



WHZ Westsächsische  
Hochschule Zwickau  
Hochschule für Mobilität



**Fraunhofer**  
IWS

# **Bachelorarbeit**

## **„Erzeugung von Superkontinuum mittels Multimode-Fasern zur endoskopischen Untersuchung von hyalinem Knorpelgewebe“**

Zur Erlangung des Grades

Bachelor of Engineering

Im Studiengang Biomedizinische Technik

an der Fakultät Physikalische Technik / Informatik

der Westsächsischen Hochschule Zwickau

eingereicht von

**Robin Reichel**

geboren am 18.11.2001

Gutachter:	Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Hartmann
Betreuer:	Dr. Dipl.-Ing. Tobias Baselt
Ausgabedatum:	17.10.2025
Eingereicht am:	12.12.2025

## **Autorenreferat**

Ziel dieser Arbeit ist es einen Aufbau zu entwickeln, welcher die Untersuchung von hyalinem Knorpel mittels endoskopischer Spektroskopie auf Basis von in Multimode-Fasern erzeugtem Superkontinuum ermöglicht. Zunächst wurden dabei die Superkontinuum-Eigenschaften einer Stufenindex- und einer Gradientenindex-Faser untersucht und verglichen. Dabei konnten Superkontinuum-Spektren über einen Wellenlängenbereich von ca. 600 nm bis zu 1700 nm erreicht werden. Im Anschluss wurde ein Versuchsaufbau realisiert, welcher auf Basis der GRIN-Faser die Differenzierung von biologischem Gewebe über NIR-Spektroskopie im Bereich von 1060 nm bis 1700 nm ermöglicht.

## **Abstract**

The aim of this work is to develop a setup that enables the investigation of hyaline cartilage using endoscopic spectroscopy based on supercontinuum generated in multimode fibers. First, the supercontinuum properties of a step-index and a gradient-index fiber were investigated and compared. Supercontinuum spectra over a wavelength range of approximately 600 nm to 1700 nm were achieved. Subsequently, an experimental setup was implemented which, based on GRIN fiber, enables the differentiation of biological tissue via NIR spectroscopy in the range from 1060 nm to 1700 nm.

## **Danksagung**

Besonderer Dank gilt meinen beiden Betreuern, Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Hartmann und Herrn Dr. Dipl.-Ing. Tobias Baselt für die Ermöglichung und fachliche Unterstützung dieser Arbeit. Ebenso bedanke ich mich bei dem gesamten Team des Fraunhofer AZOM IWS in Zwickau für die vielseitige Unterstützung und angenehme Arbeitsatmosphäre.

# Inhalt

<b>1 Einleitung und Motivation</b> .....	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b> .....	<b>3</b>
2.1 Optische Fasern und Faserlaser .....	3
2.2 Superkontinuum in optischen Fasern .....	12
2.3 Nahinfrarot-Spektroskopie zur Untersuchung von hyalinem Knorpel .....	16
<b>3 Superkontinuum-Erzeugung in Multimode-Fasern</b> .....	<b>18</b>
3.1 Charakterisierung des Lasers .....	18
3.1.1 Versuchsaufbau .....	18
3.1.2 Ablauf der Messung .....	19
3.1.3 Ergebnisse und Auswertung .....	20
3.2 Vergleich Stufenindex- und Gradientenindex-Faser .....	21
3.2.1 Verwendete Fasern .....	21
3.2.2 Versuchsaufbau .....	22
3.2.3 Ablauf der Messung .....	24
3.2.4 Ergebnisse und Auswertung .....	25
<b>4 Spektroskopische Untersuchung von biologischem Gewebe</b> .....	<b>29</b>
4.1 Versuchsaufbau .....	29
4.2 Ablauf der Messung .....	31
4.3 Ergebnisse und Auswertung .....	34
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b> .....	<b>39</b>
<b>Literaturverzeichnis</b> .....	<b>41</b>
<b>Anhang</b> .....	<b>43</b>
<b>Eigenständigkeitserklärung</b> .....	<b>49</b>

# Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Schematische Darstellung der Prinzipien der Absorption, spontanen Emission und stimulierten Emission.....	3
Abb. 2: Schematischer Aufbau eines MOPA.....	5
Abb. 3: TEM-Lasermoden .....	6
Abb. 4: Darstellung der Charakteristik eines Gaußstrahls.....	7
Abb. 5: Ausbreitung eines Gaußstrahls nach Fokussierung durch eine Linse.....	9
Abb. 6: Schematische Darstellung der Raman-Stokes-Streuung (links) und der Raman-Anti-Stokes-Streuung (rechts).....	14
Abb. 7: Versuchsaufbau zur Charakterisierung des Lasers.....	18
Abb. 8: aufgenommenes Strahlprofil des YB-Lasers bei 1ns Pulsdauer und 86% Ausgangsleistung .....	20
Abb. 9: lineare Regression der gemessenen Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der eingestellten Laser-Ausgangsleistung.....	20
Abb. 10: Aufbau zur spektralen Charakterisierung einer GRIN- und einer SI-Faser.....	22
Abb. 11: Vorrichtung zur Aufnahme der Faser-Emissionsspektren .....	24
Abb. 12: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 1ns 20kHz 60% Ausgangs-Laserleistung.....	25
Abb. 13: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 1ns 20kHz 80% Ausgangs-Laserleistung.....	25
Abb. 14: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 150ps 60kHz 80% Ausgangs-Laserleistung.....	26
Abb. 15: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 150ps 60kHz 90% Ausgangs-Laserleistung.....	27
Abb. 16: Aufgenommene Emissionsspektren der Gradienten-Index-Faser GIF50E bei drei verschiedenen Lasereinstellungen im Vergleich .....	28
Abb. 17: Aufbau zur spektroskopischen Proben-Untersuchung.....	29
Abb. 18: Mikroskop-Aufnahme der Fasersonde.....	31

Abb. 19: Nahinfrarot-Spektrum der GIF50E GRIN-Faser l<10m bei 1ns 10kHz 50% Ausgangsleistung und bei 1ns 20kHz 60% Ausgangsleistung .....	31
Abb. 20: Positionierung der Fasersonde zur Aufnahme des Reflektionsspektrums eines Spiegels ohne (links) und mit Wasser auf der Oberfläche (rechts) .....	32
Abb. 21: Untersuchte Probe vom Schweinerippchen .....	33
Abb. 22: Position der Sondenfaser zur Messung der Reflektionsspektren der verschiedenen Gewebearten .....	33
Abb. 23: Reflektionsspektrum des Spiegels mit und ohne Wasser auf der Oberfläche .....	34
Abb. 24: Unterschied der Reflektivität des Spiegels mit und ohne Wasser .....	35
Abb. 25: Normierte Reflektionsspektren im NIR-Bereich der vier unterschiedlichen Gewebearten von dem Vergleichsspektrum des Spiegels subtrahiert .....	36
Abb. 26: Absorptionsspektren verschiedener Gelenkknorpelproben unterschiedlicher Dicke im NIR-Bereich .....	37

## Tabellenverzeichnis:

Tabelle 1: Messwerte der Wellenfrontsensor-Messung über 10 Messungen gemittelt .....	20
Tabelle 1: Zur Berechnung der Einkoppel-Bedingungen herangezogene Größen .....	23

## Abkürzungsverzeichnis:

<b>Laser</b>	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
<b>VIS</b>	Visible (Spektralbereich des sichtbaren Lichts)
<b>NIR</b>	Nah-Infrarot
<b>UV</b>	Ultraviolett (ultraviolette Strahlung)
<b>MOPA</b>	Master Oscillator - Power Amplifier
<b>TEM-Moden</b>	Transversal-Elektromagnetische Moden
<b>NA</b>	Nummerische Apertur
<b>SPM</b>	Selbstphasenmodulation
<b>XPM</b>	Kreuzphasenmodulation
<b>SI-Faser</b>	Stufenindex-Faser
<b>GRIN-Faser</b>	Gradientenindex-Faser
<b>MW</b>	Mittelwert
<b>STABW</b>	Standartabweichung
<b>OD</b>	Optische Dichte
<b>vgl.</b>	Vergleich
<b>Abb.</b>	Abbildung
<b>Gl.</b>	Gleichung

## Symbolverzeichnis:

$\lambda$	Wellenlänge
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$f$	Frequenz
$W_1, W_2$	elektromagnetische Energieniveaus
$N_1, N_2$	Anzahl der Atome im jeweiligen energetischen Zustand
$M^2$	Beugungsmaßzahl
$\theta$	Fernfeld-Divergenz-Winkel
$w_0$	Strahltaillenradius
$z_R$	Rayleigh-Länge
$z_0$	Strahltaille
$\pi$	Kreiszahl PI
$n$	Brechungsindex
$\varepsilon$	Winkel
$f_L$	Linsenbrennweite
$w_L$	Strahlradius an der Linse
$d, D$	Durchmesser
$a$	Faserkern-Radius
$V$	normierte Frequenz
$M$	Modenanzahl
$c_{\text{Medium}}$	Lichtgeschwindigkeit im Medium
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$P$	elektrische Polarisierung
$\varepsilon_0$	elektrische Feldkonstante
$\chi$	feldabhängige Suszeptibilität
$E$	elektrische Feldstärke
$\omega$	Kreisfrequenz
$t$	Zeit

I	Intensität
G	Verstärkung
$g_R$	materialspezifischer Verstärkungskoeffizient
L	Länge
$\bar{\nu}$	Wellenzahl

# 1 Einleitung und Motivation

Hyalines Knorpelgewebe gehört zu den Binde- und Stützgeweben des Körpers und hat eine maßgebliche Bedeutung für die ordnungsgemäße Funktion des Bewegungsapparates. Es überzieht beispielsweise die Gelenkflächen und sorgt durch seine Beschaffenheit für nahezu reibungsfreies Gleiten, Lastverteilung und die Funktionsfähigkeit des jeweiligen Gelenks. (S. 167 [9]) Die Wichtigkeit des Gewebes zeigt sich vor allem im Hinblick auf Arthrose. Arthrose ist die häufigste degenerative Gelenkerkrankung und steht in direkter Korrelation mit dem Zustand des hyalinen Knorpelgewebes. [17] Ein wichtiger Anhaltspunkt zur Bewertung der Knorpelgesundheit ist die Dicke des Knorpels. Die Diagnose des Knorpelzustandes und von Gelenkerkrankungen wie Arthrose erfolgt in der Regel durch klinische und radiologische Untersuchungen. [17][12] Diese Methoden haben gemeinsam, dass sie abhängig sind von der subjektiven Einschätzung des behandelnden Arztes, weshalb die Bestimmung von Knorpel Eigenschaften über objektive Verfahren weiterhin Gegenstand der modernen Forschung ist. So wurde in einem 2013 im Magazin „Medical Engineering & Physics“ veröffentlichtem Paper die Korrelation von Nah-Infrarot (NIR) Absorptionsspektren mit der Knorpeldicke zur objektiven Bewertung des Knorpelzustandes nachgewiesen. [12]

Ziel dieser Arbeit ist, einen Aufbau zu realisieren und zu evaluieren, der eine minimal-invasive spektroskopische Untersuchung von hyalinem Knorpel auf Basis der Superkontinuum-Erzeugung ermöglichen kann. Von großer Bedeutung sind bei der Erzeugung von Superkontinuum photonische Kristallfasern. Da diese allerdings kostenintensiv sind, wurde für den Aufbau eine günstigere Multimode-Faser verwendet. [18][19] Des weiteren ermöglichen Multimode-Fasern aufgrund ihres im Vergleich zu Photonischen Kristallfasern größeren Kerndurchmessers die Anwendung bei höheren Durchschnittsleistungen. [23] Um den Zielaufbau zu erreichen, wurde das Strahlprofil des verwendeten Lasers zunächst charakterisiert und anschließend eine geeignete Faser und Lasereinstellung gefunden. Dazu wurden eine Stufenindex-Multimode-Faser und

eine Gradientenindex-Multimode-Faser bei verschiedenen Lasereinstellungen miteinander verglichen, bevor der für diese Arbeit finale Aufbau realisiert wurde.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Optische Fasern und Faserlaser

#### Licht

Zur Beschreibung von Licht werden in der Physik zwei verschiedene Modelle benutzt, das Teilchenmodell und das Wellenmodell. Betrachtet man das Wellenmodell, so ist Licht als transversale elektromagnetische Welle beschrieben. Je nach Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes wird es dabei in verschiedene Spektralbereiche unterteilt. Im Bereich  $380\text{nm} < \lambda < 780\text{ nm}$  spricht man von sichtbarem Licht (VIS), bei Wellenlängen  $\lambda > 780\text{ nm}$  handelt es sich um Licht des Infrarot- (IR) und bei  $\lambda < 380\text{ nm}$  des Ultravioletten (UV) Lichtbereichs. (S.1-6 [4])

#### Faserlaser

Der Begriff *Laser* ist die Kurzform für „light amplification by stimulated emission of radiation“. Ein Laser ist daher im Grunde ein optischer Verstärker, basierend auf dem Kernprinzip der stimulierten Emission. (S. 601 [2])

Die Wechselwirkung von Strahlung und Materie kann nach Einstein über drei Prozesse beschrieben werden: Absorption, spontane Emission und stimulierte Emission. (S. 602 [2])

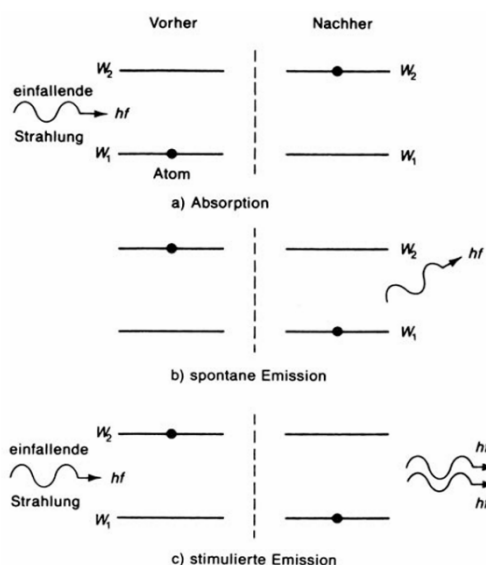


Abb. 1: Schematische Darstellung der Prinzipien der Absorption, spontanen Emission und stimulierten Emission (S.603 [2])

Absorption tritt auf, wenn die Energie eines einfallenden Photons  $hf$  gleich der Energie ist, die benötigt wird, um ein Atom der Materie von seinem energetischen Grundzustand  $W_1$  in einen höheren Zustand  $W_2$  anzuregen.

Von spontaner Emission spricht man, wenn sich ein Atom in einem angeregten Zustand  $W_2$  befindet und ohne äußere Einwirkung unter Energieabgabe in sein Grundniveau  $W_1$  zurückfällt. Die Energie wird dabei in Form eines Emissionsphotons  $hf = W_2 - W_1$  mit beliebiger Richtung freigegeben.

Bei stimulierter Emission hingegen trifft ein einfallendes Photon der Energie  $hf = W_2 - W_1$  auf ein Atom im angeregten Energiezustand  $W_2$ , so geht dieses, unter Emission eines Photons  $hf = W_2 - W_1$  zurück in seinen Grundzustand  $W_1$ . Das emittierte Photon hat dabei die gleiche Energie, Richtung und Polarisation wie das auslösende Photon. Die stimulierte Emission ist der Kernprozess bei der Lichtverstärkung in einem Laser. (S. 602f. [2]) Die gezielte Ausnutzung dieser hat zur Folge, dass Laserlicht eine sehr große Kohärenzlänge, eine geringe Divergenz und nahezu Monochromasie aufweist. (S. 245 [1])

Das Prinzip eines Lasers beruht dabei auf einem laseraktiven Medium, welches über eine externe Energiequelle Energie zugeführt bekommt, man sagt „gepumpt“ wird. Die Energiezufuhr kann dabei über optische, elektrische oder chemische Verfahren realisiert werden. (S.610 [2]) Das Pumpen des laseraktiven Mediums ist notwendig, um eine Besetzungsinversion zwischen einem angeregten energetischen Zustand und dem energetischen Grundzustand der Atome zu erzeugen. Die Anzahl der Atome in einem angeregten Zustand ( $N_2$ ) muss also größer der Anzahl der Atome im Grundzustand ( $N_1$ ) sein, damit der Prozess der stimulierten Emission beim Einfallen eines Photons der Absorption überwiegt. (S. 604-610 [2])

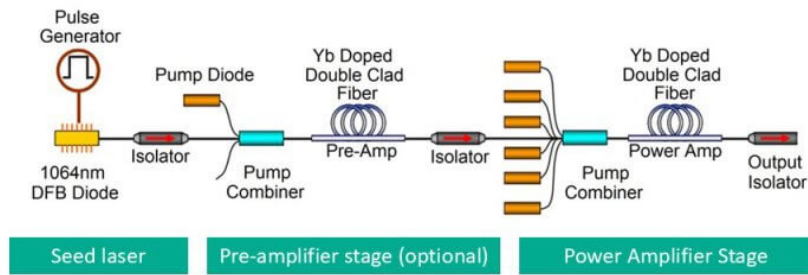


Abb. 2: Schematischer Aufbau eines MOPA [24]

Bei einem Faserlaser ist das laseraktive Medium eine dotierte Quarzglasfaser. Als Dotation werden dabei Ytterbium (Yb), Erbium (Er), Neodym (Nd) oder Thulium (Tm) verwendet. Als Energiequelle zum Pumpen der Faser wird in der Regel ein Diodenlaser verwendet. Ein Faserlaser ermöglicht sehr hohe Leistungen bei einer gleichzeitig sehr hohen Strahlqualität aufgrund des kleinen Faserdurchmessers. (S.476ff. [16])

