

**Untersuchung der Laser-induzierten
Zerstörschwelle von
Strahlführungskomponenten zur
Ausarbeitung materialspezifischer
Messroutinen**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation von

M.Sc. Kevin Kiedrowski

2024

Referent: Prof. Dr. Detlev Ristau
Korreferenten: Prof. Dr. Michael Kues
Dr. Doc. Andrius Melninkaitis
Tag der Promotion: 10.01.2024

Kurzfassung

Moderne optische Strahlführungssysteme werden für zahlreiche Laseranwendungen benötigt. Diese Systeme können sowohl aus optischen Fasern bestehen als auch über einen Freistrahlanatz mittels mehrerer Spiegel realisiert werden. Somit kann die Übertragung von Laserstrahlung aufgrund der Fasereigenschaften räumlich flexibel und kompakt gestaltet werden bzw. zwischen zwei Spiegeln weitere für die Anwendung essentielle Optiken in den Strahlengang implementiert werden. Eine typische moderne Anwendung bestehend aus zwei Spiegeln ist die positionsgenaue Bestrahlung einer Fläche mittels eines Galvanometer-Scanners.

Unabhängig von der Anwendung müssen optische Komponenten eine möglichst lange und sichere Betriebsdauer gewährleisten, um einen ungeplanten Prozessausfall zu verhindern und den einhergehenden Kosten- und Zeitaufwand zu reduzieren. Diesbezüglich ist die Laser-induzierte Zerstörschwelle (LIDT) die wichtigste Kenngröße zur Charakterisierung einer optischen Komponente, um eine dauerhafte Prozess-tauglichkeit bei gegebenen Laserparametern abzuschätzen. Entsprechend wurden in der Vergangenheit zur Vereinheitlichung der Messroutine und des Vergleichs zwischen mehreren Institutionen geeignete Normen erarbeitet. Die rapide Entwicklung leistungsstärkerer Lasersysteme, kompakter werdende optische Systeme, steigende Komponentenqualität sowie die Anwendung alternativer Materialien führen jedoch zu Abweichungen im Zerstörverhalten und den Auswirkungen einzelner Zerstörungen, auf denen die Messprinzipien aufgebaut wurden.

Aus diesen Gründen werden in dieser Arbeit geeignete Messroutinen zur Bestimmung der LIDT präsentiert, welche insbesondere den speziellen Zerstörcharakteristiken moderner optischer Komponenten gerecht werden. Die Studien sind auf die Nanosekunden-gepulste Bestrahlung von polymeren optischen Fasern sowie die Laser-induzierte Zerstörung von optischen Spiegeln mittels Laserstrahlung mit Ausgangsleistungen im Kilowattbereich fokussiert. Diese Komponenten sind wegen ihres Zerstörverhaltens von besonderem Interesse. Die Zerstörung von Polymeren findet im Nanosekunden-gepulsten sichtbaren Bereich typischerweise im Volumen statt und führt bei optischen Fasern zur Berücksichtigung der komplexen und stetig variieren-

den Intensitätsverteilung während der Propagation. Im Gegensatz dazu ist die Zerstörung im Dauerstrichbereich auf thermische Phänomene zurückzuführen. Jedoch basieren die Näherungen zur Beschreibung des Zerstörverhaltens auf große optische Komponenten und einem vergleichsweise kleinem Strahldurchmesser, weswegen die Approximationen nur begrenzt auf die heutzutage relativ kleinen Spiegel anzuwenden sind. Die Resultate bezüglich dieser genannten wissenschaftlichen Herausforderungen und die Erarbeitung verlässlicher Messroutinen sind in der vorliegenden Arbeit detailliert dargestellt.

Eine verlässliche Bestimmung der LIDT mittels der angepassten Messroutinen und entsprechender Evaluation der Daten wurde im Rahmen dieser Arbeit für die beiden Probenarten demonstriert. Das Zerstörverhalten der polymeren optischen Fasern in Abhängigkeit der komplexen Intensitätsverteilung während der Propagation innerhalb der Faser konnte nachgewiesen werden, und die Ursache wird auf aus der Literatur bekannte Zerstörmechanismen polymerer Materialien zurückgeführt. Die Untersuchungen von Spiegeln mittels kontinuierlicher Laserstrahlung zeigten einen grundlegend thermischen Mechanismus. Aufgrund der hohen Qualität der Komponenten wird die rein intrinsische Zerstörung in Einzelfällen von der erhöhten Absorption von Fehlstellen dominiert. In praxisnahen Messungen mittels eines Galvanometer-Scanner konnten unter den kritischsten Bedingungen lokale thermische Materialänderungen, welche den Prozess nicht einschränkten, nachgewiesen werden.

Schlagwörter: Laser-induzierte Zerstörschwelle, polymere optische Faser, Hybridspiegel

Abstract

Modern optical laser beam guidance systems are necessary for many laser applications. These systems can consist of optical fibers as well as free space approaches using mirrors. Thus the transfer of the laser beam can be realised spatially flexible utilizing waveguide properties or rather quickly adaptable allowing other optical components to be implemented in the beam path. A typical application is for instance a galvo scanner consisting of two mirrors allowing the precise irradiation of the area of interest.

Optical components need to guarantee a safe and long-lasting operating time independent of the usage to prevent unscheduled process failure reducing accompanying cost and time expenses. With regards to this, the laser-induced damage threshold (LIDT) is one of the most important physical quantities to characterize the long-term process suitability of an optical component for given laser parameters. Consequently, detailed standards were developed in the past to create a unified measurement routine allowing a straight-forward comparison between multiple institutes. However, laser systems with increasing output power are developed each year, the optical systems are getting more compact, the components quality rises and different as well as novel materials are used. This leads to deviations in the damage behavior and the impact of single laser-induced damage sites on the components properties on which the measurement routines are based on.

