- [Kre86] H. F. Krey
„Exempla ophthalmologica“
Bildatlas zur Physiologie und Pathophysiologie des Auges
Albert-Roussel Pharma GmbH
- [La92] „Perimetrie“, Bernhard J. Lachenmayr, Patrick M.O. Vivell
Georg Thieme Verlag Stuttgart New York (1992)
- [NN97] Autor unbekannt,
Fotodokumentation des juvenilen Patienten, Arbeitstitel „Vorne - Hinten“, Kooperation Universität Heidelberg - Universität Uppsala (Schweden) (3/1997)
- [No93] Wolfgang Nolting, „Grundkurs: Theoretische Physik“,
Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen (1993)
- [Pe93] Bernhard Pelz, „Modenkopplung für einen gütegeschalteten Er:YAG-Laser und Güteschaltung eines Ho:YAG-Lasers“,
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (1993)
- [Pe97] Bernhard Pelz, „Entwicklung eines elektrooptischen Ellipsometers zur Evaluation der retinalen Nervenfaserschicht und der Hornhaut des menschlichen Auges in vivo“,
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (1997)

- [Po92] H. Poincaré
„Théorie Mathématique de la Lumière“
Gauthiers-Villars, Paris 1892, Vol II
- [Re85] „Augenheilkunde“, M. Reim,
Enke Reihe, Ferdinand Enke Verlag Stuttgart
- [Re89] Klaus Reiter,
„Nervenfaserschichtdickenbestimmung am menschlichen Auge mit dem Laser Tomographic Scanner als Fourier-Ellipsometer“, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (1989)
- [Si88] W. Sittig,
„Morphometrische Untersuchung der Hornhaut des menschlichen Auges mit dem Konfokalen Laser-Scanning-Biomkroskop“, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität 1988)
- [Sm93] G. Smolin and R. A. Thoft,
„The Cornea“, Scientific foundations and clinical practice, 3rd edition, Little, Brown and Company, Boston (1994)
- [Sl80] D. Sliney and M. Wolbarsht
„Safety with lasers and other optical sources“ – A comprehensive handbook
Plenum Press, New York and London (1980)
- [Vel69] „Der Augenarzt“, Karl Velhagen, Band 1 von 10
2. Auflage, VEB Georg Thieme (Leipzig 1969)
- [Wes96] C. Weschenmoser
„Entwicklung eines elektro-optischen Ellipsometers mit Einsatz in der Augenheilkunde“
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Karlsruhe (TH) (1996)
- [You93] Matt Young
„Optics and Lasers“
Springer-Verlag (1993)

Abbildungsverzeichnis und -nachweis

2.1	Querschnitt durch das menschliche Auge [Ax92]	5
2.2	Die retinale Geographie	8
2.3	Netzhautquerschnitt durch die Fovea	8
2.4	Schematische Netzhautquerschnitte	9
2.5	Verteilung der Photorezeptoren auf der Netzhaut [Kre86]	10
2.6	Spektrale Empfindlichkeit des Auges [Aug87]	10
2.7	Transmission und Absorption von verschiedenen Wellenlängen im menschlichen Auge	11
2.8	Verlauf der Nervenfasern in der Netzhaut	12
2.9	Kammerwasserzirkulation (Quelle unbekannt)	13
2.10	Offener und verlegter Kammerwinkel [Ax92]	14
2.11	Einfluß verschiedener Schädigungsprozesse in Abhängigkeit vom Druck	15
2.12	Perimetrische Darstellung von Gesichtsfelddefekten	16
3.1	Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle [No93]	20
3.2	Die Lage der Polarisationsellipse im kartesischen Koordinatensystem	24
3.3	Polarisationszustände in der Poincaré-Kugel	26
3.4	Einfache Stokesvektoren in der Poincaré-Kugel	28
3.5	Allgemeiner Fall der Lichtausbreitung in doppelbrechenden Kristallen [BS93]	29
3.6	Doppelbrechung bei Lichteinfall senkrecht zur optischen Achse . .	29
3.7	Modell zur Formdoppelbrechung [Bo84]	31
3.8	Dichroismus von Siderit (Eisenspat) [BS93]	33
3.9	Transformation von Stokesvektoren in der Poincaré-Kugel	35
4.1	Prinzipieller Aufbau eines Ellipsometers	42
5.1	Aufnahme des gesamten experimentellen Setups	47