Es gibt verschiedene Methoden einen Faserlaser gepulst zu betreiben, eine Variante zur Erzeugung Laserpulse hoher Leistungen ist der sogenannte MOPA-Pulsfaserlaser (Master Oscillator -Power Amplifier). Bei einem solchen Lasersystem werden Laserpulse sehr geringer Leistung in einem Seed-Laser (Master Oscillator) erzeugt, welche anschließend in einem Leistungsverstärker (Power Amplifier) bis zur endgültigen Ausgangsleistung verstärkt werden. In Abb. 2 ist ein typischer Aufbau eines MOPA dargestellt. Der Seed-Laser hat dabei die Aufgabe Pulse der gewünschten Form zu erzeugen, da sich diese bei geringen Leistungen leichter modulieren lassen als bei hohen Leistungen. Er gibt also die Eigenschaften des Laserpulses vor, bevor dieser über eine Verstärkerstufe bis zur gewünschten Leistung verstärkt wird. Als Seed-Laser kommen Diodenlaser oder schwache Faserlaser zum Einsatz. Die Verstärkung des modulierten Laserpuls erfolgt in der Regel in doppelmanteligen Fasern, welche mit Hochleistungs-Dioden gepumpt werden. Diese kann dabei in manchen Fällen auch über mehrere Verstärkerstufen erfolgen. [24]

## Allgemeiner Modenbegriff und Strahlqualität

In einem Laserresonator können sich abhängig von dessen Aufbau und der Wellenlänge der eingestrahnten Lichtwellen aufgrund verschiedener Schwingungszustände verschiedene stehende Wellen ausbilden. Eine Beschreibung dieser anhand ihrer Ausbreitungsrichtung und Ausrichtung des magnetischen und elektrischen Feldes ermöglicht der Moden-Begriff. Lasermoden, die senkrecht zur optischen Achse des Resonators gerichtet sind, bilden sogenannte transversalelektromagnetische Moden ( $TEM_{mn}$ -Moden). Die Indizes dieser geben dabei die Anzahl der Intensitätsminima eines Laserstrahls in x-Richtung ( $m$ ) und in y-Richtung ( $n$ ) an. Dabei nennt man die  $TEM_{00}$ -Mode auch idealer Gauß-Strahl, da sie ein Intensitätsprofil ohne Minima aufweist und in beiden Richtungen ( $x$  und  $y$ ) durch eine Gauß-Kurve beschrieben werden kann. (S. 175ff. [5])

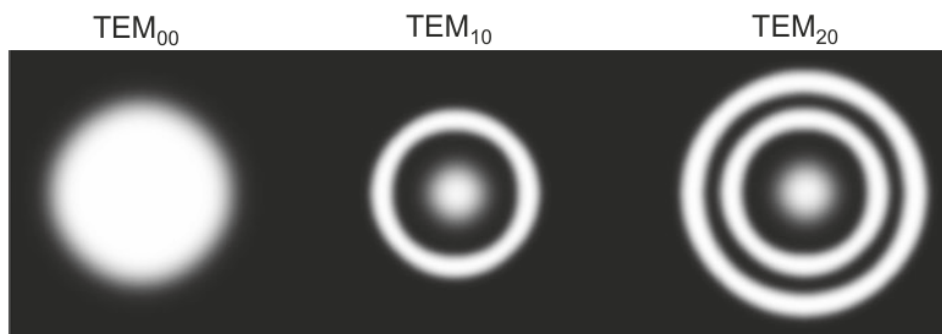


Abb. 3: TEM-Lasermoden (S.176 [5])

Ein in der Optik sehr wichtiger Qualitätsparameter des Laserstrahlprofils ist die Beugungsmaßzahl  $M^2$ . Diese lässt sich für einfache  $TEM_{mn}$ -Moden berechnen nach der Formel:

$$M^2 = 2m + n + 1 \quad (1)$$

Aus der obigen Gleichung Gl.1 wird ersichtlich, dass sich für den idealen Gaußstrahl  $TEM_{00}$   $M^2=1$  ergibt. Die Beugungsmaßzahl charakterisiert das Strahlprofil eines Lasers anhand seiner Modencharakteristik bezüglich des idealen Gaußstrahls. (S. 175ff. [5])

In der Realität emittiert ein Laser ein Bündel aus Lichtwellen, welche sich nicht ganz parallel, sondern leicht divergent zueinander ausbreiten. Das hat eine Auffächerung des Laserstrahls zur Folge. Diese Divergenz-Eigenschaft des Laserlichtes wird über den Divergenz-Winkel  $\theta$  charakterisiert, welcher abhängig von der Geometrie des Resonators und dem Strahldurchmesser an dessen Auskoppelspiegel ist. (S.177-181 [5])

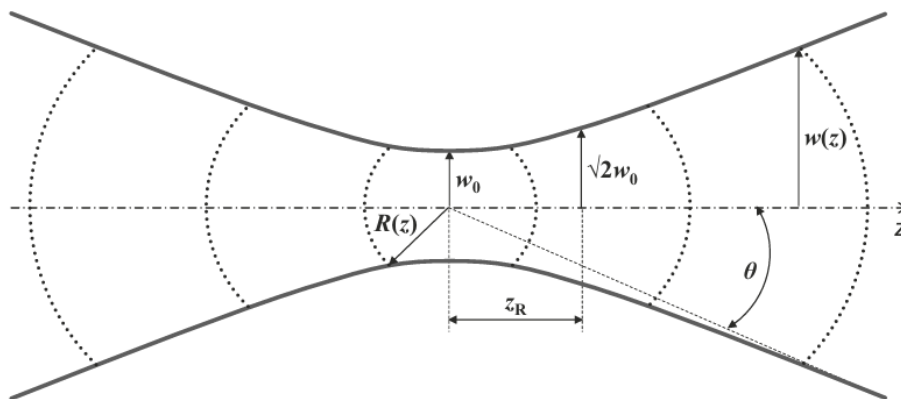


Abb. 4: Darstellung der Charakteristik eines Gaußstrahls (S.178 [5])

Die obige Abbildung Abb. 4 zeigt die Ausbreitung eines idealen Gaußstrahls in z-Richtung. Dabei bezeichnet  $w_0$  den Radius der Strahltaille am Punkt  $z_0$ , also den minimalen Durchmesser des Strahls. Die Rayleigh-Länge  $z_R$  bezeichnet den Abstand zur Strahltaille, an welchem der Strahlradius um den Faktor  $\sqrt{2}$  zu  $w_0$  vergrößert und somit die Fläche der Wellenfront verdoppelt ist. Aus der Rayleigh-Länge und dem Tailendurchmesser lässt sich der Fernfelddivergenz-Winkel  $\theta$  des Gaußstrahls berechnen.

$$\theta = \arctan\left(\frac{w_0}{z_R}\right) = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi \cdot w_0}\right) \quad (2)$$

Daraus folgend ist die Beugungsmaßzahl eines realen Laserstrahls über den Fernfelddivergenz-Winkel berechenbar:

$$M^2 = \frac{\theta_{real}}{\theta_{Gauß}} \quad (3)$$

Die Beugungsmaßzahl gibt Auskunft über die Fokussierbarkeit eines Lasers. Je kleiner  $M^2$ , desto kleiner lässt sich der Strahl fokussieren. (S.177-181 [5])

## Lichtwellenleitung in Glasfasern

Trifft ein Lichtstrahl auf die Grenzfläche zweier optischer Medien mit unterschiedlichen Brechzahlen, wird im Allgemeinen ein Teil des Lichts an der Grenzfläche reflektiert und der andere Teil gebrochen. Dabei gilt für den reflektierten Strahl das Reflexionsgesetz. Dieses besagt, dass der Winkel des einfallenden Strahls gleich dem des ausfallenden Strahls ist. Das Verhalten des gebrochenen Strahls wird wiederum durch das Snelliusche Brechungsgesetz definiert:

$$n_2 \cdot \sin(\varepsilon_2) = n_1 \cdot \sin(\varepsilon_1) \quad (4)$$

Trifft der Lichtstrahl von einem Medium mit größerem Brechungsindex auf eine Grenzfläche eines Mediums mit kleinerem Brechungsindex ( $n_2 > n_1$ ), wird der Strahl vom Lot weggebrochen. Überschreitet der einfallende Strahl dabei einen gewissen Grenzwinkel, tritt Totalreflexion auf und der Lichtstrahl wird komplett reflektiert. Der Grenzwinkel errechnet sich aus dem Verhältnis der Brechungsindizes:

$$\sin(\varepsilon_{\text{grenz}}) = \frac{n_1}{n_2} \quad (5)$$

Bei einer Glasfaser wird das Phänomen der Totalreflexion ausgenutzt, um Licht im Faserkern zu leiten. Der Kern hat daher eine größere Brechzahl als die ihn umgebende Mantelfläche ( $n_K > n_M$ ). Für die Lichtleitung in einer Glasfaser bedeutet die Existenz des Grenzwinkels, dass nur die Strahlen geleitet werden können, welche steil genug auf die Frontfläche fallen, sodass sie sich innerhalb des sogenannten Akzeptanzwinkels der Faser befinden. Dieser wird meist in Form der Numerischen Apertur (NA) angegeben:

$$NA = \sin(\theta) = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (6)$$

(S. 209ff. [1]) (S. 698-701 [2])

## Lichtkopplung in eine Glasfaser

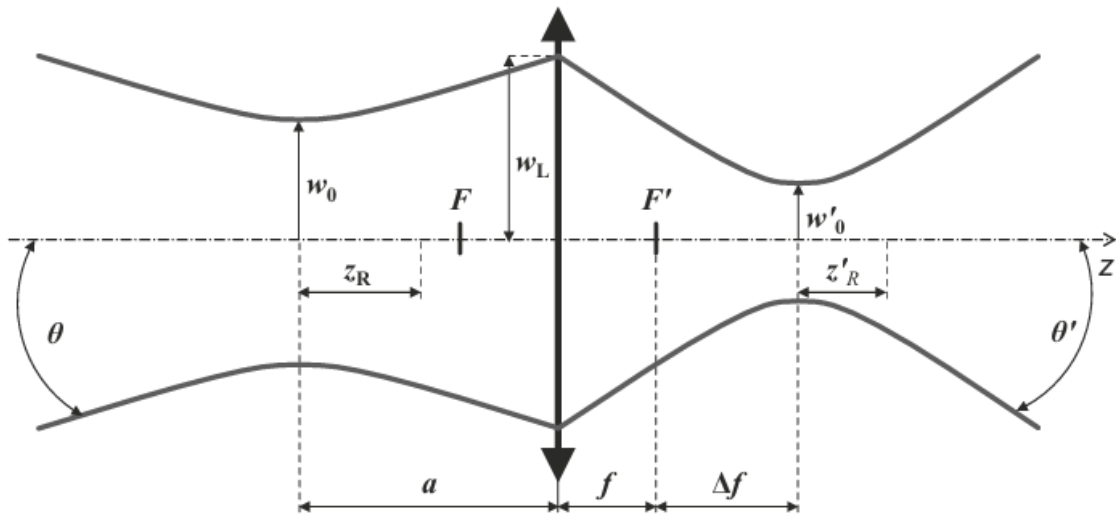


Abb. 5: Ausbreitung eines Gaußstrahls nach Fokussierung durch eine Linse (S.180 [5])

Die obige Abbildung Abb. 5 zeigt das Verhalten eines gaußförmigen Laserstrahls bei Fokussierung an einer Linse. Dabei entspricht  $a$  der Linsenbrennweite  $a \approx f_L$ ,  $w'_0$  dem Strahlradius im Fokuspunkt und  $w_L$  dem Radius des Strahls an der Linse.

Bei der Einkopplung eines Laserstrahls in eine Glasfaser muss der Fokuspunkt des fokussierten Strahls direkt auf der Faserendfläche liegen. Für eine optimale Lichtleitung im Faserkern darf der Fokusbrennweite den Kerndurchmesser der Faser nicht überschreiten. Zudem ist es notwendig, dass der Öffnungswinkel  $\theta'$  des fokussierten Strahls kleiner als der durch die Numerische Apertur der Faser gegebene Akzeptanzwinkel ist. (S. 245f. [4]) Der Durchmesser des fokussierten Lasers  $d_{Fokus} = 2w'_0$  ist dabei sowohl von den Parametern des Lasers als auch der Brennweite der eingesetzten Linse  $f_L$  abhängig. Mit Kenntnis über die Beugungsmaßzahl  $M^2$ , die Wellenlänge  $\lambda$  und den Strahldurchmesser des Lasers  $D_{Strahl} = 2w_L$  lässt sich unter Annahme eines annähernd gaußförmigen Strahls der Fokusbrennweite abschätzen.

$$d_{Faserkern} > d_{Fokus} = \frac{4\lambda f_L M^2}{\pi D_{Strahl}} \quad (7)$$

([6]; S. 634f. [2]) Aus Abb. 5 lässt sich über trigonometrische Winkelbeziehungen der Öffnungswinkel  $\theta'$  des fokussierten Strahls ableiten:

$$\theta' = \tan\left(\frac{w_L}{f_L}\right) = \tan\left(\frac{D_{Strahl}}{2f_L}\right) \quad (8)$$

Durch Einsetzen dieses Zusammenhangs in Gl. 6 ergibt sich folgender Zusammenhang für den Öffnungswinkel des einzukoppelnden Strahls:

$$NA_{Faser} > \sin(\theta') = \sin\left(\arctan\left(\frac{D_{Strahl}}{2f}\right)\right) \quad (9)$$

(S. 245f. [4]; S.633-637 [2])

### Moden in Glasfasern

Der zuvor beschriebene Begriff der TEM-Moden beinhaltet korrekterweise elektromagnetische Wellen im freien Raum und in ebenen Wellenleitern. Die elektromagnetischen Schwingungszustände in Glasfasern hingegen werden über EH- und HE-Moden (Elektrisch, H-magnetisch) definiert. Diese werden durch die jeweils dominanteren Feldkomponente, des entsprechenden Modes beschrieben. Dabei dominiert bei EH-Moden der elektrische Feldanteil und bei HE-Moden der magnetische Anteil. Bei den Moden in zylindrischen Fasern ist der HE<sub>11</sub>-Mode vergleichbar mit dem TEM<sub>00</sub>-Mode. Um die Ausbreitung von Moden in Glasfasern zu beschreiben, bedient man sich der sogenannten „normierten Frequenz“  $V$ . Diese ergibt sich aus der Wellenlänge des eingekoppelten Lichts, den Brechungsindizes der Faser und deren Kernradius  $a$ .

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (10)$$

Ist hierbei für eine Faser  $V < 2,405$ , so ist in ihr nur der Grundmode HE<sub>11</sub> ausbreitungsfähig, sie ist monomodig. Für Multimode-Fasern lässt sich die maximale Anzahl der möglichen Moden  $M$  über die normierte Frequenz abschätzen.

$$M \approx \frac{V^2}{2} \quad (11)$$

(S. 247f. [4])

### Stufenindex- und Gradientenindex-Multimode-Fasern

Eine Stufenindex-Faser zeichnet sich durch einen abrupten Brechzahlssprung an der Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelfläche aus. Der Kerndurchmesser beträgt bei einer Stufenindex-Multimodefaser ein Vielfaches der Lichtwellenlänge. Durch ihre einfache Bauform können Stufenindexfasern zu vergleichsweise niedrigen Kosten

hergestellt werden. In der Regel bieten sie durch eine große Querschnittsfläche und eine meist große Numerische Apertur einen hohen Wirkungsgrad bei der Einkopplung sowie eine Übertragbarkeit hoher optischer Leistungen bei gleichzeitig geringen Leistungsdichten. (S. 215f. [1])

Wird ein Laserpuls durch eine Stufenindex-Faser geleitet, erfährt dieser über die Länge der Faser eine zeitliche Verbreiterung, bei gleichzeitiger Stauchung des Pulses. Grund dafür ist die Modendispersion. Diese entsteht durch die verschiedenen Richtungen, unter denen sich die einzelnen geführten Moden ausbreiten. Das hat zur Folge, dass unterschiedliche Moden unter unterschiedlichen Winkeln totalreflektiert werden, wodurch sie unterschiedliche Wegstrecken zurücklegen. Daraus resultiert die Laufzeitdifferenz  $\Delta t$  der über die einzelnen Moden geführten Teilimpulse. Am Faserausgang überlagern sich diese anschließend wieder, was einen verbreiterten Gesamtimpuls zur Folge hat. Die Modendispersion ist abhängig von der Brechzahldifferenz zwischen Faserkern und -mantel, sie kann daher durch eine kleinere Brechzahldifferenz verringert werden. In diesem Fall würde sich nach Gl. 6 auch die NA der Faser verringern. (S. 710ff. [2])

Eine Alternative mit geringeren Dispersionseigenschaften zu Stufenindexfasern bieten Gradientenindex-Fasern (GRIN-Fasern). Anders als bei Stufenindex-Fasern ist hier der Brechungsindex des Faserkerns nicht über seinen gesamten Querschnitt konstant, sondern nimmt von der Kernachse beginnend nach außen hin kontinuierlich ab. Daraus folgend werden die Strahlen in GRIN-Fasern nicht direkt über die Totalreflexion an der Kern-/Mantelgrenzfläche, sondern durch eine, gemäß dem Brechungsgesetz (vgl. Gl. 4) kontinuierliche Ablenkung in Richtung des größeren Brechungsindex geführt.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in einem Medium ist abhängig von dessen Brechungsindex nach der Gleichung:

$$c_{\text{Medium}} = \frac{c_0}{n} \quad (12)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes in der Faser nimmt also von der Kernmitte nach außen hin abnehmender Brechzahl zu. Somit wird die Wegdifferenz

unterschiedlicher Moden in Abhängigkeit der Entfernung zur Kernmitte kompensiert.  
(S. 216f. [1]) (S. 712f. [2])

## 2.2 Superkontinuum in optischen Fasern

Von Superkontinuum spricht man bei Laserlicht mit sehr breitbandigen elektromagnetischen Spektren. In einer Glasfaser entsteht Superkontinuum durch das Zusammenspiel und starke Auftreten von nichtlinearen optischen Effekten [3 (S. 179f.)].