For these reasons, this work presents suitable measurement routines to determine the LIDT of modern optical components which have relatively specific damage characteristics. The investigations are focused on the nanosecond pulse induced damages in polymer optical fibers, as well as the thermal-driven damage mechanism of optical mirrors by continuous wave lasers with powers of several kilowatts. These components are of high interest due to their damage behavior. Damages usually occur in polymer materials in the nanosecond pulse visible range in the bulk material which requires the consideration of the complex varying intensity distribution during the propagation within the fiber. In contrast, the damage behavior of mirrors in the continuous wave regime is governed by thermal mechanisms but previous appro-

ximations are not suitable regarding today's small optical components. The results regarding these scientific challenges and the development of suitable measurement routines are presented in detail in this work.

A reliable determination of the LIDT using an adapted measurement procedure and a corresponding evaluation of the data was demonstrated in the studies for two beam guiding components. The damage behavior of polymer optical fibers in dependence of the complex intensity distribution along the fiber was observed, and the cause is led back to damage mechanisms reported in the literature. The investigations of mirrors under continuous wave laser irradiation show a fundamentally thermal mechanism. Due to the high quality of the mirrors the pure intrinsic damage behavior is dominated in some cases by the absorption of defects. Application-driven studies using a galvo scanner under its most critical conditions proved the generation of locally thermal-driven material modifications, which however did not limit the process.

Key words: Laser-induced damage threshold, polymer optical fiber, hybrid mirrors

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Polymere	6
2.1.1	Struktur und Eigenschaften von Polymeren	6
2.1.2	Alterung von Polymeren	7
2.1.3	Polymethylmethacrylat (PMMA)	9
2.1.4	Einordnung von Polymeren als optisches Material	10
2.2	Polymere optische Fasern	11
2.2.1	Herstellung von polymeren optischen Fasern	11
2.2.2	Optische Eigenschaften von Fasern	12
2.3	Optische Komponenten für Anwendungen im Dauerstrichbereich . . .	17
2.3.1	Anwendung von Hochleistungslaser-Optiken	18
2.3.2	Substratmaterialien hochreflektiver Optiken	18
2.3.3	Beschichtung hochreflektiver Optiken	20
2.4	Laser-induzierte Zerstörung	22
2.4.1	Einfluss der Puls-Regime auf das Zerstörverhalten	23
2.4.2	Einfluss von Defekten auf die LIDT	26
2.4.3	Laser-induzierte Zerstörungen in Polymeren	30
2.4.4	Laser-induzierte Zerstörung in POFs	33
2.4.5	LIDT Norm DIN EN ISO 21254 - Stand der Technik	34
2.5	Simulation der Intensitätsverteilung in Fasern	39
2.6	Simulation der Wärmeübertragung in Hybridspiegeln	45
2.6.1	Positionsabhängige Temperaturerhöhung	49
2.6.2	Einfluss einer externen Kühlung auf die Temperaturerhöhung .	51
2.6.3	Temperaturerhöhung in Abhängigkeit des Strahldurchmessers	53
2.6.4	Temperaturerhöhung in Abhängigkeit des Substratmaterials .	56
3	Messinstrumente zur Bestimmung diverser Materialeigenschaften	59
3.1	Absorptionsmessung - LCA	59

3.2	Transmission und Reflexion - Spektralphotometrie	59
3.3	Streumessung - FastTS	60
3.4	Totale Verluste - CRD	60
3.5	Mikroskopie und Materialanalyse	61
3.6	Spannungsmessung - Polarimeter	61
4	Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern	63
4.1	Präparation der Fasern und Vorformen	63
4.2	Voruntersuchung an PMMA Vorformen	64
4.2.1	S-on-1-LIDT-Messung	64
4.2.2	Morphologie	65
4.3	Aufbau zur Untersuchung der LIDT von POFs	66
4.4	Streuscan zur Zerstörererkennung	68
4.5	Kurzzeit Degradation von POFs	70
4.5.1	Lasersystem und Messroutine	70
4.5.2	Messergebnisse	72
4.6	Langzeit Degradation von POFs	75
4.6.1	Abhängigkeit Pulsenergie	76
4.7	Offline Analyse der Zerstörungen	78
4.7.1	Zerstörmorphologie und Defektverteilung	79
4.7.2	SLOT, REM und EDX	84
4.7.3	Röntgenstrahlen Tomografie und Multiphotonenmikroskopie	86
4.8	Diskussion - Messroutine zur Bestimmung der LIDT von POFs	87
5	Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten	91
5.1	Erarbeitung der cw-LIDT-Messroutine	91
5.1.1	Messaufbau zur Bestimmung der cw-LIDT	91
5.1.2	Einfluss Positionsanzahl und -abstand	93
5.1.3	Positionsabhängige Temperaturerhöhung	96
5.1.4	Kontamination und Stress	97
5.1.5	Umgesetzte cw-Messroutine	101
5.2	Strahldurchmesserabhängigkeit bei Hybridspiegeln	102
5.3	Einfluss der Varianz optischer Parameter auf das Zerstörverhalten	104
5.4	Vergleich des Substrateinflusses	106
5.5	Einfluss der optischen Eigenschaften von Hybriddesigns auf die LIDT	108
5.6	Temperatur- und Zerstörverhalten von Scannerspiegeln	110
5.7	Diskussion - Messroutine zur Bestimmung der cw-LIDT von Spiegeln	114