5.2	Schematische Darstellung des optischen Aufbaus	49
5.3	Photographie des optischen Aufbaus	49
5.4	Nullwirkung der spannungslosen Polarisationsseinheit	53
5.5	Verschiedene Schaltungszustände der Polarisationsseinheit	54
5.6	Telezentrisches System	56
5.7	Im Bildmodus aufgenommene Bildfolge des Probanden RK	59
5.8	Direkt aus der aufgenommenen Bildfolge eingelesenes Rohbild	63
5.9	Vorbereitende Schritte der Alignierung	64
5.10	Verschobener und gematchter Kurvenverlauf	65
5.11	Produktfunktion zur Alignierung	65
5.12	Screenshot des Livebildes während des Einrichtens der Probandin NvG.	67
5.13	Elektronische Steuerung der Komponenten	70
5.14	Bildfolge einer Scannereichung im Bildmodus	73
5.15	Meßergebnisse ohne Korrektur des Hornhauteinflusses	75
6.1	Messung am gesunden Probanden RK	83
6.2	Aufnahmen an der gesunden Probandin NvG (22 Jahre)	85
6.3	Zeilenmodusaufnahme eines gesunden Probanden	87
6.4	Aufnahme der glaukomatösen Patientin TGL	89
6.5	Glaukomatöses, erblindetes rechtes Auge des Patienten KK	91

Abschließend möchte ich danken...

... Herrn Prof. Dr. Josef Bille für die Bereitstellung dieser Diplomarbeit in dem interessanten Grenzgebiet der Medizin-Physik und das damit bewiesene Vertrauen.

... Herrn Prof. Dr. Dr. Cremer für die Übernahme des Zweitgutachtens.

... Dr. Stefan Gölz sowie Dr. Jörg Fischer für ihre Unterstützung und den Freiraum, den sie mir ließen.

... den Mitarbeitern von Heidelberg Engineering, insbesondere Tilmann Otto, für Ihre Kooperation und Unterstützung.

... meinem direkten Betreuer, dem Doktoranden Bernhard (Tschiß, dann mal!) Pelz, für seine Ideen und das kreative Chaos, welches er verbreitete.

... Markus Rohwedder, Dr. Marcus Götz und Dr. Stefan Fischer für die Hilfe bei vielen allgemeinen Problemen und Aufgaben im Labor (und für eine innovative, aufregende Netzwerkkonstruktion, die innerhalb der letzten 12 Monaten enorme Fortschritte machte).

... der Studienstiftung des Deutschen Volkes für ihre Förderung.

... Jürgen Fröhlich (Demolition-Man) für seinen Kuchen von gestern und hilfreiche Worte sowie gute Unterhaltungen.

... Michael Jost (die Nase) für seine Situationskomik („Warum muß mir das passieren?“), Jörg Wolf (Josch), der stets für ein Essen im Institut zu haben war. Vielen Dank an Jörg und Michael auch für viele gute Gespräche zu allen Tages- und Nachtzeiten.

... Marco Brunken und den restlichen Arbeitsgruppenmitgliedern, die für eine unvergeßliche (in jeglicher Hinsicht) Atmosphäre sorgten.

... Ralf Keßler mit dem wöchentlichen Sneak-Preview-Witz, über dessen enge Freundschaft im Institut und außerhalb ich mich sehr freue.

... Nicole von Grabczewski, mit der ich mir eine gemeinsame tolle Zukunft wünsche, für ihre ganz besondere Unterstützung insbesondere in Zeiten, in denen ich ihren Beistand sehr brauchte sowie für ihr strahlendes Lachen.

... meinen Eltern, die mir halfen soweit zu kommen und mich stets förderten. Mein besonderer Dank gilt meinem Vater, der mir immer zur Seite stand und mich unterstützte. Er verstarb leider viel zu früh, so daß er u. a. meinen Studienabschluß nicht mehr miterleben konnte.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 04.06.97

.....
(Alexander Türpitz)