### **Nichtlineare Materialeigenschaften (Polarisation, Kerreffekt)**

Eine Lichtwelle, welche sich in einem optischen Medium ausbreitet, regt über ihr elektrisches Feld die Elektronen des Materials zum Schwingen an, wodurch elektrische Dipole induziert werden. Die Größe, mit der man die Dichte der erzeugten Dipole beschreibt, nennt man elektrische Polarisation  $P$ .

$$P = \varepsilon_0(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots) = P_1 + P_2 + P_3 + \dots \quad (15)$$

Dabei ist  $\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante des Vakuums und  $\chi_i$  die feldabhängige Suszeptibilität, deren Wert mit zunehmender Ordnung schnell abnimmt und materialspezifisch ist. Für Licht geringer Intensität bzw. kleiner Feldstärke ist dabei nur der erste Term der Polarisation (vgl. Gl. 15) von Relevanz:

$$P = \varepsilon_0 \chi_1 E \quad (16)$$

Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Polarisation und der elektrischen Feldstärke. Da die nichtlinearen Koeffizienten  $\chi_{>1}$  sehr klein sind, werden die höheren Terme  $P_2, P_3, \dots$  erst bei sehr starken E-Feldern bzw. sehr hohen Intensitäten relevant. (S.766f. [2]; S.344 [4])

Propagiert eine Lichtwelle hoher Intensität der Feldstärke  $E = E_0 \sin \omega t$  durch ein nichtlineares Medium, erhält man gemäß Gl. 15 für diese folgendes Polarisationsverhalten:

$$P = \varepsilon_0 \chi_1 E_0 \sin \omega t + \varepsilon_0 \chi_2 E_0^2 \sin^2 \omega t + \varepsilon_0 \chi_3 E_0^3 \sin^3 \omega t + \dots \quad (17)$$

Dieser Term kann umgeschrieben werden in:

$$P = \varepsilon_0 \chi_1 E_0 \sin \omega t + \frac{\varepsilon_0 \chi_2}{2} E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) + \frac{\varepsilon_0 \chi_3}{4} E_0^3 (3 \sin \omega t - \sin 3\omega t) + \dots \quad (18)$$

(S. 1265f. [7])

Die von der Intensität der einfallenden elektromagnetischen Lichtwellen abhängige Polarisation eines Mediums ist die Kernursache für das nichtlineare Verhalten des Brechungsindex und nichtlineare optische Effekte. Entsteht in einem Medium durch eine starke Lichtwelle ein nichtlinearer Polarisationsanteil, so kann das Brechzahlverhalten durch den optischen Kerreffekt beschrieben werden.

$$n = n_0 + n_2 I \quad (19)$$

(S. 525f. [8])

Propagiert nun eine elektromagnetische Lichtwelle mit genügend großer Feldstärke durch ein geeignetes Medium, sodass der Polarisationsanteil zweiter Ordnung relevant wird, entsteht durch diesen eine Welle der doppelten Frequenz  $2\omega$  (vgl. Gl. 18) (Frequenzverdopplung). Analog wird bei ausreichender Amplitude von  $E_0$  über den kubischen Term in Gl. 17 eine Welle mit dreifacher Frequenz erzeugt. (S. 344f. [4]) (S. 1266f. [7])

Beim Verhalten zweier starker elektromagnetischer Wellen der Feldstärke  $E = E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t$  kann durch die nichtlinearen Polarisationsanteile ( $P_2, P_3, \dots$ ) Frequenzmischung auftreten. So erhält man zum Beispiel gemäß Gl. 18 für den nichtlinearen Term  $P_2$  die Frequenzen  $2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 - \omega_2, \omega_1 + \omega_2$  (Drei-Wellen-Mischen). Bei Nichtlinearität dritter Ordnung ergeben sich für zwei oder mehr einfallende Wellen über den kubischen Term in Gl. 18 noch mehr Kombinationsfrequenzen (Vier-Wellen-Mischen). (S. 773f. [2]; S. 344f. [4])

### **Selbstphasenmodulation und Kreuzphasenmodulation**

Die Selbstphasenmodulation beschreibt die Phasendrehung einer Lichtwelle durch ihre eigene optische Leistung. Die Ursache der Selbstphasenmodulation (SPM) liegt im optischen Kerr-Effekt (vgl. Gl. 19). Da ein Lichtpuls eines Lasers wie in Abschnitt 2.1

beschrieben im optimalen Fall ein annähernd gaußförmiges Intensitätsprofil aufweist, ist folglich die Intensität innerhalb eines Laserpulses nicht konstant. Demnach werden verschiedene zeitliche Anteile eines intensiven Pulses dem optischen Kerreffekt zur Folge unterschiedlich gebrochen. Es kommt gemäß Gl. 12 zu unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten einzelner Pulsanteile und somit zu einer zeitlich variierenden Phasenverschiebung. Daraus resultiert eine Frequenzänderung während des Impulses, was als nichtlinearer chirp bezeichnet wird. (S. 354f. [4]) (S. 173-180 [3])

Propagieren nun statt einer zwei verschiedene Lichtwellen in einem nichtlinearen Medium, so beeinflussen diese wechselseitig dessen Polarisation und somit den nichtlinearen Brechungsindex. Dadurch kommt es ähnlich wie bei der Selbstphasenmodulation zu einer dynamischen Frequenzänderung, man spricht von Kreuzphasenmodulation (XPM). (S. 180ff. [3])

### Raman-Streuung

Ein weiterer wichtiger nichtlinearer Effekt für die Erzeugung neuer Frequenzen ist die Raman-Streuung, diese kann vereinfacht als inelastischer Streuprozess von Photonen an Molekülen beschrieben werden. Trifft ein Photon auf ein Molekül eines Mediums und wird an diesem gestreut, so kann es dabei Schwingungsenergie gewinnen oder verlieren.

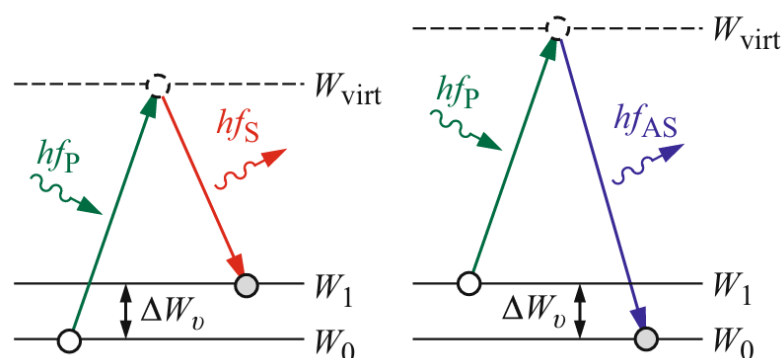


Abb. 6: Schematische Darstellung der Raman-Stokes-Streuung (links) und der Raman-Anti-Stokes-Streuung (rechts) (S. 211 [3])

Die Art der Frequenzverschiebung des Photons ist dabei von dem Anregungszustand des Moleküls abhängig. Ist das Molekül, an dem das Photon gestreut wird in seinem

energetischen Grundzustand  $W_0$ , so kommt es zur sogenannten Raman-Streuung:

$$f_S = f_P - f_{Raman} \quad (20)$$

Das Photon verliert in diesem Fall also an Energie. Ist das Molekül jedoch schon vor dem Kontakt mit dem Photon in einem angeregten Zustand  $W_1$ , so hat das gestreute Photon eine höhere Energie als das einfallende. Es handelt sich um Anti-Stokes-Streuung:

$$f_{AS} = f_P + f_{Raman} \quad (21)$$

Diese wird als spontane Raman-Streuung bezeichnet. Sie ist ungerichtet und hat einen geringen Wirkungsgrad.

Wird Laserlicht mit hoher Intensität in ein nichtlineares Medium eingestrahlt, sorgt es dafür, dass viele Moleküle in ein energetisches Zwischenniveau angeregt werden. Dadurch entsteht eine Inversion zum Grundniveau, welche eine Verstärkung der gestreuten Frequenz durch stimulierte Emission zur Folge hat, und stimulierte Raman-Streuung genannt wird. Die Verstärkung  $G$  ist dabei abhängig von der Pumpintensität  $I_P$  des Laserlichts, dem materialspezifischen Verstärkungskoeffizient  $g_R$  und der Länge des Ramanaktiven Mediums:

$$G = \exp(g_R I_P L) \quad (22)$$

Eine Erzeugung mehrerer verschiedener Anti-Stokes-Linien kann durch kaskadierende Raman-Streuung und das Phänomen des Vierwellenmischens erklärt werden. (S. 351-354 [4])

### **Superkontinuum in Multimode-Fasern**

Multimode-Glasfasern haben im Vergleich zu oft zur Superkontinuum-erzeugung verwendeten monomodigen Fasern wie zum Beispiel Photonische Kristallfasern einen größeren Kerndurchmesser. Dadurch können sie zur Erzeugung von Superkontinuum bei hohen mittleren Pumpleistungen ohne zusätzliche Wasserkühlung verwendet werden.

Die spektrale Verbreiterung in Multimode-Fasern wird bei niedrigen Pulsspitzenleistungen hauptsächlich durch die stimulierte Raman-Streuung verursacht. Mit zunehmender Pumpleistung treten vermehrt Dispersionseffekte und Vierwellenmischen auf, wodurch das Spektrum weiter und auch im sichtbaren Bereich verbreitert wird. [26]

## 2.3 Nahinfrarot-Spektroskopie zur Untersuchung von hyalinem Knorpel

### **Hyalines Knorpelgewebe**

Knorpelgewebe besteht grundlegend aus Knorpelzellen (Chondrozyten), welche sich gegenseitig nicht berühren und von einem großen Interzellularraum umgeben sind. Dieser setzt sich aus Bindegewebsfasern und der Knorpelgrundsubstanz zusammen. Man unterscheidet Knorpelgewebe je nach spezifischem Aufbau in hyalinen, elastischen und Faserknorpel. Dabei ist hyaliner Knorpel die häufigste Art im menschlichen Körper. Hyalines Knorpelgewebe ist zug- und druckfest, gleichzeitig aber auch reversibel biegsam und druckelastisch. Knorpel befindet sich zum Beispiel in den Wänden der Atemwege, in Gelenken und am Rippenansatz des Brustkorbes. (S. 166f. [9]) (S. 122-125 [10])

Die Interzellularsubstanz von hyalinem Knorpel besteht zu 60-70% aus Wasser. Die anderen 30-40% Trockensubstanz ergeben sich zu 40-50% aus Kollagen Typ II-Fasern, 40-45% Proteoglykanen und Glykosaminoglykanen, ca. 7% Eiweiß (Albuminoid) und 4-10% Mineralien. Die häufigsten Glykosaminoglykane sind dabei Hyaluronsäure, Chondroitinsulfat und Keratansulfat. Die in der Grundsubstanz eingebetteten Kollagenfasern verlaufen oberflächenparallel zur Knorpelhaut, bogenförmig durch den Knorpelquerschnitt. Dabei sind sie mit den Proteoglykanen und Glykosaminoglykanen verflochten, wodurch die hohe Zug- und Druckfestigkeit des Knorpels erreicht wird. Diese ist nicht für jeden Knorpel dieser Art konstant, sondern ist abhängig vom Mischverhältnis der Kollagenfasern und den anderen Bestandteilen der Interzellularsubstanz. (S. 122-125 [10])

## Nahinfrarot-Spektroskopie

Die Nahinfrarot-Spektroskopie (NIR-Spektroskopie) ist eine Analysemethode, welche Aufschluss über die Absorptionseigenschaften einer Probe im Wellenlängenbereich von 800-2500nm eines elektromagnetischen Spektrums gibt. Das Analysespektrum setzt sich dabei aus Schwingungen von Molekülen mit OH-, CH- oder NH-Gruppen zusammen. [11]

In der Spektroskopie wird neben der Wellenlänge auch oft die sogenannte Wellenzahl

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} \quad (23)$$

als Einheit der Abszisse eines Spektrums angegeben. [15]

Die Hauptbestandteile von hyalinem Knorpelgewebe Kollagen, Wasser und Proteoglykan beinhalten viele dieser funktionellen Gruppen, weshalb es sich für die Untersuchung mittels NIR-Lichts eignet. So weist hyalines Knorpelgewebe im Bereich  $8850\text{cm}^{-1} \rightarrow 5350\text{cm}^{-1} \cong 1130\text{nm} \rightarrow 1869\text{nm}$  charakteristische Oberwellen-schwingungen erster und zweiter Ordnung von CH- und OH- Absorptionsbanden auf.

In einem NIR-Spektrum von hyalinem Knorpel ist der Bereich 1130-1389nm ( $8850 - 7200\text{ cm}^{-1}$ ) durch die zweite Oberwellen-Schwingung von CH-Vibrationen gekennzeichnet. Dieser Spektralbereich korreliert daher mit der Menge der Hauptbestandteile und somit auch mit der Dicke des untersuchten Knorpels. [12]

## 3 Superkontinuum-Erzeugung in Multimode-Fasern

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Aufbau zur spektroskopischen Untersuchung von hyalinem Knorpelgewebe auf Basis von Superkontinuum zu realisieren (vgl. Abschnitt 1). Dazu soll im ersten Versuchsteil der verwendete Faserlaser hinsichtlich seines Strahlprofils charakterisiert werden, um die Herstellerangaben zu evaluieren. Im Anschluss wurden im zweiten Versuchsteil zwei verschiedene Multimode-Glasfasern untersucht und hinsichtlich ihrer Eignung zur spektralen Verbreiterung des Laserlichts verglichen.

### 3.1 Charakterisierung des Lasers

#### 3.1.1 Versuchsaufbau

Bei dem für die Experimente verwendeten Laser handelt es sich um einen Ytterbium-Faserlaser im Pulsbetrieb der Marke IPG, Modellbezeichnung „YLPP-1-150V-30“. Die maximale Ausgangsleistung des Lasers beträgt 30W. Der Hersteller gibt für diesen bei 86% der Maximalleistung eine Strahlqualität von  $M^2 = 1,41$  an (vgl. Anhang). Im ersten Versuchsteil wurde diese Angabe durch Analyse mit einem Wellenfrontsensor experimentell überprüft. Es wurde im Zuge dessen der in der folgenden Abbildung gezeigte Aufbau realisiert:

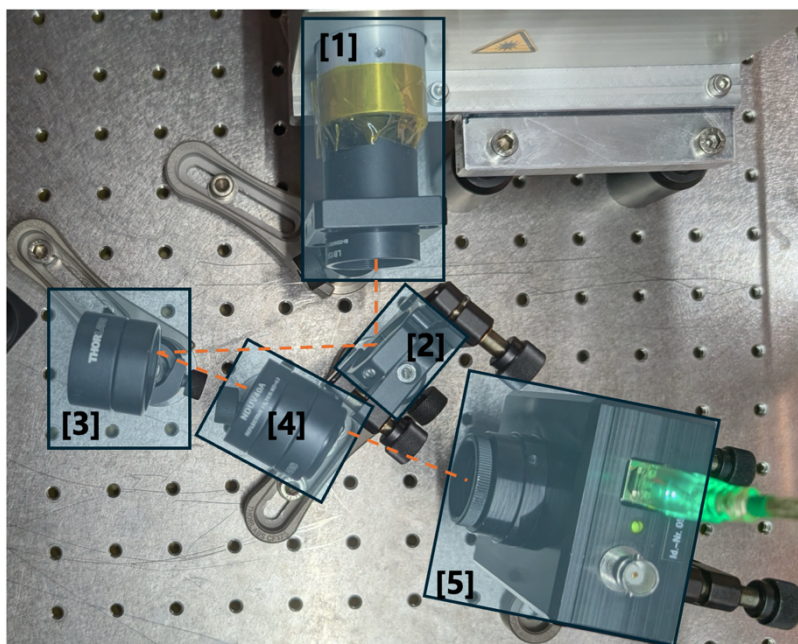


Abb. 7: Versuchsaufbau zur Charakterisierung des Lasers: [1] YB-Laser [2] Spiegel, [3] Quarzglasplatte, [4] reflektive ND-Filter, [5] Wellenfrontsensor

Verwendet wurde der Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor „Mr.Beam' 3.3" des Laser-Laboratorium Göttingen e.V. mit der zugehörigen „Mr.Beam"-Software. Ein Hartmann-Shack-Sensor besteht im Wesentlichen aus einer Anordnung aus vielen Mikrolinsen und einem Bildsensor in deren Brennebene. Dabei fokussiert jede Linse den ihr zugeordneten Teil einer einfallenden elektromagnetischen Welle auf einen Punkt auf der Sensorfläche, dessen Position eine gemittelte Orientierung der Wellenfront angibt. [25]

Aufgrund der hohen Ausgangsleistung des Lasers war es notwendig, die Intensität des Strahls stark abzuschwächen, um den Sensor nicht zu beschädigen und ein reproduzierbares Messergebnis zu erhalten. Dazu wurde der Strahl über einen Spiegel auf eine Quarzglasplatte reflektiert (siehe Abb. 7). An dieser wird ein Großteil des Laserlichts transmittiert und in den freien Raum gestreut. Der kleinere Teil des Strahls wird an der Planfläche in Richtung des Wellenfrontsensors reflektiert. Um die Intensität des Lasers vor dem Sensor noch weiter abzuschwächen, wurden zusätzlich noch zwei reflektive ND-Filter des Typs NDUV40A und NDUV30A der Marke Thorlabs in den Strahlengang gebracht.

### 3.1.2 Ablauf der Messung

Gemessen wurde mit der zum Wellenfrontsensor zugehörigen „Mr.-Beam"-Software. Es wurden zwei Messreihen bei zwei verschiedenen Pulslängen des Lasers aufgenommen. Bei einer Messreihe wurde der Laser bei einer Pulslänge von 1ns und einer Repetitionsrate von 20kHz und bei der anderen bei 150ps und 60kHz betrieben. In der Sensorsoftware wurde eine Mittelung über 10 Einzelmessungen pro Messwert eingestellt. Für beide Parametereinstellungen des Lasers wurden für fünf Stufen der Ausgangsleistung jeweils 10 Messungen durchgeführt und die durch die Software ausgegebenen Werte für  $M^{22}$  aufgenommen. Anschließend wurde der Mittelwert über die 10 Messwerte der jeweiligen Laser-Einstellung gebildet und von diesem die Quadratwurzel gezogen, um einen gemittelten Wert für die Beugungsmaßzahl  $M^2$  zu erhalten. Zusätzlich wurde für jeden Wert  $M^2$  die Standardabweichung errechnet.