6 Zusammenfassung und Ausblick	117
A Anhang	121
A.1 Raytracing - Intensitätsverteilung im Querschnitt	121
A.2 Comsol - Einstellungen und Materialparameter	121
A.3 Comsol - Temperaturverteilung	123
Abbildungsverzeichnis	125
Tabellenverzeichnis	129
Literaturverzeichnis	131
Eigene Veröffentlichungen	145
Curriculum Vitae	149

1 Einleitung

Im Jahr 1947 wurde die „International Organization for Standardization“ (ISO) durch die Vereinigung zweier Normungs-Organisationen gegründet [1]. Seitdem wurden von der ISO über 24850 Normen [2] für unterschiedliche Themenbereiche erarbeitet. Diese Standards müssen stetig an den Technologiefortschritt angepasst und weiterentwickelt werden. Ein wichtiges Themengebiet sind mit der Entwicklung des ersten Lasers von Maiman im Jahr 1960 [3] entsprechende Standards, um Lasersicherheitsanforderungen und Messverfahren zur Charakterisierung diverser Eigenschaften optischer Komponenten zu standardisieren [4, 5, 6]. Eine nach Norm durchgeführte Charakterisierung gewährleistet zum einen die Arbeit nach einem etablierten und ausgiebig geprüften Verfahren. Zum anderen erleichtert es den Vergleich mehrerer nach Norm gemessener und ausgewerteter Werte. Dies ist insbesondere hinsichtlich der Optimierung optischer Komponenten für moderne Anwendungen von enormer Bedeutung. Laserstrahlung wird in der heutigen Zeit für zahlreiche Prozesse verwendet. Der Einsatz erstreckt sich von der Weiterverarbeitung und Herstellung mechanischer Komponenten [7, 8, 9] über optische Lithografie in der Halbleiterindustrie [10] und hochauflösender Mikroskopie [11, 12] bis hin zu medizinischen Behandlungen [13].

Für fast ausschließlich jede Anwendung sind optische Komponenten, welche die Strahlung gezielt von Punkt A zu Punkt B lenken, unerlässlich. Häufig genutzte strahlführende Systeme sind optische Fasern und Spiegel, sodass geschlossene Strahlführungen bzw. Freistrahlaufbauten realisierbar sind. Wellenleiter sind insbesondere im Rahmen der zur Zeit stattfindenden Miniaturisierung im Bereich der integrierten Optik und insbesondere für „Lab-on-a-Chip“-Anwendungen [14] von hoher Bedeutung. Vor allem sind diesbezüglich polymere Materialien aufgrund ihres geringen Eigengewichts und der flexiblen Herstellung [15] von Interesse. Unter anderem befassen sich aktuelle Studien mit Nanokristallen dotierten Fasern, welche als Thermometer aufgrund ihrer geringen Abhängigkeit von starken externen elektrischen und magnetischen Feldern, im medizinischen Bereich oder für die Monitorierung von Lithium-Batterien geeignet sind [16].

1 Einleitung

Im Gegensatz zu Fasern sind Spiegel eine der häufigsten optischen Komponenten in Laboraufbauten, lithografischen Scannern und Galvanometer-Scannern. Letztere werden in der additiven Fertigung beispielsweise im Laser-Pulverbettfusionsverfahren [9, 17] sowie für Schweißprozesse [18] und Laser-Cleaning-Prozesse [19] genutzt. Zum einen sind hybride Schichtdesigns, bestehend aus einer Metallschicht und einem dielektrischen Multischichtdesign, notwendig, um die Anwendung von Sensorik in diversen Wellenlängenbereichen zu ermöglichen [20]. Zum anderen werden für die technische Anforderung, einer schnellen und präzisen Ausrichtung der Strahlung, leichte und zu gleich starre Komponenten benötigt. Dies wird z. B. mittels speziell gefertigter Spiegelsubstrate aus gesintertem SiC gewährleistet [20].

Unabhängig von der optischen Komponente und deren Anwendung ist es von Vorteil, eine lange Einsatzfähigkeit dieser Komponenten zu gewährleisten bzw. eine Prozess-tauglichkeit abschätzen zu können. Diesbezüglich ist eine verlässliche Bestimmung der Laser-induzierten Zerstörschwelle (LIDT), welche Auskunft über die Leistungs- bzw. Energieverträglichkeit einer Optik gibt, essentiell. Bereits im Jahr 1962, kurze Zeit nach der Entstehung des Lasers, wurden von McClung und Hellwart [21] die ersten durch Laserstrahlung eingebrannten Löcher in Spiegeloberflächen beschrieben. Heutzutage ist die Problematik in zahlreichen Studien ausgiebig untersucht. Außerdem wird das Forschungsgebiet mit der Anwendung von Laserstrahlung weiterhin bestehen bleiben, da die Anfrage nach leistungsstärkeren Lasersystemen im Rahmen modernen Anwendungen stetig steigt und entsprechend widerstandsfähigere optische Komponenten benötigt werden. Die hohe Qualität optischer Komponenten und die hohe Ausgangsleistung moderner Systeme führte sogar dazu, dass Untersuchungen hinsichtlich der durch mikrometergroße Verunreinigungen induzierte Zerstörung notwendig wurden [22]. Die zuvor erwähnten Scannerspiegel müssen während der Prozesse der Erwärmung durch die kontinuierliche (cw) Laserstrahlung im Kilowatt-Bereich [20] standhalten. Hierbei sorgt die hohe Wärmeleitfähigkeit der Substrate für eine großflächige Temperaturverteilung [20] und wirkt somit der thermischen Zerstörung aufgrund der cw-Bestrahlung entgegen [23]. Bezüglich der Wellenleiter werden diese zwar bereits seit einigen Jahren mittels Femtosekunden-gepulster Laser in PMMA [24, 25] geschrieben, jedoch ist die LIDT üblicher polymerer optischer Fasern (POFs) trotz ihrer besonderen Geometrien vergleichsweise unerforscht, obwohl das Zerstörverhalten polymerer Materialien signifikant von Quarzgläsern abweicht. Aus diesen Gründen ist allgemein und insbesondere ein speziell für diese Komponenten geeignetes standardisiertes Messverfahren zur Ermittlung der LIDT essentiell. Die Messmethode zur Bestimmung der LIDT wurde zunächst im Jahr 2000 durch die ISO 11254-1:2000 eingeführt und ist zum heutigen Stand nach Überarbeitung

unter der Bezeichnung DIN EN ISO 21254 [6] veröffentlicht. Mittlerweile haben sich jedoch optische Komponenten und Lasersysteme weiterentwickelt, sodass teils typische Elemente zur Strahlführung nicht detailliert beschrieben sind. Beispielsweise behandelt die DIN EN ISO 21254 [26] hauptsächlich das gepulste Zerstörverhalten und nicht explizit die Zerstörung aufgrund kontinuierlicher (cw) Bestrahlung, welche im Fall der oben genannten Anwendungen der Galvanometer-Scannerspiegel von Interesse ist. Darüber hinaus basiert die LIDT-Skalierung der cw-Zerstörschwelle auf Näherung für Strahldurchmesser, die deutlich größer sind als die untersuchte Komponente. Diese Approximation trifft jedoch unter heutigen Bedingungen bei einigen Anwendungen nicht zu.

Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Arbeit die Anwendbarkeit der nach ISO standardisierten LIDT-Messroutinen auf POFs und Spiegel für Galvanometer-Scanner eingehend studiert. Hierbei wurde die Bestrahlung der POFs im sichtbaren Bereich mittels Nanosekundenlaser durchgeführt, da diese Bestrahlung im Grundmaterial die Zerstörungen im Volumen erzeugt [27] und folglich in Fasern ein vergleichsweise komplexes Zerstörverhalten zu vermuten ist. Wohingegen die LIDT-Messroutine auf cw-Zerstörung moderner Spiegel und deren Schichtdesign für Galvanometer-Scanner angewendet und angepasst wird.

Dafür werden in dieser Arbeit in Kapitel 2 die Eigenschaften von Polymeren und POFs, sowie der Spiegel für Galvanometer-Scanner beschrieben. Anschließend werden Ursachen der Laser-induzierten Zerstörung aufgrund kontinuierlicher und gepulster Laserbestrahlung und der Stand der LIDT-Norm DIN EN ISO 21254 diskutiert. Auf Basis dieser Literaturrecherchen wird das für die Materialien spezifische Zerstörverhalten mittels Simulationen abgeschätzt. Anschließend sind in Kapitel 3 die für diese Arbeit relevanten Messinstrumente erläutert. Die Untersuchungen der LIDT von POFs unter gepulster Bestrahlung werden in Kapitel 4 sowie für die cw-Bestrahlung von modernen Spiegeln in Kapitel 5 präsentiert. Diese Kapitel enthalten jeweils abschließend eine ausführliche Erörterung der Resultate. Final werden in Kapitel 6 die Ergebnisse hinsichtlich der ausgearbeiteten LIDT-Messroutinen und der genutzten Detektoren diskutiert und ein Ausblick bezüglich weiterer für die Messroutine kritischer Effekte gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Grundlagen dieser Arbeit detailliert erläutert. Einleitend wird auf die Materialien, deren Eigenschaften in Bezug auf die untersuchten Zerstörmechanismen sowie deren Herstellung eingegangen. In Abschnitt 2.1 wird zunächst die Struktur und Alterung von Polymeren beschrieben. Anschließend werden in Abschnitt 2.2 die Wellenleitereigenschaften und die optischen Verlustkanäle von polymeren optischen Fasern (POF) erläutert. Das zweite Strahlführungskonzept wird in Abschnitt 2.3 beschrieben und behandelt Hochleistungslaserkomponenten, welche für Dauerstrichanwendungen genutzt werden. Hierbei werden die Anwendungsfelder dieser Optiken und den daraus resultierenden Ansprüchen an die Komponenten hinsichtlich der Wahl der Substratmaterialien (s. Abschnitt 2.3.2) und des Schichtdesigns (s. Abschnitt 2.3.3) erläutert.

Anschließend werden die Mechanismen der Laser-induzierten Zertörschwelle (LIDT) unter der Berücksichtigung unterschiedlicher Pulslängen sowie der Einfluss von Fehlstellen, wie z. B. Hohlräumen und Unreinheiten, in den Abschnitten 2.4.1 und 2.4.2 beschrieben. In Abschnitt 2.4.3 und 2.4.4 wird ausführlich auf das in der Literatur beobachtete Zerstörverhalten von polymeren optischen Materialien und insbesondere von POFs eingegangen. Hinsichtlich der Ausarbeitung geeigneter Messroutinen wird in Abschnitt 2.4.5 der im Zeitrahmen der Arbeit vorliegende Stand der LIDT-Norm (DIN EN ISO 21254:2011) unter Berücksichtigung der genutzten Einheiten, empfohlenen Messprozeduren und Detektoren, sowie die Schwierigkeiten der Anwendung auf vom Standard abweichenden Optikkomponenten und Lasersystemen diskutiert. Abschließend werden in den Abschnitten 2.5 und 2.6 die für die spezifischen Materialien kritischen Faktoren hinsichtlich der LIDT in Simulationen untersucht.