### 3.1.3 Ergebnisse und Auswertung

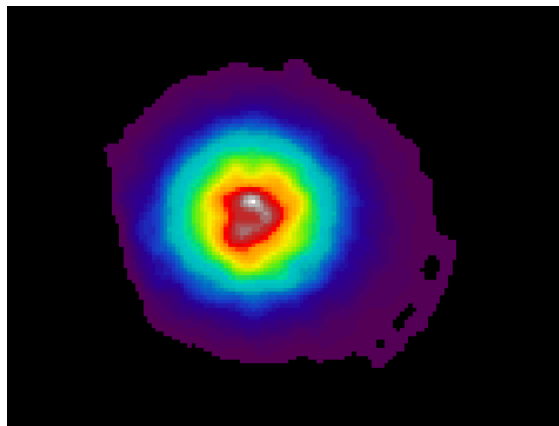


Abb. 8: aufgenommenes Strahlprofil des YB-Lasers bei 1ns Pulsdauer und 86% Ausgangsleistung

Tabelle 1: Messwerte der Wellenfrontsensor-Messung über 10 Messungen gemittelt

Leistung in %:	1ns 20kHz:			150ps 60kHz:		
	MW $M^{2^2}$ :	$M^2$ :	STABW $M^2$ :	MW $M^{2^2}$ :	$M^2$ :	STABW $M^2$ :
50	1,43	1,196	0,091	1,933	1,39	0,244
60	1,364	1,168	0,086	1,783	1,335	0,259
70	1,342	1,158	0,072	1,639	1,28	0,187
80	1,328	1,152	0,088	1,476	1,215	0,168
86	1,325	1,151	0,073	1,467	1,211	0,137

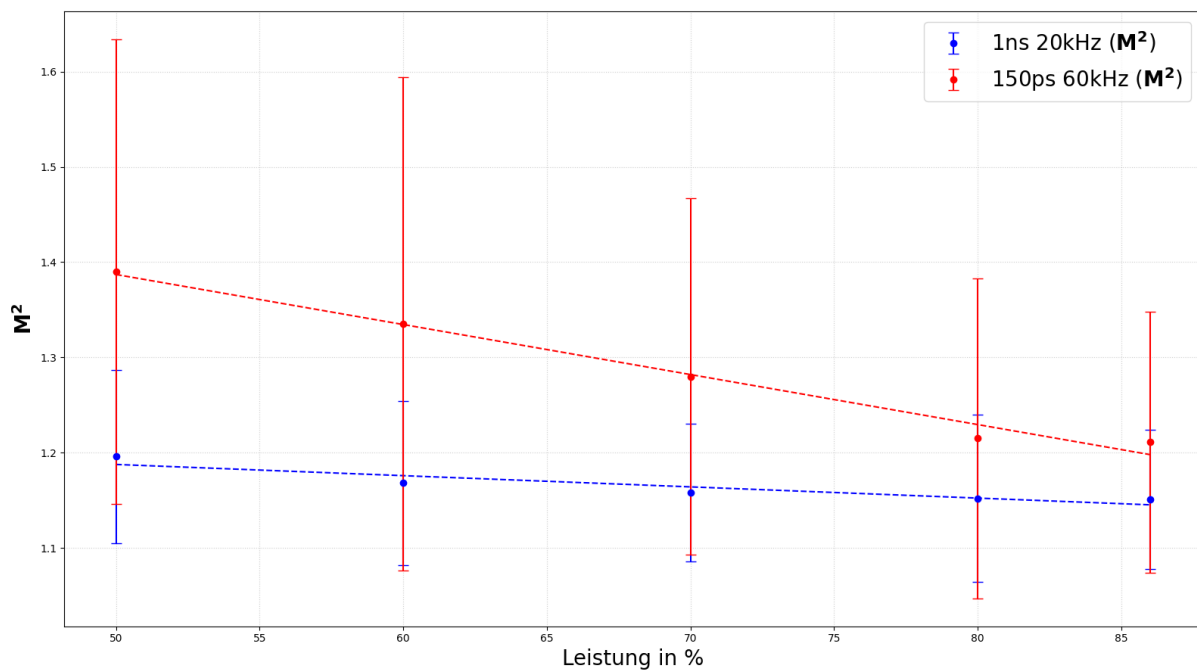


Abb. 9: lineare Regression der gemessenen Beugungsmaßzahl  $M^2$  in Abhängigkeit der eingestellten Laser-Ausgangsleistung

Betrachtet man die experimentell ermittelten Messwerte für die Beugungsmaßzahl graphisch gegen die entsprechende Laser-Ausgangsleistung aufgetragen (siehe. Abb. 9), ist eine annähernd lineare Abnahme bei zunehmender Leistung zu beobachten. Das Strahlprofil des Lasers ändert sich also in Abhängigkeit der eingestellten Ausgangsleistung. Des Weiteren lässt sich in Abb. 9 und Tabelle 1 erkennen, dass bei gleicher Laser-Ausgangsleistung bei 1ns-Pulsen bessere  $M^2$ -Werte gemessen wurden als bei 150ps-Pulsdauer. Das Strahlprofil des Lasers scheint demnach sowohl von der Leistung als auch der anderen Pulsparameter abhängig zu sein. Das Datenblatt des Herstellers, nach welchem sich abhängig von der Repetitionsrate und Pulsdauer das Pulsprofil des Lasers ändert, bestätigt diese Erkenntnis (vgl. Anhang). Bei 86% Ausgangsleistung konnte für 1ns Pulslänge und 20kHz Repetitionsrate ein Wert von  $M^2 = 1,151 \pm 0,073$  und für 150ps bei 60kHz von  $M^2 = 1,211 \pm 0,137$  ermittelt werden. Beide experimentell ermittelten Werte liegen unter dem vom Hersteller angegebenen Wert von  $M^2 = 1,41$  (vgl. Anhang). Aus dem Datenblatt ist allerdings nicht ersichtlich, bei welchen Pulsparametern dieser Wert gemessen wurde, was eine Teilerklärung für die Abweichung sein könnte. Des Weiteren muss man davon ausgehen, dass sich das Strahlprofil des Lasers durch die teilweise Reflexion an den verwendeten Optiken (siehe Abb. 7) leicht verändert.

## 3.2 Vergleich Stufenindex- und Gradientenindex-Faser

Im zweiten Versuchsteil wurden eine Stufenindex-Faser (SI-Faser) und eine Gradienten-Index-Faser (GRIN-Faser) hinsichtlich ihrer Tauglichkeit zur Erzeugung von Superkontinuum untersucht. Dazu wurde ein Aufbau realisiert, um das Laserlicht in die Fasern möglichst optimal einzukoppeln und das Austrittsspektrum am Faserende zu analysieren.

### 3.2.1 Verwendete Fasern

Bei der verwendeten Gradienten-Index-Faser handelt es sich um eine Faser des Typs GIF50E des Herstellers Thorlabs. Die Faser hat einen Kerndurchmesser von  $a = 50,0 \pm 2,5\mu m$  und einen Manteldurchmesser von  $d = 125,0 \pm 1,0\mu m$  bei einer Numerischen

Apertur von  $NA = 0,2$ . Als Betriebswellenlängenbereich gibt der Hersteller für die Faser mit  $800 - 1600nm$  an. [13]

Die zum Vergleich herangezogene Stufen-Index-Faser (SI-Faser) des selbigen Herstellers trägt die Typ-Bezeichnung FG025LJA. Der Kerndurchmesser der Faser ist angegeben mit  $a = 25 \pm 3,0\mu m$  und der Manteldurchmesser mit  $d = 125 \pm 2,0\mu m$ . Der Akzeptanzwinkel der Faser ist angegeben mit  $NA = 0,1$ . Als Betriebswellenlängenbereich gibt der Hersteller für die Faser  $400 - 550nm$  und  $700 - 1400nm$  an.[14]

### 3.2.2 Versuchsaufbau

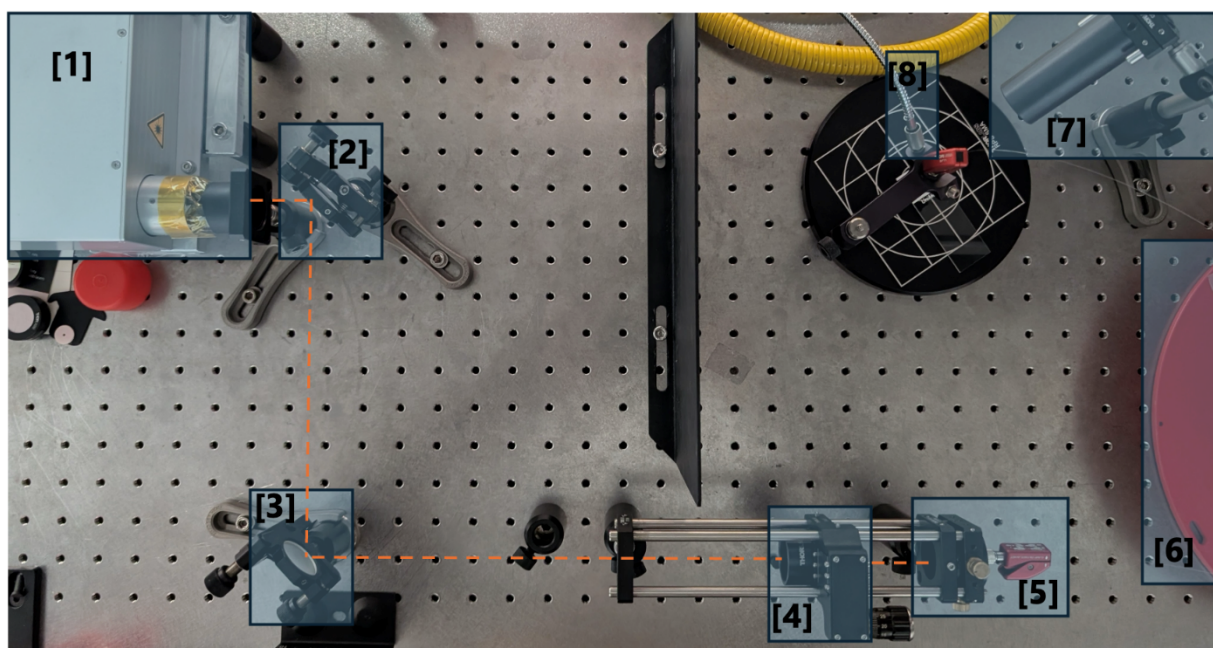


Abb. 10: Aufbau zur spektralen Charakterisierung einer GRIN- und einer SI-Faser [1] YB-Laser, [2] Spiegel, [3] Spiegel, [4] Linse  $f=60mm$ , [5] Koppelstelle in die Glasfaser, [6] GRIN- oder SI-Faser, [7] Halterung der NIR-Spektrometer-Faser, [8] VIS-Spektrometer-Faser

Es wurde der in der obigen Abbildung Abb. 10 gezeigte Aufbau realisiert. Zur Ausrichtung des Laserstrahls wurden zwei Spiegel in den Strahlengang gebracht. Der erste Spiegel lenkt den Laserstrahl hin zum zweiten Spiegel, welcher ihn wiederum auf eine Linse reflektiert. Diese dient zur Fokussierung des Strahls, um ihn in die entsprechende Faser einzukoppeln. Die Linse ist dabei in einem z-Achsen-Versteller in einem Cage-System gehalten. Es wurde eine Linsenbrennweite von  $f = 60mm$  gewählt, da diese

die Bedingungen zum optimalen Einkoppeln des Laserlichts nach Gl.7 und Gl.9 für beide Fasern erfüllt.

*Tabelle 2: Zur Berechnung der Einkoppel-Bedingungen herangezogene Größen*

Brennweite der Linse:	60mm	
Wellenlänge des Lasers:	1060nm	
Strahldurchmesser bei 86% Leistung (Herstellerangabe):	6,7mm	
Beugungsmaßzahl $M^2$ bei 86% Leistung:	1,41	
Fasern:	GIF50E:	FG025LJA:
Faserkerndurchmesser:	50 $\mu$ m	25 $\mu$ m
Numerische Apertur NA:	0,2	0,1

Berechnung des Strahldurchmesser des fokussierten Lasers nach Gl. 7:

$$a > d_{fokus} = \frac{4 \cdot 1060nm \cdot 60mm \cdot 1,41}{\pi \cdot 6,7mm} = 17,04\mu m < 25\mu m < 50\mu m \quad (23)$$

Berechnung der Apertur Bedingung zum einkoppeln in die Fasern nach Gl. 9:

$$NA > \sin(\theta') = \sin\left(\arctan\left(\frac{6,7mm}{2 \cdot 60mm}\right)\right) \approx 0,056 < 0,1 < 0,2 \quad (24)$$

Zum Messen der Effizienz der Einkopplung wurde ein Leistungsmesskopf von Thorlabs der Modellbezeichnung S401C verwendet und die Laserleistung mit diesem einmal vor der Linse und einmal nach der Faser gemessen. Bei diesem Messkopf handelt es sich um einen thermischen Leistungssensor, welcher im Leistungsbereich von 10 $\mu$ W – 1W mit einer Auflösung von 1 $\mu$ W misst. [15] Um den Sensor des Messkopfes nicht zu beschädigen, wurden für die Messung der Einkopplung in die Glasfasern folgende Laserparameter eingestellt:

- 150ps -Pulsdauer
- 60kHz -Repetitionsrate
- 5% -Ausgangsleistung

Dabei wurde vor der Faser eine Leistung von  $P = 184mW$  gemessen. Nach der Einkopplung in die GRIN-Faser wurden am Faserausgang noch  $P = 163mW$  detektiert, es kann daher von einer Koppelleffizienz von ca. 88,5% ausgegangen werden.

Bei der SI-Faser wurde am Faserende eine Leistung von  $P = 151\text{mW}$  gemessen, was für eine erreichte Kopplung von etwa 82% des Laserlichts spricht.

Zur Aufnahme der Spektren am Faserausgang wurden zwei Spektrometer verwendet, für den VIS-Bereich ein Avantes AvaSpec-ULS2048CL-EVO und für den NIR-Bereich ein Avantes AvaSpec NIR256-1.7TEC. Die Fasern der Spektrometer wurden dabei, wie in Abb. 11 dargestellt positioniert, um das von der jeweiligen Faser abgestrahlte Spektrum bestmöglich, ohne Übersteuerung der Spektrometer, aufnehmen zu können.

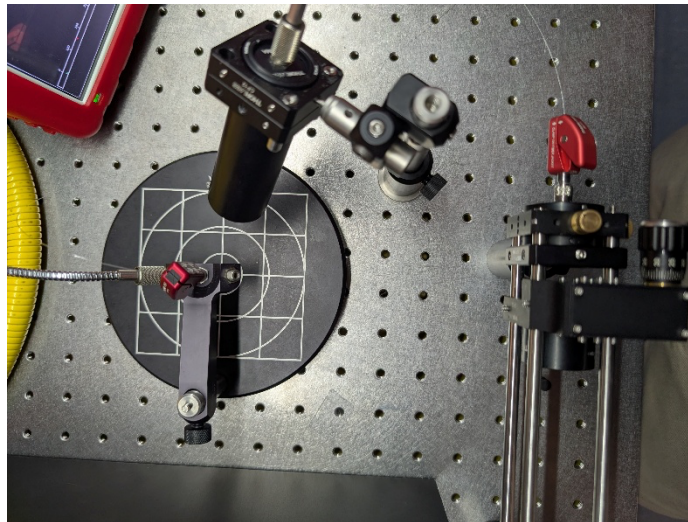


Abb. 11: Vorrichtung zur Aufnahme der Faser-Emissionsspektren

### 3.2.3 Ablauf der Messung

Nach der Einkopplung des Laserlichts in die entsprechende Faser, wurde diese in die in Abb.11 zusehende Vorrichtung zur Aufnahme der Spektren gebracht. Zur Aufnahme der Spektren wurde, die für die verwendeten Spektrometer zugehörige Software verwendet. Aufgenommen wurden Spektren bei zwei verschiedenen Pulsparametereinstellungen, einmal bei 1ns-Pulsdauer mit 20kHz Repetitionsrate und 150ps mit 60kHz. Es wurden dabei Spektren beider Fasern bei einer Faserlänge  $l$  von ca. 10m und zusätzlich von der GRIN-Faser bei einer Länge  $l$  von ca. 190m aufgenommen. Für beide untersuchten Pulsparametereinstellungen wurden für jede Faser die Spektren bei jeweils zwei unterschiedlichen Laserausgangsleistungen aufgenommen. Die eingestellte Laserleistung wurde dabei so hoch wie möglich gewählt und so, dass sie zur Vergleichbarkeit unter der Zerstörschwelle beider Fasern liegt.

### 3.2.4 Ergebnisse und Auswertung

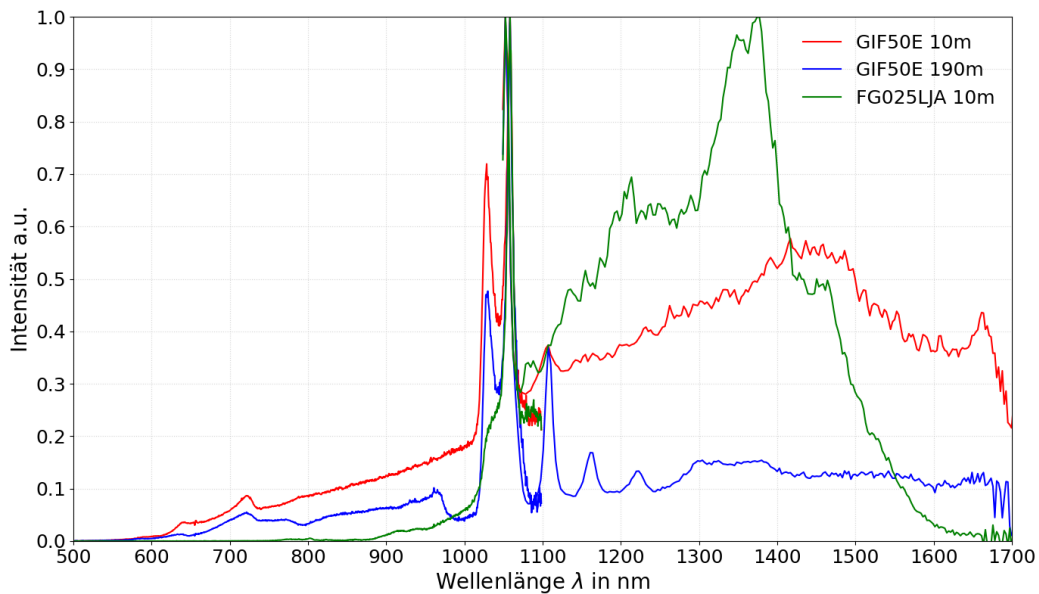


Abb. 12: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 1ns 20kHz 60% Ausgangs-Laserleistung

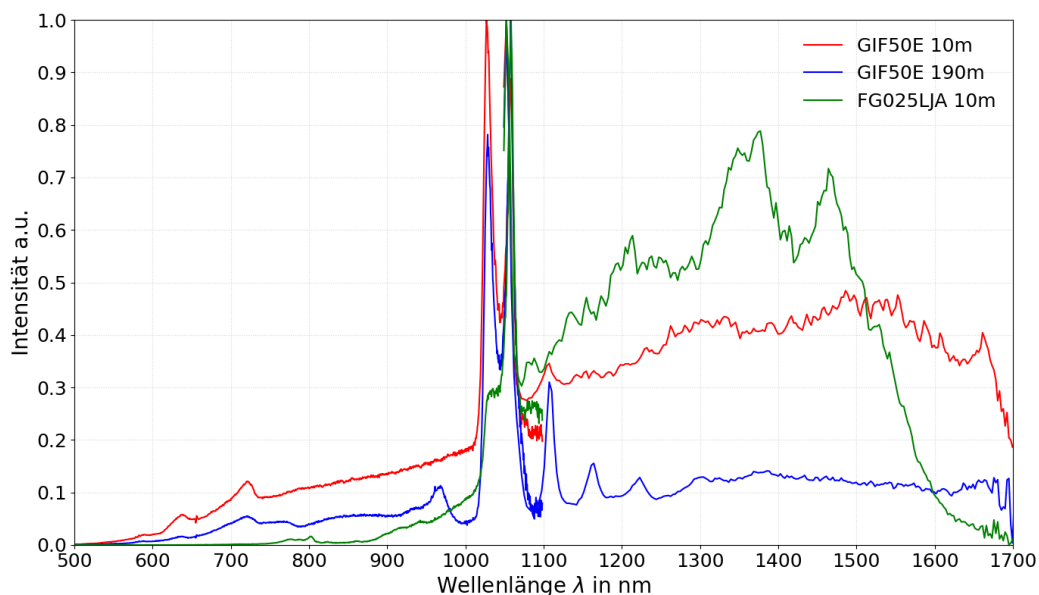


Abb. 13: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 1ns 20kHz 80% Ausgangs-Laserleistung

Die obigen beiden Abbildungen Abb. 12 und Abb. 13 zeigen die aufgenommenen Spektren bei 1ns Pulsdauer und 20kHz Repetitionsrate der drei untersuchten Fasern. Dabei zeigt Abb. 12 die erzeugten Spektren bei einer Laserleistung von 60% und

Abb. 13 bei 80%. Im Vergleich beider Abbildungen ist zu erkennen, dass die Spektren bei beiden Laserausgangsleistungen eine ähnliche Form aufweisen. Jedoch fällt auf, dass das Spektrum aller drei Fasern im VIS-Bereich bei 80% Laserleistung etwas breiter ist als bei 60%. Im Nahinfraroten-Spektralbereich lässt sich ein solcher Unterschied hinsichtlich der Breite der Spektren jedoch nur signifikant für die Stufenindex-Faser feststellen. In beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass die Faser FG025LJA (10m) im Bereich von 1060nm bis ca. 1400nm höhere Intensitäten aufweist als beide Längen der GIF50E, wohingegen die Spektren der Gradienten-Index-Faser allgemein einen breiteren Wellenlängenbereich abdecken. Sie reichen in jedem Fall bis kurz vor oder bis 1700nm mit  $I_{rel} \geq 0,1$  an, während das Spektrum der SI-Faser in beiden Diagrammen schon ab 1550nm-1600nm relative Intensitätswerte unter 10% aufweist. Ebenfalls aus beiden Abbildungen gleichermaßen ersichtlich ist, dass das breiteste Superkontinuum mit der gleichmäßigsten Intensitätsverteilung, vor allem im NIR-Bereich mit der 10m-Faserlänge der Gradienten-Index-Faser erreicht wurde.

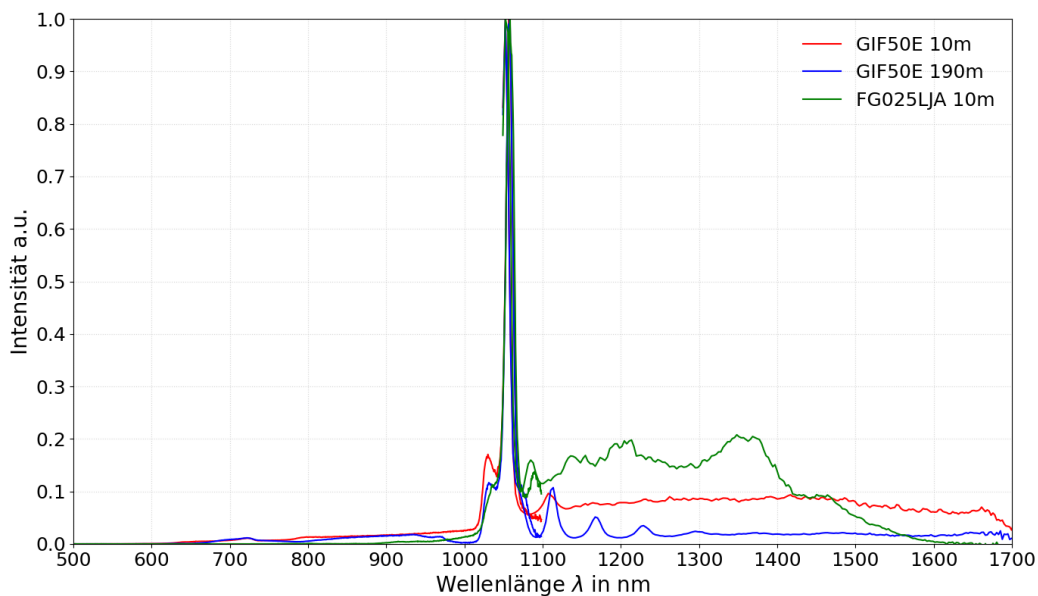
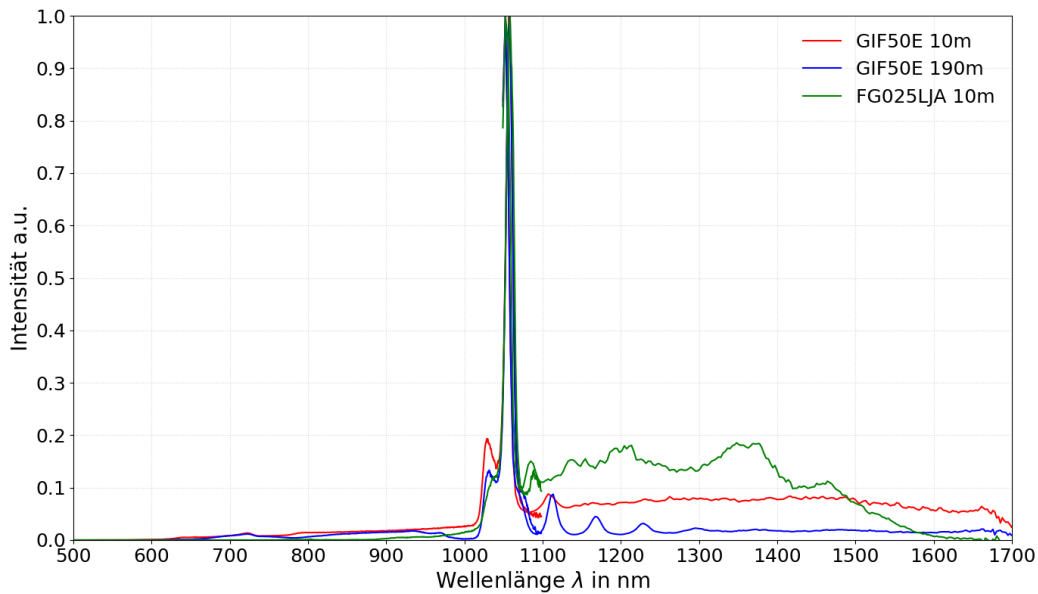


Abb. 14: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 150ps 60kHz 80% Ausgangs-Laserleistung



*Abb. 15: Aufgenommene Emissionsspektren der untersuchten Fasern bei 150ps 60kHz 90% Ausgangs-Laserleistung*

Die obigen beiden Abbildungen Abb. 14 und Abb. 15 zeigen die aufgenommenen Spektren der drei untersuchten Fasern bei einer Laserpulslänge von 150ps und einer Repetitionsrate von 60kHz. Diese wurden bei einer Laserausgangsleistung von 80% (siehe Abb. 14) und 90% (siehe Abb. 15) aufgenommen. Wie zuvor schon bei den Spektren bei 1ns Pulslänge beschrieben, ähneln sich die Diagramme hinsichtlich der Form der Kurven auch hier sehr. Auch bei einer Pulslänge von 150ps weist die Gradienten-Index-Faser bei beiden Faserlängen ein breiteres, abschnittsweise jedoch nicht so intensives Spektrum als die Stufen-Index-Faser auf. Wie auch schon bei den Spektren in Abb. 12 und Abb. 13 festgestellt, weist bei diesen Spektren die GRIN-Faser mit einer Länge von 10m das gleichmäßigste und breiteste Superkontinuum-Spektrum auf. Im Vergleich der Kurven bei 150ps-Pulsdauer (vgl. Abb. 14 und Abb. 15) mit denen bei 1ns-Pulsdauer (vgl. Abb. 12 und Abb. 13) ist zu erkennen, dass die Spektren aller Fasern im nahinfraroten Bereich (NIR > 1060nm) eine größere spektrale Verbreiterung aufweisen als im Bereich des sichtbaren Lichts (VIS < 1060nm). Des Weiteren ist festzustellen, dass alle drei Fasern bei 1ns-Pulsdauer mehr Intensität im Verhältnis zur Ausgangsleistung über das verbreiterte Spektrum aufweisen als bei 150ps-Pulsen.

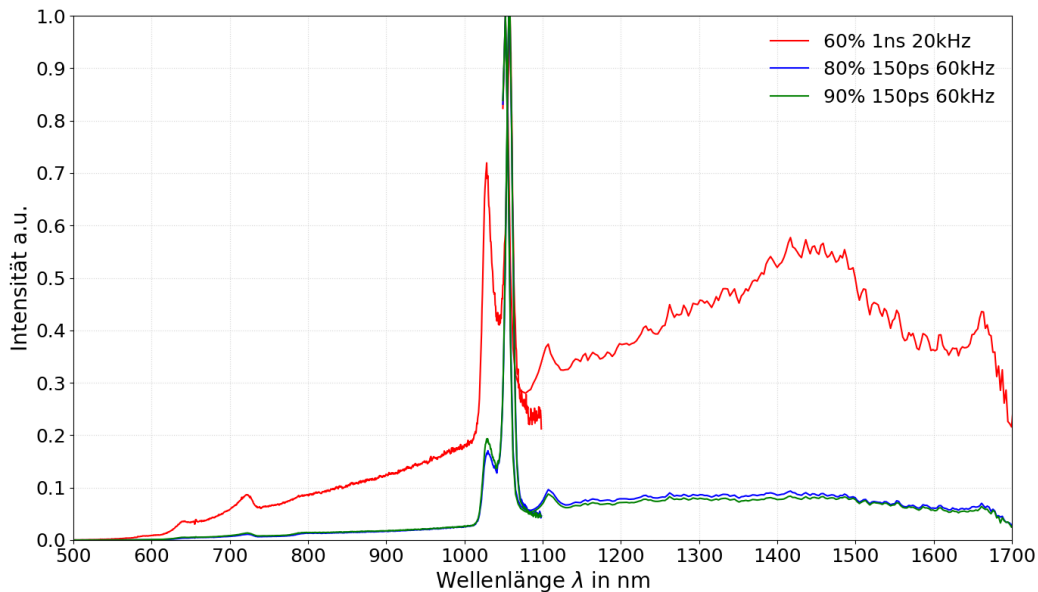


Abb. 16: Aufgenommene Emissionsspektren der Gradienten-Index-Faser GIF50E bei drei verschiedenen Lasereinstellungen im Vergleich

Aus den voran gegangenen Betrachtungen geht hervor, dass sich die GIF50E-Faser mit einer Länge von 10m besser zur Erzeugung von Superkontinuum eignet als mit 190m Länge oder auch die FG025LJA-Faser. In Abb. 16 sind die Spektren der 10m GRIN-Faser bei drei verschiedenen Einstellungen des Lasers gegenübergestellt. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass das Spektrum bei 1ns Pulsdauer trotz geringerer Laserausgangsleistung ein breiteres und relativ zur Laserwellenlänge von 1060nm deutlich intensiveres Superkontinuum aufweist als bei 150ps Pulsdauer.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass in allen drei Fasern eine Verbreiterung des Spektrums erreicht werden konnte, sich die GRIN-Faser jedoch wesentlich besser zur Erzeugung von Superkontinuum eignet als die SI-Faser. Als am besten geeignet für die Superkontinuumserzeugung und somit für den weiteren Versuch stellte sich die GRIN-Faser bei ca. 10m Länge bei einer Laserleistung von 60% bei 1ns-Pulsdauer mit 20kHz-Repetitionsrate heraus.

## 4 Spektroskopische Untersuchung von biologischem Gewebe

Im finalen Versuchsteil dieser Arbeit wurde ein Versuchsaufbau zur spektroskopischen Untersuchung von Gewebe, insbesondere von hyalinem Knorpel mittels des in einer Multimode-Faser erzeugten Superkontinuum realisiert. Dabei wurde eine medizinische Faser als Spektroskopie Sonde verwendet, welche speziell für endoskopische Untersuchungen zugelassen ist.

### 4.1 Versuchsaufbau

Den Ergebnissen des vorherigen Versuchs zu Folge, wurde für den folgenden Versuchsaufbau die GRIN-Faser mit einer Länge von  $l < 10m$  gewählt.

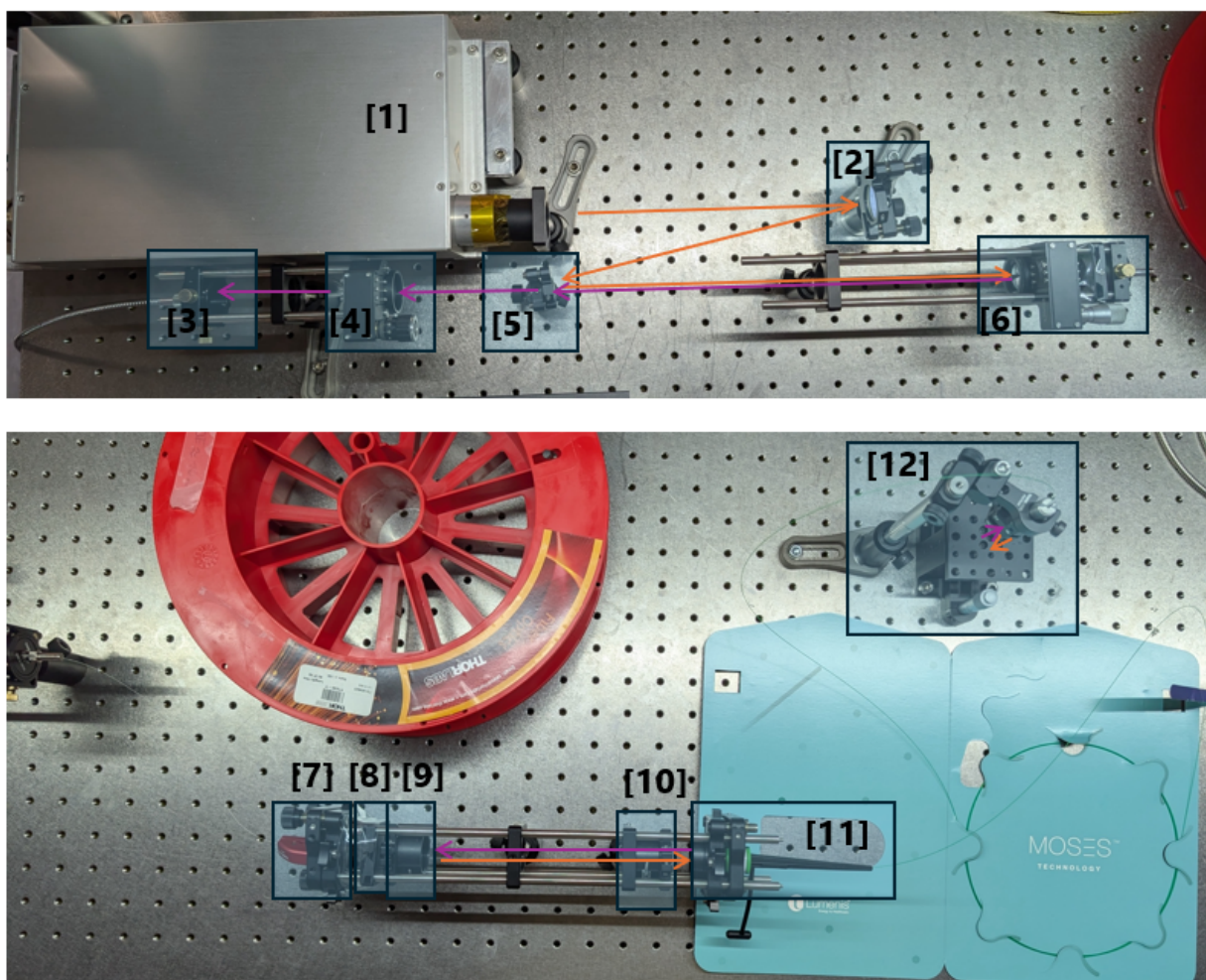


Abb. 17: Aufbau zur spektroskopischen Proben-Untersuchung [1] Yb-Laser, [2] Spiegel, [3] NIR-Spektrometer-Faser, [4] Linse  $f=60mm$ , [5] reflektiver Notch-Filter, [6]

*Fokussierlinse  $f=60\text{mm}$  und Faser-Einkopplung, [7] Faserende in x-y-Tilt-Versteller, [8] Notch Filter 1064nm, [9] Kollimationslinse  $f=45\text{mm}$ , [10] Fokussierlinse  $f=40\text{mm}$ , [11] Moses 200 D/F/L Einweg-Fasersonde, [12] Probenvorrichtung*

Die obige Abbildung 17 zeigt den experimentellen Aufbau. Der Laserstrahl wird dabei zunächst analog zum Aufbau aus Kapitel 3.3 über zwei reflektive Oberflächen geleitet und durch eine Linse der Brennweite  $f = 60\text{mm}$  in die GRIN-Faser eingekoppelt. Allerdings handelt es sich hier bei der zweiten Komponente nicht um einen Spiegel, sondern um einen 1064nm Notchfilter mit OD 6 Blockung des Herstellers Edmund Optics. Hinter diesem wurde eine Linse platziert und so ausgerichtet, dass sie das rückgeführte Probensignal vor der Spektrometer-Faser fokussiert. Zur Analyse des Probensignals wurde das Avantes AvaSpec NIR256-1.7TEC Spektrometer verwendet, da wie in Abschnitt 2.3 beschrieben der NIR-Bereich für die Untersuchung von Knorpelgewebe relevant ist.