2.1 Polymere

2.1.1 Struktur und Eigenschaften von Polymeren

Polymerisation

Polymere sind Makromoleküle, welche aus vielen kleinen sich wiederholenden Teilen bestehen. Die einzelnen Moleküleinheiten werden Monomere genannt und sind im Polymer beispielsweise durch Wasserstoffbrückenbindungen miteinander verbunden. Die Verbindung der Monomere geschieht mittels des Syntheseprozesses der Polymerisation, bei welchem lange Polymerketten entstehen [28, 29]. Für eine sogenannte radikalische Polymerisation ist zusätzlich zum Monomer ein geeigneter Initiator notwendig, damit die Synthese ablaufen kann [30].

Struktur von Polymeren

Feste Polymere werden grundsätzlich auf Basis ihres mechanischen und thermischen Verhaltens in die drei Arten, der Thermoplasten, der Elastomeren und der Duroplasten, unterteilt [30]. Leicht vernetzte und amorphe Polymere werden in die Klasse der Elastomere eingeordnet und Polymere mit sehr hoher Vernetzung in die Kategorie der Duroplasten. Wohingegen unvernetzte amorphe und teilkristalline Polymere in die Kategorie der Thermoplasten fallen.

Polymere können eine kristalline bzw. eine amorphe Struktur aufweisen. In einer amorphen Struktur sind die Moleküle nicht in Kristallgittern angeordnet, weshalb ihre Eigenschaften unabhängig von der Richtung sind. Diese Unordnung der Moleküle im amorphen Polymer führt zu zahlreichen ineinander sich durchdringenden Knäuelstrukturen [30]. Des Weiteren können in diesen Knäuelstrukturen supramolekulare Defekte wie z. B. Hohlräume und kristalline Gebiete sowie makromolekulare Fehlstellen wie beispielsweise Kettenenden, schwache Verwicklungen, stark gestresste Verbindungen und schwache Querverbindungen auftreten [31].

Übergangstemperaturen

Neben der Polymerstruktur ist die Glasübergangstemperatur T_g eines Materials von hoher Bedeutung. Diese Temperatur beschreibt den Punkt, an dem das Material von der festen Phase in einen viskosen Zustand übergeht [30] und ist vor allem für das Anwendungsgebiet des Polymers von hohem Interesse. In der Literatur werden jedoch noch weitere Übergangstemperaturen, wie beispielsweise die der lokalen Relaxation, erwähnt. Insbesondere die β -Relaxation, welche die Relaxation eines kurzen

Abschnittes einer Polymerkette beschreibt, liegt deutlich unter der Glasübergangstemperatur und es gilt $T_{\beta} \approx 0.75 \cdot T_g$ [30].

2.1.2 Alterung von Polymeren

Die Alterung von Polymeren beschreibt die über die Zeit irreversiblen physikalischen und chemischen Prozesse im Material. Der Vorgang hat Einfluss auf die Materialeigenschaften und kann beispielsweise durch eine Weiterverarbeitung oder den Umgebungsbedingungen ausgelöst werden. Ist die Ursache der Alterungsprozesse auf Umweltfaktoren, wie z. B. Feuchte, Temperatur und Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge sowie Chemikalien oder diverse Gase zurückzuführen, spricht man von extrinsischen Alterungsursachen. Relaxationsprozesse, die auf instabilen thermodynamischen Zuständen im Polymer basieren, werden hingegen den intrinsischen Alterungsursachen zugeordnet. Unter anderem kann die Alterung zu Kettenspaltungen, Vernetzungsreaktionen und chemischen Modifikationen der Polymerstruktur führen [30]. Im Folgenden sind die für diese Arbeit relevanten Degradationsprozesse der thermischen und photochemischen Alterung erläutert.

Thermische Alterung

Aufgrund der geringen Glasübergangstemperatur ist eine thermische Alterung von Polymeren zu berücksichtigen. Bei Temperaturen bis zu etwa 70 °C findet die Alterung langsam statt und erst nach großen Zeitintervallen von mehreren Monaten und Jahren [30] wirken sich die Eigenschaftsänderungen auf die Anwendung aus. Dies liegt darin begründet, dass zur Spaltung einzelner Haupt- und Seitenketten die Dissoziationsenergie überstiegen werden muss. Hierzu sind hohe Temperaturen von 300 °C bis 400 °C notwendig. Unter Stickstoffumgebung oder im Vakuum spalten sich beispielsweise zuerst die Bindungen mit geringer Energie, wobei freie Makroradikale gebildet werden. Im Fall von Polymethylmethacrylat (PMMA) führen diese Radikale zur Depolymerisation. Der thermische Alterungsprozess findet schneller statt, wenn Sauerstoff im Polymer vorliegt und die erzeugten Radikale zu Peroxyradikalen reagieren. Darüber hinaus kann dieser thermooxidative Prozess auch bei niedrigen Temperaturen stattfinden bzw. beschleunigt werden, wenn beispielsweise Verunreinigungen wie Metallionen im Polymer vorliegen [30].