Die Auskoppelseite der Faser wurde mit einem leicht angewinkelten Cleave versehen, um einen Rückreflex durch Reflektion an der planen Faserendfläche zu vermeiden. Die durch den Winkelcleave resultierende Änderung der Strahlrichtung wurde an der Faserausgangsseite über einen Tilt-Spiegelhalter korrigiert. Der ausgerichtete Strahl verläuft nach Austritt aus der Faser durch einen zweiten 1064nm Notch-Filter mit OD 6 Blockung. Dieser reflektiert die intensive Hauptwellenlänge des Lasers und lässt den Rest des erzeugten Superkontinuum-Spektrum transmittieren. Dadurch wird eine Abschwächung der auf die Probe treffenden Gesamtleistung zum Schutz dieser vor Zerstörung erzielt. Hinter dem Filter befindet sich eine Linse der Brennweite  $f = 45\text{mm}$ , welche den Strahl zunächst kollimiert, bevor er anschließend durch eine weitere Linse  $f = 40\text{mm}$  in die Sonden-Faser eingekoppelt wird.

Die Sonde ist eine Faser des Typs Moses<sup>TM</sup> 200 D/F/L der Firma Lumenis. Es handelt sich um eine Fasersonde für den medizinischen Einmalgebrauch zur endoskopischen Lithotripsie in urologischen Anwendungsfeldern. Diese Multimode-Faser hat einen Kerndurchmesser von  $a = 62,5 \mu\text{m}$  und ist mit einer sphärischen End-Optik (siehe Abb. 18) versehen. [21][22]

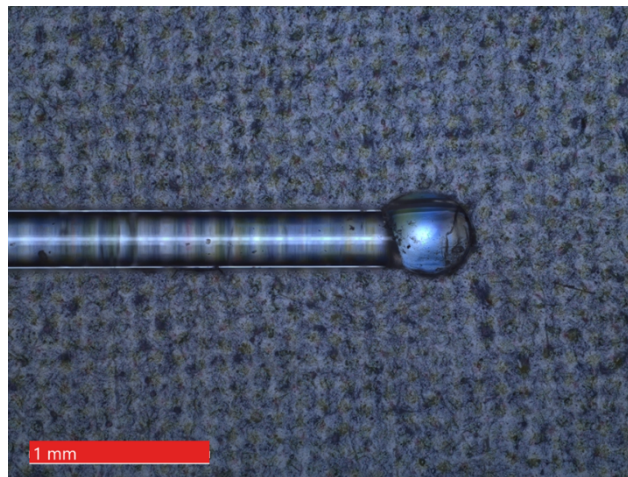


Abb. 18: Mikroskop-Aufnahme der Fasersonde

## 4.2 Ablauf der Messung

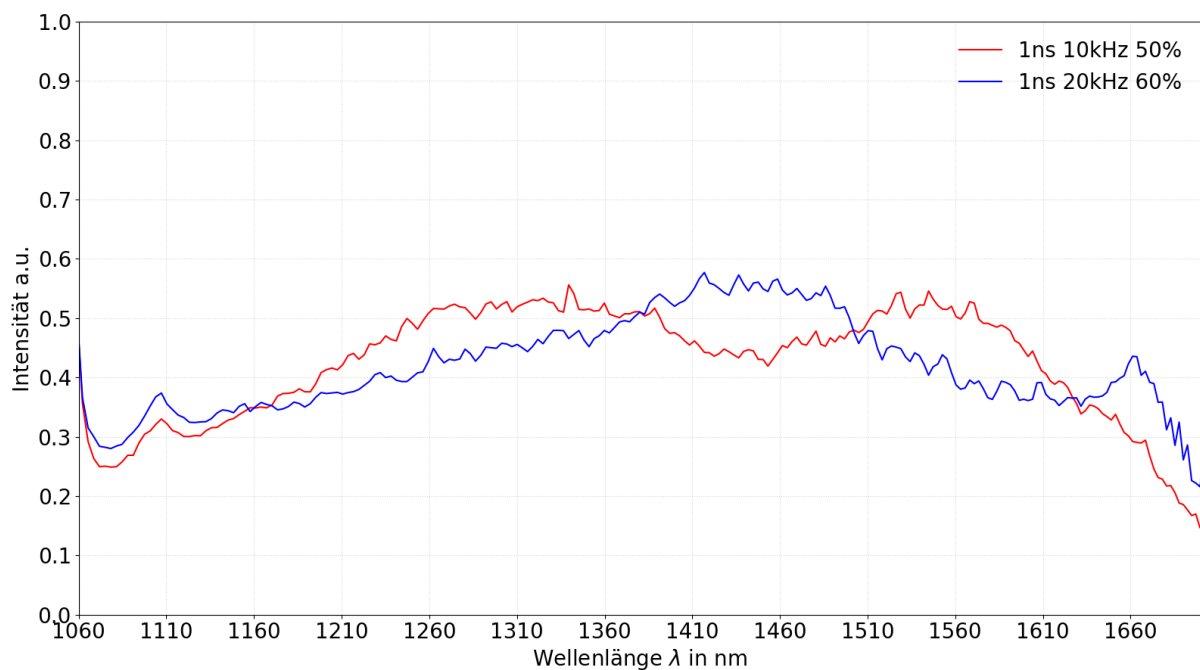


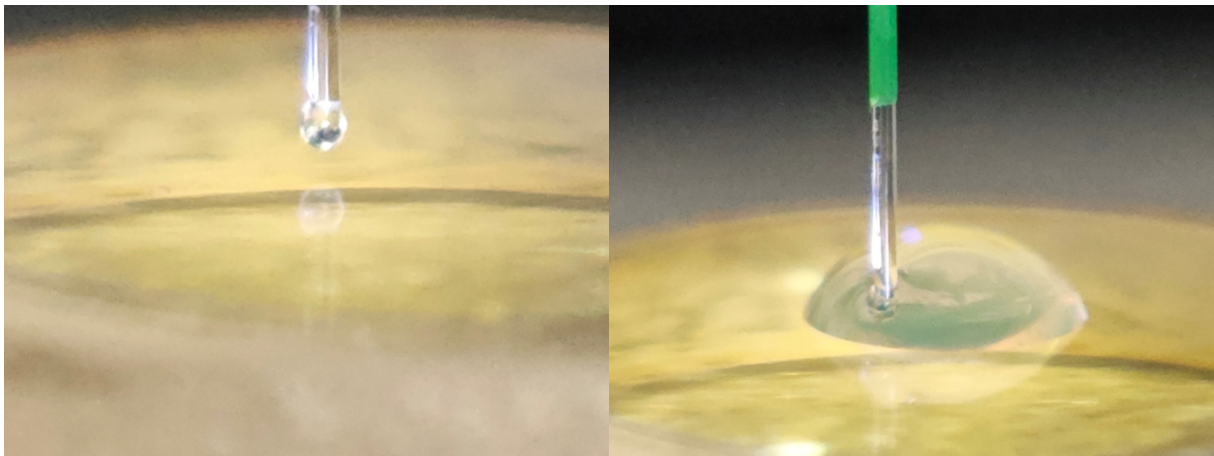
Abb. 19: Nahinfrarot-Spektrum der GIF50E GRIN-Faser  $l < 10m$  bei 1ns 10kHz 50% Ausgangsleistung und bei 1ns 20kHz 60% Ausgangsleistung

Für die Messung wurde der Laser bei einer Pulsdauer von 1ns mit einer Repetitionsrate von 10kHz und einer Ausgangsleistung von 50% betrieben. Diese Parameter wurden gewählt, um die Faser auch bei etwas längerer Betriebszeit des Lasers nicht zu schädigen. In Abb. 19 ist das bei diesen Lasereinstellungen erreichte Spektrum im NIR-Bereich (1060nm – 1700nm) im Vergleich zu dem bei 1ns 20kHz und 60% Laserleistung dargestellt. Das Superkontinuum ist bei geringerer Repetitionsrate und weniger

Laserleistung immer noch ausreichend breit und annähernd ähnlich im NIR-Bereich, wie bei den bereits in Abschnitt 3.2 evaluierten Lasereinstellungen.

Als Vergleichsprobe für die spätere Untersuchung von Gewebe wurde zunächst ein Reflexionsspektrum eines im nahinfraroten Bereich hoch reflektiven Spiegels aufgenommen. Der Spiegel wurde dazu auf einen Hubtisch (siehe Abb. 17) gelegt und dieser so positioniert, dass das Faserende der Sonde fast auf dem Spiegel aufsetzt (siehe Abb. 20). Um die Tauglichkeit des Aufbaus für endoskopische Untersuchungen zu evaluieren, wurde zusätzlich ein Spektrum des Spiegels mit Wasser auf dessen Oberfläche aufgenommen.

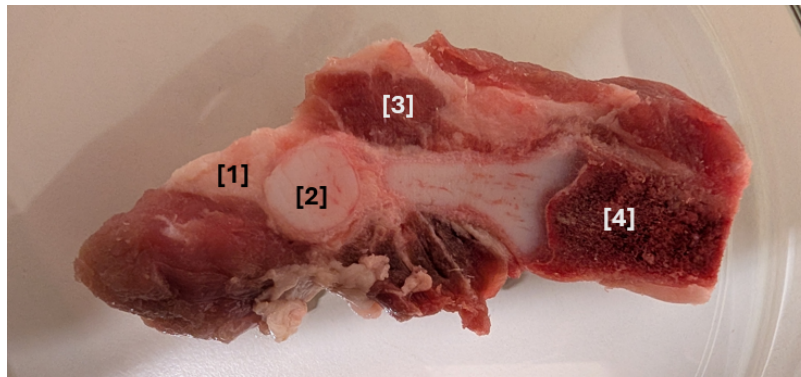
Gemessen wurde das rückreflektierte Signal mit der Avantes Avasoft-Messsoftware im Reflexionsmodus. Zur Messung der Referenz für die Reflexionsmessung wurde ein Stück Papier in den Strahlengang nach der GRIN-Faser gebracht (siehe Abb. 17 (zwischen (9) und (10))).



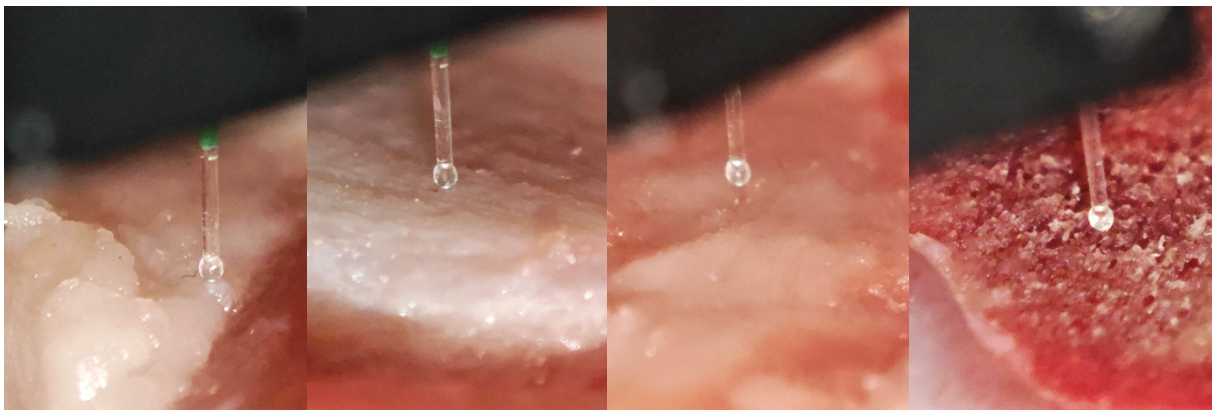
*Abb. 20: Positionierung der Fasersonde zur Aufnahme des Reflexionsspektrums eines Spiegels ohne (links) und mit Wasser auf der Oberfläche (rechts)*

Bei der im Anschluss untersuchten Probe handelte es sich um ein Stück vom Schweinerippchen (siehe Abb. 21). Die Probe wurde gewählt, da sie leicht zugänglich ist und gleichzeitig vier verschiedene Gewebearten beinhaltet.

Für die Messung wurde die Probe in einer Petrischale genauso wie zuvor der Spiegel auf einem Hubtisch positioniert (siehe Abb. 22). Es wurden von allen vier Gewebearten jeweils zehn Reflexionsspektren unter leichter Positionsänderung aufgenommen.



*Abb. 21: Untersuchte Probe vom Schweinerippchen [1] Fettgewebe, [2] hyalines Knorpelgewebe, [3] Muskelgewebe, [4] Knochengewebe*



*Abb. 22: Position der Sondenfasern zur Messung der Reflexionsspektren der verschiedenen Gewebearten (Fett/Knorpel/Muskel/Knochen)*

### 4.3 Ergebnisse und Auswertung

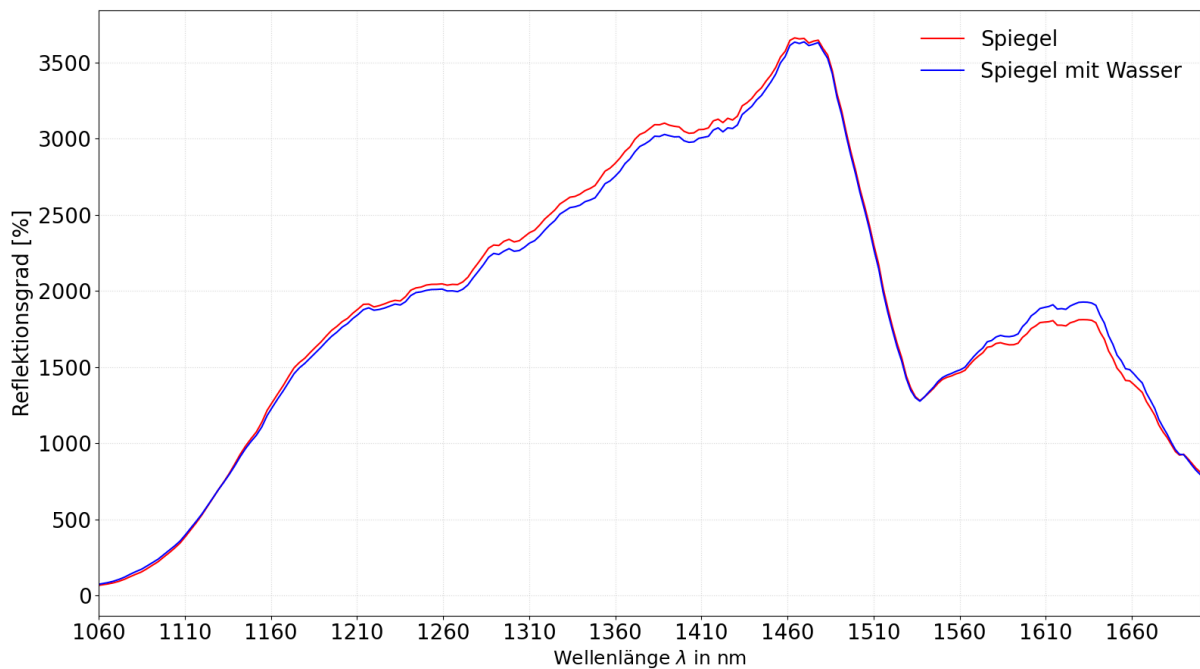


Abb. 23: Reflektionsspektrum des Spiegels mit und ohne Wasser auf der Oberfläche

In der obigen Abbildung 23 ist das aufgenommene Reflektionsspektrum des untersuchten Spiegels im NIR-Bereich sowohl mit als auch ohne Wasser auf der Oberfläche dargestellt. Dabei wurden die Spektren über die Bildung eines gleitenden Mittelwertes jeweils geglättet. Es ist zu sehen, dass sich beide Kurven in ihrer Form ähneln und sich im gemessenen Reflektionsgrad nur gering unterscheiden. Um die Unterschiede der zwei Reflektionsspektren hervorzuheben, wurde die Kurve des Spiegels mit Wasser auf der Oberfläche, von der ohne Wasser subtrahiert (siehe Abb. 24).