Photochemische Alterung

Der zweite im Rahmen dieser Arbeit relevante Alterungsprozess ist der photochemische Vorgang. Die Absorption energiereicher Strahlung versetzt die Moleküle in einen angeregten Zustand. Der angeregte Zustand kann anschließend über unterschiedliche Prozesse, wie z. B. der Fluoreszenz, der Schwingungsrelaxation oder der Photodissoziation enden. Überschreitet die Energiedifferenz zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand die Dissoziationsenergie der Bindungen, degradiert das Polymer über die Spaltung von C-C- bzw. C-H-Bindungen. Darüber hinaus kann durch den Übergang des Moleküls in den unangeregten Zustand thermische Energie entstehen, welche somit den zuvor genannten thermischen Alterungsprozess antreiben kann [30]. Damit ein Makromolekül vom Grundzustand, mit der Energie E_1 , in den angeregten Zustand, mit der Energie E_2 , versetzt werden kann, muss ein Photon absorbiert werden. Die Photonenergie muss, wie anhand von Gleichung 2.1 verdeutlicht, der Energiedifferenz ΔE zwischen angeregtem und unangeregtem Zustand des Makromoleküls entsprechen [27].

$$\Delta E = h \cdot f = E_2 - E_1 \quad (2.1)$$

Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und f die Frequenz des Photons. Die Bestandteile von Polymeren sind in den meisten Fällen C-C, C-H, C-O und C-Cl Bindungen. Um abzuschätzen, ob ein einzelnes Photon durch Absorption eine Bindung in den angeregten Zustand anheben kann, ist in Abbildung 2.1 zusätzlich zu der Abhängigkeit der Photonenenergie von der Wellenlänge die jeweiligen Bindungsenergie dargestellt.

Anhand der Abbildung wird deutlich, dass die Energie von Photonen mit Wellenlängen im Bereich von 161 bis 353 nm zur Spaltung der jeweiligen Bindungen benötigt wird. Bereits das Sonnenspektrum reicht vom IR-Bereich bis in das kurzwellige UV-Regime, weshalb Polymere ohne Schutz bereits aufgrund der Sonnenstrahlung einer permanenten Alterung ausgesetzt sind. Jedoch sollte aus diesem Resultat nicht die Schlussfolgerung gezogen werden, dass eine Absorption und Degradation bei höheren Wellenlängen nicht stattfinden kann [27, 30]. Polymere absorbieren auch Photonen höherer Wellenlänge, weshalb bei Wellenlängen größer als 300 nm die Entstehung von freien Makroradikale nachgewiesen werden konnte und die Absorption auf chromophore Gruppen zurückzuführen ist [27, 30]. Intrinsische Chromophore können beispielsweise Produkte sein, welche beim Prozess der thermischen bzw. photochemischen Oxidation oder während des Polymerisationsvorgangs entstanden

sind. Diese Chromophore befinden sich entweder direkt in der Polymerkette oder am Kettenende. Darüber hinaus können extrinsische Chromophore wie z. B. Farbstoffe sowie Alterungsschutz gegen Wärme und Licht im Polymer eingebettet sein und/oder die molekulare Struktur des Polymers beinhaltet, wie im Fall von Polystyrol, chromophore Gruppen [27]. Weitere Ursachen der Absorption aufgrund von Schwingungszuständen der Molekülbindungen werden in Abschnitt 2.2.2 diskutiert.

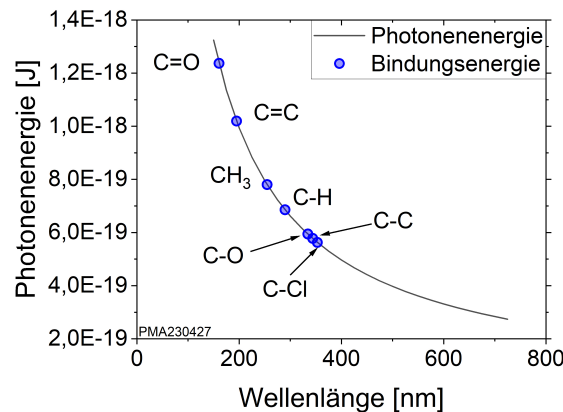


Abbildung 2.1: Die Energie eines Photons in Abhängigkeit der Wellenlänge und die Bindungsenergie ausgewählter chemischer Bindungen.

2.1.3 Polymethylmethacrylat (PMMA)

Polymethylmetacrylat (PMMA) ist eines der am häufigsten genutzten amorphen thermoplastischen Polymere im Bereich der Optik in Form von Abdeckungen, Linsen und Lichtleitern [32, 33, 30] und lässt sich durch radikalische Polymerisation herstellen [30]. Weitere Anwendungen von PMMA sind z. B. in der Architektur als Tafelung sowie in der Medizin als Bestandteil von Prothesen und als Implantat in Form von Knochenzement [30]. Die chemische Struktur von PMMA ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Die Anwendung von PMMA in der Optik lässt sich auf die Eigenschaften des Materials zurückführen, da sich das Polymer unter anderem durch seine hohe Transmission und Widerstandsfähigkeit gegenüber Degradation durch Licht auszeichnet [32]. Jedoch hat PMMA, abhängig von der Einsatzumgebung, auch einige Nachteile als optisches Material. Beispiele für diese Schwächen sind die Abhängigkeit des Brechungsindex und Volumens von der Wasserabsorption sowie die geringe Wärmebeständigkeit aufgrund einer Glasübergangstemperatur von etwa 100 °C bis 105 °C [30, 32].

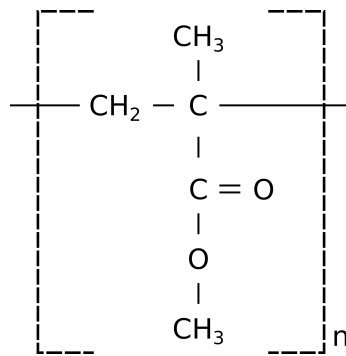


Abbildung 2.2: Die chemische Struktur von PMMA nach [32].