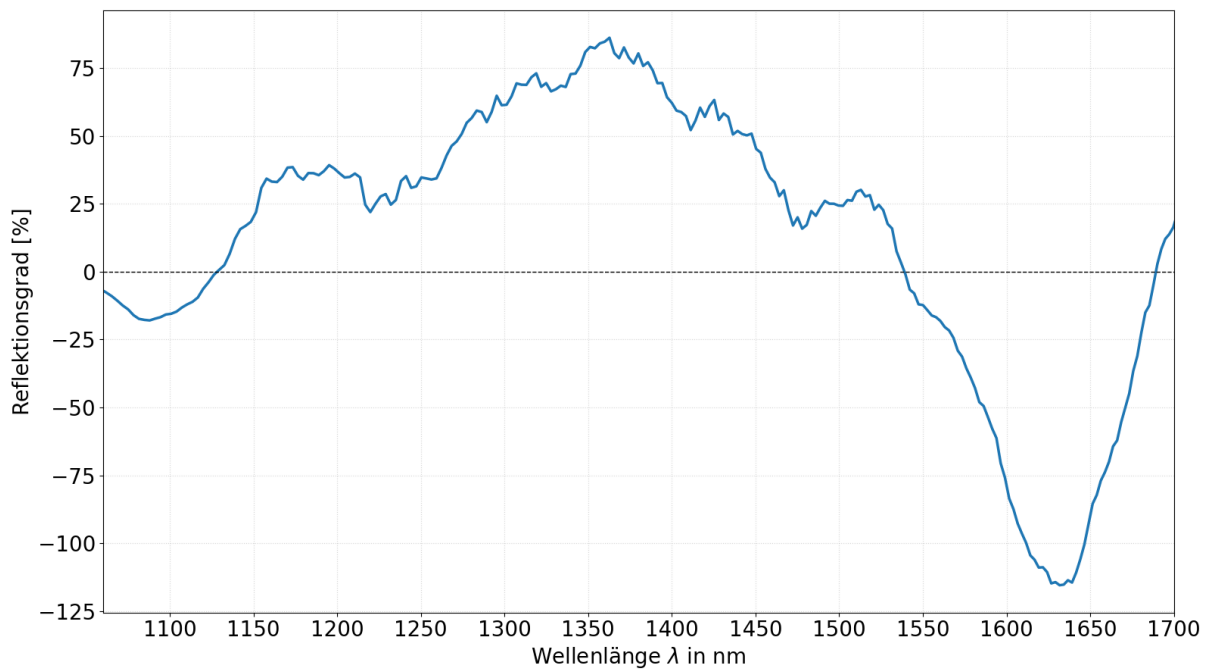


Abb. 24: Unterschied der Reflektivität des Spiegels mit und ohne Wasser

In dem aus der Subtraktion resultierenden Reflektionsspektrum ist zu sehen, dass der Spiegel im Bereich von ca.  $\lambda = 1060 \text{ nm} \rightarrow 1440 \text{ nm}$  und von ca.  $\lambda = 1540 \text{ nm} \rightarrow 1680 \text{ nm}$  mit Wasser auf der Oberfläche weniger reflektiert als ohne. In den anderen Wellenlängenbereichen weist das mit der Sonde im Wasser aufgenommene Spektrum hingegen leicht erhöhte Reflektion auf.

Der Unterschied des Reflektionsgrades beider Spektren ist, wie in Abb. 23 zu sehen auf die Gesamtheit der Reflektivität allerdings nur gering. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Anwendung des Versuchsaufbaus in wässrigen Umgebungen vermutlich ähnlich möglich wäre wie im Trockenen.

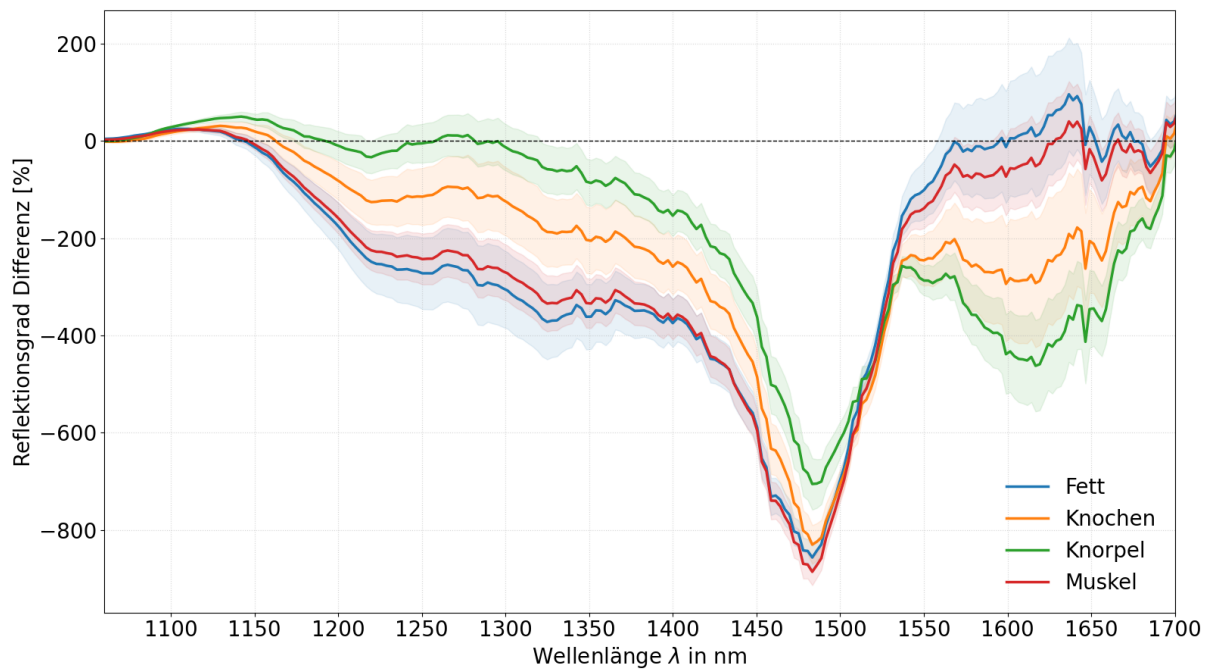


Abb. 25: Normierte Reflexionsspektren im NIR-Bereich der vier unterschiedlichen Gewebearten von dem Vergleichsspektrum des Spiegels subtrahiert

In der obigen Abb. 25 sind die gemessenen Reflexionsspektren der untersuchten Probe mit den jeweiligen Standardabweichungen dargestellt. Dazu wurde zunächst für jede Probe über die zehn Messungen das gemittelte Spektrum errechnet. Anschließend wurden die gemittelten Reflexionsspektren der unterschiedlichen Gewebe von dem gemessenen Spektrum des Spiegels (ohne Wasser auf der Oberfläche) subtrahiert und über die Bildung des gleitenden Mittelwertes geglättet.

In Abb. 25 ist zu erkennen, dass alle Proben im Bereich zwischen  $\lambda = 1450\text{nm}$  und  $\lambda = 1500\text{nm}$  Minima bezogen auf den Referenzspiegel aufweisen. Im Spektralbereich rechts und links neben den Minima sind signifikante Unterschiede in der Reflexion der unterschiedlichen Gewebearten zu beobachten. So weist das Knorpelgewebe im Wellenlängenbereich über den Minima bis  $\lambda = 1700\text{nm}$  mit Abstand die geringste Reflexion auf. Die Kurven von Muskelgewebe und Fettgewebe hingegen liegen in dem Bereich nah beieinander und weisen einen hohen Reflektionsgrad von  $>0,8$  auf. Bei Wellenlängen von  $\lambda = 1060\text{nm}$  bis  $\lambda = 1450\text{nm}$  weist wiederum Knorpelgewebe den höchsten Reflektionsgrad unter den vier Gewebearten auf. Muskel und Fett zeigen

dagegen in diesem Bereich wesentlich weniger Reflektion als das Knorpel- und Knochengewebe. Allgemein lässt sich bei Auswertung des Diagramms feststellen, dass sich die Spektren von Fett und Muskel ähneln und nah beieinander liegen. Die Spektren von Knorpel und Knochen jedoch unterscheiden sich von diesen und auch untereinander signifikant. Die allgemein größten Unterschiede bezüglich der Reflektion weisen Fett und Knorpel bei ca.  $\lambda = 1330 \text{ nm}$  und  $\lambda = 1610 \text{ nm}$  auf.

Im Jahr 2013 wurde ein Paper veröffentlicht, welches die Korrelation von NIR-Spektren verschiedener Gelenkknorpelproben mit ihrer mechanisch gemessenen Dicke behandelt. [12] Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, handelt es sich sowohl bei Gelenkknorpel als auch bei Rippenknorpel um hyalines Knorpelgewebe. Daher kann das Paper zum Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit herangezogen werden.

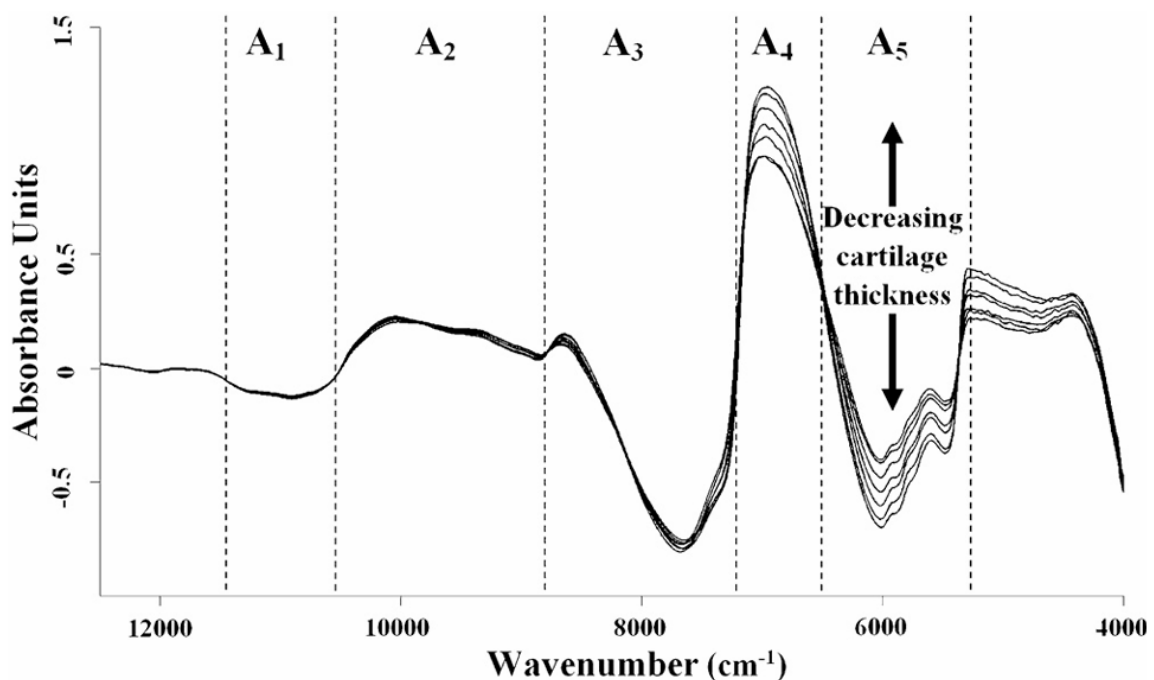


Abb. 26: Absorptionsspektren verschiedener Gelenkknorpelproben unterschiedlicher Dicke im NIR-Bereich [12]

Abb. 26 zeigt die in dem Beitrag veröffentlichten Absorptionsspektren der verschiedenen Proben von hyalinem Knorpelgewebe in Abhängigkeit von der Wellenzahl. Dabei ist zu erkennen, dass die Knorpelproben im Bereich  $\bar{\nu} = 7200 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 6500 \text{ cm}^{-1}$ , beziehungsweise  $\lambda \approx 1389 \text{ nm} \rightarrow 1538 \text{ nm}$  (vgl. Gl. 23) maximale Absorption aufweisen.

Der Absorptionspeak des hyalinen Knorpels liegt damit an vergleichbarer Stelle wie das in dieser Arbeit gemessene Reflektionsminimum des Knorpelgewebes (siehe Abb. 25). Auch, dass das Gewebe in Abb. 26 rechts neben dem Absorptionspeak im Bereich „A5“ höhere Absorptionswerte aufweist als links neben dem Peak in „A3“ korreliert mit dem experimentell gemessenen Reflektionsspektrum (siehe Abb. 25).

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde zunächst der verwendete Yb-Faserlaser der Marke IPG hinsichtlich seines Strahlprofils charakterisiert und somit die Angaben des Herstellers evaluiert.

Anschließend konnte erfolgreich ein Aufbau zum Vergleich zweier verschiedener Fasern bezüglich der Superkontinuum-Erzeugung in diesen realisiert werden. Dabei wurde eine Stufen-Index-Faser mit einer Gradienten-Index-Faser verglichen. Es konnte nachgewiesen werden, dass sowohl bei Pulsdauern von 1ns als auch von 150ps signifikante spektrale Verbreiterungen des Laserpulses nach beiden Fasern zu beobachten sind. Im Vergleich der verschiedenen gemessenen Superkontinuum-Spektren (vgl. Abschnitt 3.2.4) wurde die größte spektrale Verbreiterung in jedem Fall im Nahinfraroten Bereich erreicht.

Als am besten geeignet für die Erzeugung von Superkontinuum unter den verglichenen Fasern und Laserparametereinstellungen, stellte sich die GRIN-Faser mit einer Länge von  $l < 10m$  bei 1ns-Pulsen mit 20kHz Repetitionsrate heraus.

Mit diesen Erkenntnissen konnte im letzten Versuchsteil dieser Arbeit ein experimenteller Aufbau mit dem Ziel der Untersuchung hyalinen Knorpelgewebes erreicht werden. Über den Vergleich eines aufgenommenen Spektrums von einem Spiegel mit und ohne Wasser auf der Oberfläche konnte nachgewiesen werden, dass sich die Messmethode auch für Messungen in wässriger Umgebung zu eignen scheint. Dadurch wäre ein endoskopischer Einsatz der Messmethode im Körper eines Tiers oder Menschen nicht auszuschließen.

Anschließend konnten mit dem Aufbau erfolgreich Reflektionsspektren sowohl von Knorpelgewebe als auch drei weiteren Gewebearten (Fett, Knochen und Muskel) einer Probe aufgenommen werden. Die grundlegende Plausibilität der gemessenen Spektren konnte dabei durch den Vergleich des Knorpel-Reflektionsspektrums mit den Ergebnissen eines wissenschaftlichen Papers bestätigt werden (vgl. Abschnitt 4.3). Aus der Auswertung der experimentell ermittelten Reflektivität der Probe im NIR-

Spektralbereich lässt sich schlussfolgern, dass der realisierte Aufbau (siehe Abb. 17) geeignet ist, um Knorpelgewebe von anderen Gewebearten zu unterscheiden.

Zukünftig könnte man den Aufbau dahingehend untersuchen, ob und wie gut sich mit diesem eine Korrelation zwischen der Dicke von Knorpelgewebe mit dem gemessenen Reflektionsspektrum beobachten lässt. Das Potenzial liegt dabei darin, dass der Aufbau aufgrund der Verwendung einer speziell für die Medizintechnik entwickelten Faser-sonde zu endoskopischen Untersuchungen am Menschen oder Tier verwendet werden könnte. Das würde eine Methode zur minimalinvasiven, schnellen und objektiven Beurteilung der Knorpeldicke bieten. Dadurch wäre es möglich, das Prinzip des Aufbaus zum Beispiel zur Frühdiagnostik von Gelenkerkrankungen wie Arthrose zu verwenden.

# Literaturverzeichnis

- [1] Litfin G, Hrsg. Technische Optik in der Praxis. 3. Aufl. Berlin: Springer; 2005.
- [2] Pedrotti F, Pedrotti L, Bausch W, Schmidt H. Optik für Ingenieure Grundlagen. 3. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer
- [3] Engelbrecht R. Nichtlineare Faseroptik Grundlagen und Anwendungsbeispiele. Berlin Heidelberg: Springer Vieweg; 2014.
- [4] Eichler HJ, Eichler J. Laser Bauformen, Strahlführung, Anwendungen. 8. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer Vieweg; 2015.
- [5] Gerhard C. Tutorium Optik Ein verständlicher Überblick für Physiker, Ingenieure und Techniker. 2. Aufl. Berlin: Springer Spektrum; 2020.
- [6] <https://lasercalculator.com/laser-spot-size-calculator/> (Stand: 02.12.2025)
- [7] Hecht E. Optik. 7. Aufl. Berlin Boston: Walter de Gruyter GmbH; 2018.
- [8] Meschede D. Optik, Licht und Laser. 2. Aufl. Wiesbaden: Teubner; 2005.
- [9] Wintermantel E, Ha Suk-Woo: Medizintechnik Life Science Engineering. 5. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer; 2009.
- [10] Betz E, Reutter K, Mecke D, Ritter H. Biologie des Menschen. 15. Aufl. Heidelberg: Quelle & Meyer; 2001.
- [11] [https://www.bruker.com/de/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-nir-spectrometers/what\\_is\\_ft\\_nir\\_spectroscopy.html](https://www.bruker.com/de/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-nir-spectrometers/what_is_ft_nir_spectroscopy.html) (Stand: 02.12.2025)
- [12] Afara I, Singh S, Oloyede A. Application of near infrared (NIR) spectroscopy for determining the thickness of articular cartilage. Medical Engineering & Physics. 2013; 35: 88-95
- [13] [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=358&pn=GIF50E](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=358&pn=GIF50E) (Stand: 02.12.2025)
- [14] [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=3255&pn=FG025LJA](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3255&pn=FG025LJA) (Stand: 02.12.2025)
- [15] [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=3333&pn=S401C](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3333&pn=S401C) (Stand: 02.12.2025)
- [16] Hering E, Martin R. Optik in Ingenieur- und Naturwissenschaften Grundlagen und Anwendungen. 2. Aufl. München: Hanser; 2023.
- [17] Erler A. *Die Veränderung der perizellulären Mikroumgebung im hyalinen Knorpel bei Arthrose*. Tübingen: Medizinische Fakultät der Eberhard-Karls-Universität; 2021.
- [18] [https://www.rp-photonics.com/supercontinuum\\_generation.html](https://www.rp-photonics.com/supercontinuum_generation.html) (Stand: 02.12.2025)
- [19] [https://www.thorlabs.com/navigation.cfm?guide\\_id=2092](https://www.thorlabs.com/navigation.cfm?guide_id=2092) (Stand: 02.12.2025)

[20] <https://www.chemie.de/lexikon/Wellenzahl.html> (Stand 08.12.2025)

[21] <https://www.bostonscientific.com/content/dam/bostonscientific/uro-wh/portfolio-group/Lumenis/pdf/uro-1278906-ab-holmium-laser-fibers-brochure-de.pdf> (Stand 09.12.2025)

[22] <https://www.prnewswire.com/il/news-releases/lumenis-bringt-moses-tm-2-0-holmium-laser-technologie-der-nachsten-generation-auf-den-markt-816643556.html> (Stand 09.12.2025)

[23] Baselt T, Nelsen B, Lasagni AF, Hartmann P. Supercontinuum Generation in the Cladding Modes of an Endlessly Single-Mode Fiber. Appl. Sci. 9, 20, 4428; 2019.