2.1.4 Einordnung von Polymeren als optisches Material

Im Bereich der Optik haben unterschiedliche Materialien ihre eigene Nische. Eines der weitverbreitetsten Materialien für optische Elemente mit hoher Qualität ist Quarzglas. Quarzglas wird aufgrund seiner sehr guten optischen Eigenschaften, wie beispielsweise einer sehr geringen Absorption von nur wenigen ppm bei einer Dicke von bis zu 2 mm [34], für Spiegel, Linsen, Prismen und Fenster im UV- bis in den NIR-Bereich verwendet. Beim Einsatz von kontinuierlichen CO₂-Hochleistungslasern werden Kupfer und Silizium aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit als Substratmaterial für Spiegel genutzt [35] bzw. Zinkselenid für Fenster und Linsen. Abschließend sei hier die schnelle und präzise Umlenkung von Laserstrahlung mittels Galvoscanern genannt, welche durch besonders leichte gesinterte SiC-Substrate gewährleistet wird [20].

Für polymere optische Komponenten existieren ebenfalls zahlreiche Anwendungsbereiche, welche sich vor allem mit denen von Quarzgläsern überschneiden. Beide Materialien weisen, jedoch abhängig von der speziellen Anwendung, Vor- und Nachteile auf. Aus diesem Grund wird im Rahmen dieser Arbeit an den entsprechenden Stellen der Vergleich zwischen optischen Komponenten aus Quarzgläsern und Polymeren gezogen. Quarzgläser weisen geringere optische Verluste [36] im Vergleich zu Polymeren [33] auf. Des Weiteren treten Alterungsprozesse, wie in Abschnitt 2.1.2 diskutiert, bei Polymeren bei Umgebungsbedingungen auf, welche für Quarzgläser unkritisch sind. Insbesondere Temperatur-, Feuchte- und Strahlungseinflüsse sowie chemische Reaktionen mit weiteren Verbindungen werden hinsichtlich der Alterung von Polymeren ausgiebig untersucht [37]. Wohingegen Polymere über verschiedene Umformverfahren, wie dem Guss- und Spritzverfahren, in verschiedene Formen gebracht werden können. Dies ist deutlich günstiger als der aufwendige Polier- und Schleifprozess von Quarzgläsern [27]. Außerdem sind Polymere leichter und aus diesem Grund besonders interessant im Bereich des Transportwesens. Wie bereits in

der Einleitung erwähnt, gibt es darüber hinaus aktuelle Verfahren, um beispielsweise miniaturisierte Spektrometer aus Polymeren im 3D-Druck [38] herzustellen oder Polymere mit Nanokristalle zu dotieren, welche somit Temperaturmessungen innerhalb starker elektrischer und magnetischer Felder ermöglichen [39].

2.2 Polymere optische Fasern

2.2.1 Herstellung von polymeren optischen Fasern

Grundsätzlich lässt sich die Herstellung von polymeren optischen Fasern (POFs) in den Faserzieh- und Extrusionsprozess unterteilen. Der Extrusionsprozess soll hier lediglich erwähnt werden und findet vor allem in der Industrie Anwendung. Der Vorteil des Extrusionsprozesses liegt in der Möglichkeit, eine kontinuierliche Herstellung zu gewährleisten und somit die Produktivität zu maximieren [40]. Der Faserziehprozess wurde für die Herstellung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Fasern genutzt und wird in diesem Abschnitt genauer beschrieben.

Bei dem Ziehprozess wird zuerst eine Vorform hergestellt. Dabei wird im Idealfall unter hochreiner Umgebung ein zylinderförmiger Polymerstab mit Kern und Mantel mittels radikalischer Polymerisation hergestellt. Der Vorformdurchmesser ist größer als der angestrebte Faserdurchmesser, welcher typischerweise zwischen 0.25 mm und 1 mm beträgt. Diese Vorform wird anschließend, wie in Abbildung 2.3 zu sehen, in einem sogenannten Faserziehturm zu einer Faser gezogen. Dazu wird zunächst das Material in einen Ofen platziert und über die Glasübergangstemperatur hinaus erhitzt [41]. Der untere Abschnitt des Materials wird aufgrund der hohen Temperaturen von etwa 200 °C [42] weich und durch eine Düse gepresst. Anschließend wird das viskose Material mittels einer Aufwickelspule zu einer Faser gezogen. Der Faserdurchmesser wird von einem Sensor monitoriert und kann bei Bedarf über die Variation der Zuggeschwindigkeit der Aufwicklungsspule und der Geschwindigkeit der Vorschubseinrichtung der Vorform an die geforderte Größe angepasst werden [40]. Aufgrund des limitierten Volumens der Vorform ist dieser Prozess nicht kontinuierlich.

Der Vorteil des Zugverfahrens liegt vor allem in der hohen Qualität des hergestellten Produkts sowie der geringen Degradation des Polymers aufgrund der geringen thermischen und mechanischen Belastung während des Prozesses [41].

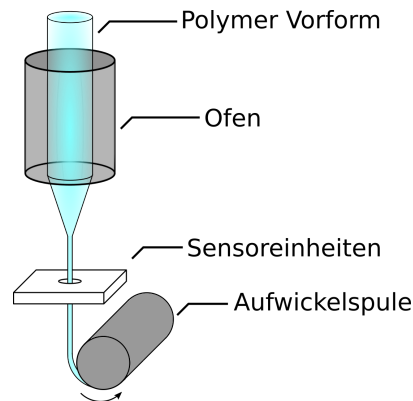


Abbildung 2.3: Die schematische Darstellung des Faserziehprozesses zeigt die Herstellung einer optischen Faser aus einer Vorform nach [40].

2.2.2 Optische Eigenschaften von Fasern

Es gibt viele essentielle Eigenschaften zur Charakterisierung optischer Komponenten. Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus auf der Transmission und verschiedenen Verlustkanälen optischer Fasern, da diese Charakteristiken wie in Abschnitt 2.4 beschrieben das Zerstörverhalten von Materialien bestimmen können.