[24] <https://www.coractive.com/blog/mopa-fiber-lasers/> (Stand 10.12.2025)

[25] [https://www.rp-photonics.com/shack\\_hartmann\\_wavefront\\_sensors.html](https://www.rp-photonics.com/shack_hartmann_wavefront_sensors.html) (Stand 11.12.2025)

[26] Zhang H, Zu J, Liu X, Chen J, Xu H. High Power All-Fiber Supercontinuum System Based on Graded-Index Multimode Fibers. Appl. Sci. 12(11), 5564; 2022.


#### **Verwendete KI-Tools:**

Google Gemini AI

Unterstützend zur Generierung von Diagrammen über Python

DeepL Translate

zur Übersetzung des Autorenreferats (Abstract)

	<b>TEST RESULTS</b> <b>YTTERBIUM PULSED FIBER LASER</b> <b>Model YLPP-1-150V-30</b> <b>S/N 14105531</b> <b>RMA-21-3990</b>	Form:	38625
		Revision:	03
		Page:	1 of 5


The information and the following charts provided below is the result of tests performed in controlled environments by IPG Laser. These provided useful, but not warranted, information about the functions and performance of the product.

N	Characteristic	Symbol	Tests Conditions	Min	Typ.	Max	Test Results	Unit
<b>Optical characteristics</b>								
1.	Mode of operation			pulsed			pulsed	
2.	Selectable pulse duration	T1	FWHM	0.05	0.15	0.25	0.20	ns
		T2		0.5	1.0	2.0	1.11	ns
		T3		1.0	2.0	3.0	2.16	ns
		T4		3.0	5.0	7.0	4.00	ns
3.	Nominal average output power	P <sub>nom</sub>	T1 mode	28	30	32	29.6	W
			T2 mode	28	30	32	29.0	W
			T3 mode	28	30	32	29.7	W
			T4 mode	28	30	32	29.2	W
4.	Maximum pulse energy	E <sub>max</sub>	P <sub>out</sub> = P <sub>nom</sub> T4 mode		1.0		0.97	mJ
5.	Output power adjusting range			10		100	tested	%
6.	Central emission wavelength		T4 mode	1045	1060	1070	1059.5	nm
7.	Emission bandwidth		FWHM T4 mode		15	50	11.9	nm
8.	Laser switching ON time		0% to 90% of P <sub>nom</sub> BS1 mode			3	0.7	µs
9.	Laser switching OFF time		100% to 10% of P <sub>nom</sub> BS1 mode			3	0.6	µs
10.	Pulse repetition rate	PRR	T1 mode	60	600	1000	tested	kHz
			T2 mode	2	100	1000	tested	kHz
			T3 mode	2	60	1000	tested	kHz
			T4 mode	2	30	1000	tested	kHz
<b>Optical output (remote amplifier with built-in isolator)</b>								
11.	Beam quality	M <sup>2</sup>	86% power			2.0	1.41	
12.	Output beam diameter		86% power	6		9	6.7	mm
13.	Output beam divergence adjustment			minimal divergence			0.30	mrad
<b>Electrical characteristics</b>								
14.	Laser module supply voltage		P <sub>out</sub> = P <sub>nom</sub>	23	24	25	24	VDC
15.	Current consumption					11	5.29	A
16.	Control interface			type E			type E	
<b>Delivery configuration and options</b>								
17.	Bitstream 1 (BS1) mode including high contrast (HC)						tested	
18.	Extended pulse repetition rate mode						tested	
19.	RS-232C control interface and monitoring interface						tested	

Date: 10.11.2021  
 Tested by: A. Potschar  
 Approved by: Dr. G. Sargsyan

*This document has been created automatically and is valid without a signature*

**CONFIDENTIAL:** This document and any data disclosed therein is the property of IPG Photonics Corporation and its affiliates, and constitute and contain proprietary information. Neither receipt nor possession of this document confers or transfers any right to duplicate, use, or disclose any information contained herein except as expressly authorized in writing by IPG Photonics Corporation.  
 No representations and warranties are made hereby, except in a binding purchase order.

	<b>TEST RESULTS</b> <b>YTTERBIUM PULSED FIBER LASER</b> <b>Model YLPP-1-150V-30</b> <b>S/N 14105531</b> <b>RMA-21-3990</b>		Form: 38625
			Revision: 03
			Page: 2 of 5

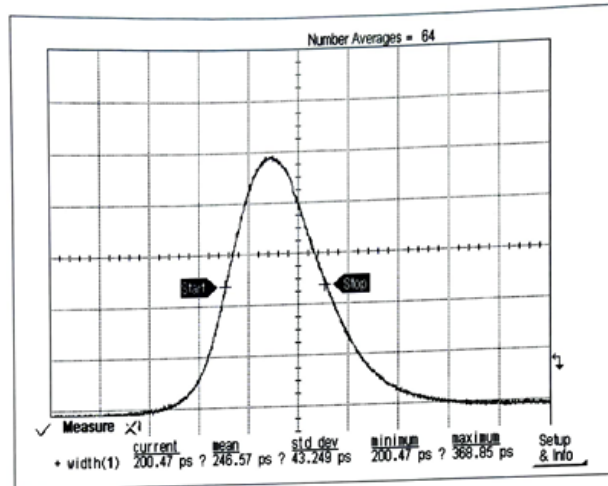


Fig. 1 Pulse shape at the  $PRR_{nom} = 600$  kHz (T1 mode)

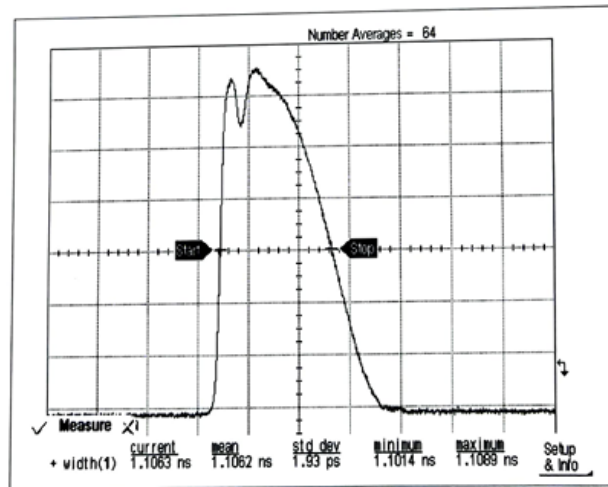


Fig. 2 Pulse shape at the  $PRR_{nom} = 100$  kHz (T2 mode)

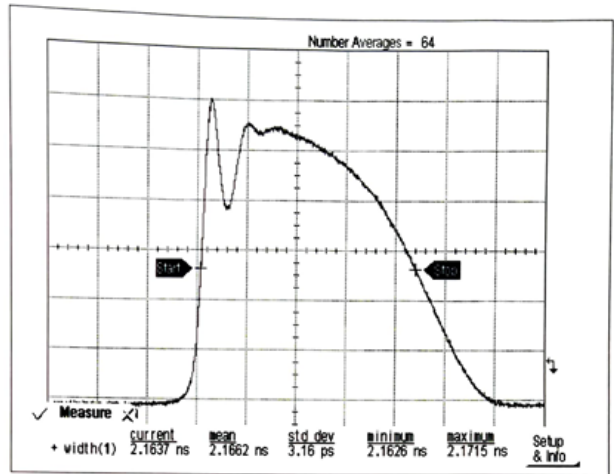


Fig. 3 Pulse shape at the PRR<sub>nom</sub> = 60 kHz (T3 mode)

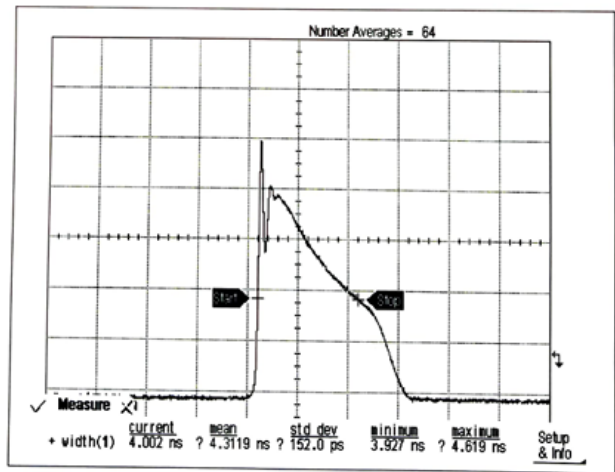



Fig. 4 Pulse shape at the PRR<sub>nom</sub> = 30 kHz (T4 mode)

	<b>TEST RESULTS</b>		Form:	38625
	<b>YTTERBIUM PULSED FIBER LASER</b>		Revision:	03
	<b>Model YLPP-1-150V-30</b>		Page:	4 of 5
	<b>S/N 14105531</b>			
<b>RMA-21-3990</b>				

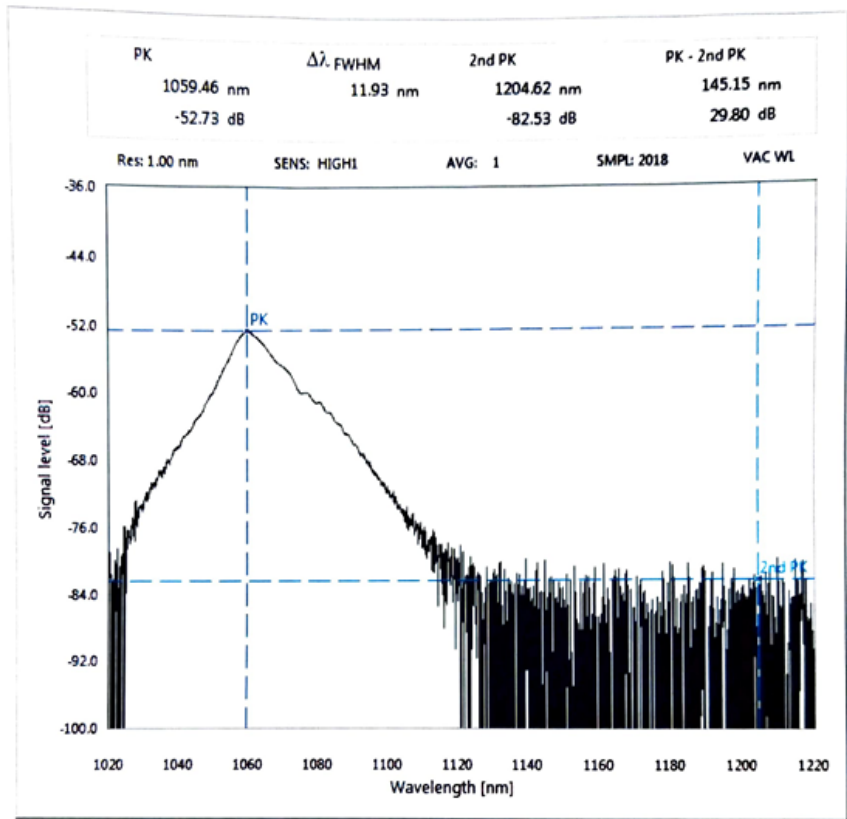

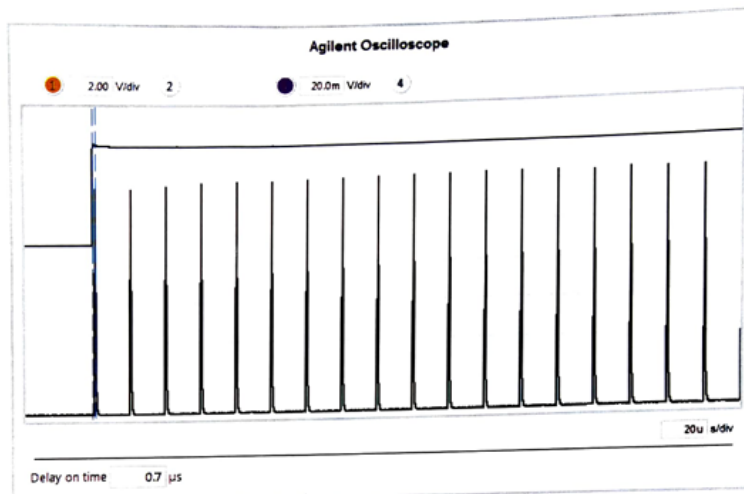
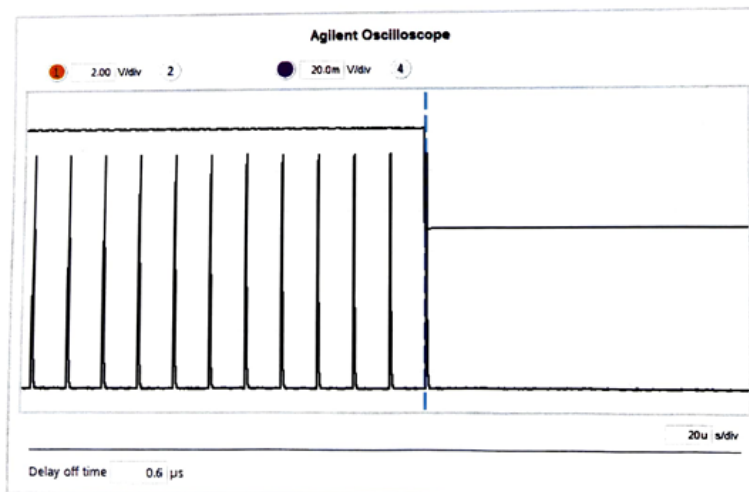


Fig. 5 Output spectrum at nominal output power (T4 mode)

	<b>TEST RESULTS</b>		Form:	38625
	<b>YTTERBIUM PULSED FIBER LASER</b>		Revision:	03
	<b>Model YLPP-1-150V-30</b>		Page:	5 of 5
	<b>S/N 14105531</b>			
<b>RMA-21-3990</b>				



**Fig. 6 Laser switching ON time (0% to 90% nominal output power; upper trace: modulation signal, lower trace: laser output signal)**



**Fig. 7 Laser switching OFF time (100% to 10% nominal output power; upper trace: modulation signal, lower trace: laser output signal)**



Failure Analysis Report

Form: G69-00235  
 Revision: 1  
 Page: 1 of 1

FR-PLA-496807

Service number	RMA-21-3990		
Customer	Fraunhofer-Institut IWS		
Customer reference			
Model	YLPP-1-150V-30		
Serial number	14105531		
Failure date	19.07.2021		
Failure description	Das Strahlprofil des Lasers ist nicht mehr homogen verteilt und die Leistung sed Lasers ist um mehr als ein Drittel abgesunken. ( siehe Anhang)		
Incoming date	22.07.2021		
Incoming inspection	The failure was confirmed Beam profile is out of specification Output power is out of specification		
Failure analysis	<b>Failure type</b>		<b>Failure cause</b>
	Output Beam	Confirmed	Optical Head / Collimator
	Output Power	Confirmed	Pump Diode(s)
	Output Power	Confirmed	Optical Head / Collimator
Action points	Optical head replaced Pump Laser Diode(s) replaced		
Warranty	No		

Issued By: Felix Föst  
 Approved By: Anatoly Beloglazov  
 Date: 11.11.2021

# Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit in allen Teilen selbstständig angefertigt und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form in noch keiner anderen Prüfung vorgelegen hat. Mir ist bewusst, dass ich Autor/in der vorliegenden Arbeit bin und volle Verantwortung für den Text trage.

Ich erkläre, dass ich wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken – dazu gehören auch Internetquellen – übernommene Inhalte als solche kenntlich gemacht und die entsprechenden Quellen angegeben habe.

Mir ist bekannt, dass es sich bei der Abgabe eines Plagiats um ein schweres akademisches Fehlverhalten handelt und dass Täuschungen nach der für mich gültigen Prüfungsordnung geahndet werden.

Zusätzlich versichere ich, dass ich auf künstlicher Intelligenz (KI) basierende Werkzeuge nur in Absprache mit den Prüfern verwendet habe. Dabei stand meine eigene geistige Leistung im Vordergrund, und ich habe jederzeit den Prozess steuernd bearbeitet. Diese Werkzeuge habe ich im Quellenverzeichnis in der Rubrik „Übersicht verwendeter Hilfsmittel“ mit ihrem Produktnamen und einer Übersicht des im Rahmen dieser Prüfungs-/Studienarbeit genutzten Funktionsumfangs unter Angabe der Textstelle in der Arbeit vollständig aufgeführt. Ich versichere, dass ich keine KI-basierten Tools verwendet habe, deren Nutzung die Prüfer explizit schriftlich ausgeschlossen haben. Ich bin mir bewusst, dass die Verwendung von Texten oder anderen Inhalten und Produkten, die durch KI-basierte Tools generiert wurden, keine Garantie für deren Qualität darstellt.

Ich verantworte die Übernahme jeglicher von mir verwendeter maschinell generierter Passagen vollumfänglich selbst und trage die Verantwortung für eventuell durch die KI generierte fehlerhafte oder verzerrte Inhalte, fehlerhafte Referenzen, Verstöße gegen das Datenschutz- und Urheberrecht oder Plagiate.

Zwickau den 12.12.2025

Robin Reichel



---

Ort, Datum

Vorname Name