Aus diesem Grund werden im Folgenden die einzelnen Verlustkanäle detailliert beschrieben. Zunächst wird auf die Fresnel-Reflexion und die Strahlungspropagation in der Faser basierend auf der Totalreflexion eingegangen. Anschließend werden die Verluste aufgrund von Streuung und Absorption während der Ein- und Auskopplung und der Propagation innerhalb der Faser beschrieben.

Brechung und Totalreflexion

Zunächst wird die Intensität der Strahlung bei der Ein- und Auskopplung in die Faser über die Reflexion an der Grenzschicht verringert. Im Falle eines Lichtstrahls, welcher unter einem Winkel von 0° von Luft ($n_1 = 1$) in eine polymere optische Faser aus PMMA ($n_2 = 1.49$) eintritt, wird ein Teil an der Grenzschicht reflektiert und es entsteht ein Verlust von 3.87%. Die eingekoppelte Strahlung propagiert anschließend aufgrund der Totalreflexion in der Faser unter der Bedingung, dass der Winkel zwischen der Strahlung und der optischen Achse kleiner als der für die Totalreflexion kritische Winkel ist [33]. Der für die Totalreflexion kritische Winkel lässt sich über das Snelliussche Brechungsgesetz herleiten für den Fall, dass die Strahlung an der Grenzfläche vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium gebrochen wird. Dies ist detailliert in Fachliteratur wie z. B. dem „POF Handbuch“ [33] von O. Ziemann beschrieben und wird aus diesem Grund an dieser Stelle nicht weiter erläutert.

Fasertypen und Fasernmoden

Das zuvor beschriebene physikalische Gesetz der Totalreflexion ist grundlegend für die Funktionsweise einer optischen Faser. Im Allgemeinen wird zwischen Stufenindex- und Gradientenindexfasern unterschieden. Beide Fasertypen können einen Mantel besitzen, welcher einen optisch dünneren Brechungsindex als der Faserkern hat. Bei Gradientenindexfasern ist der Brechungsindex des Kerns radial betrachtet im Zentrum am höchsten und nimmt zum Mantel hin ab [42]. Einzelne Strahlen erfahren aus diesem Grund durchgehend eine Richtungsänderung, welche auf den Gradienten des Brechungsindex zurückzuführen ist. Dies gewährleistet somit die Propagation des Lichtes im Wellenleiter. Stufenindexfasern hingegen haben einen Kern mit konstantem Brechungsindex [42]. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf Stufenindexfasern, weshalb im Folgenden die unterschiedlichen Moden und das Nahfeld für diesen Fasertyp erläutert werden.

Zum einen wird der maximale Winkel der Strahlen, welche in einer Faser propagieren können, durch den Winkel der Totalreflexion limitiert. Zum anderen können aufgrund der Welleneigenschaften des Lichts nur Strahlen mit einem spezifischen Winkel in der Faser propagieren. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass ein Lichtstrahl für die Propagation in der Faser mit dem reflektierten Strahl konstruktiv interferieren [33] muss und somit nach zweifacher Reflexion die Phase erhalten bleibt. Aus dieser Einschränkung heraus lässt sich die Modenanzahl N in einer Stufenindexfaser laut [33] nach Gleichung 2.2 berechnen.

$$N \approx \frac{1}{2} \cdot V^2 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot r}{\lambda} \cdot NA \right)^2 \quad (2.2)$$

Hierbei ist r der Faserkernradius, λ die Wellenlänge, NA die Numerische Apertur und V wird als V -Parameter bezeichnet.

Nimmt der V -Parameter einen Wert kleiner als 2.405 an kann nur eine einzelne Mode in der Faser propagieren [33, 42]. In diesem Fall wird von einer Singlemodefaser gesprochen. Bei einer höheren Modenanzahl handelt es sich um eine Multimodefaser, in welcher niedrige und höhere Moden, wie anhand von Abbildung 2.4 ersichtlich ist, propagieren. Ist der Winkel einer Mode größer als der maximal akzeptierte Winkel θ_{max} der Totalreflexion, entstehen sogenannte Strahlungsmoden, welche in den Mantel eindringen. Falls der Brechungsindex des Umgebungsmediums größer als der Wert des Mantels ist, treten die Strahlen aus der optischen Faser aus. Ist jedoch der Mantel optisch dichter als das Umgebungsmedium, können Mantelmoden entstehen, welche weiterhin in der Faser geleitet werden. Ein stark absorbierender Mantel führt zwangsläufig zur Vernichtung der Mantelmoden [33].

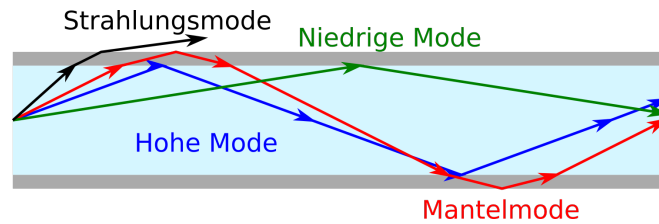


Abbildung 2.4: Die unterschiedlichen Modentypen in einer optischen Faser nach [33].

Die Propagation von Strahlung in einer optischen Faser lässt sich für Multimodefasern auf Grundlage des Strahlenmodells simulieren. Die simulierten Ergebnisse sind aufgrund von Näherung genauer je größer die Modenanzahl und die Fasergeometrie ist [33]. Hierbei wird eine ideale Faser, in welcher einzelne Strahlen während der Propagation den Winkel zur optischen Achse nicht ändern, angenommen. Folglich entstehen, wie anhand von Abbildung 2.5 1-dimensional mit einer geringen Modenanzahl vereinfacht dargestellt, an unterschiedlichen Orten entlang der Faser verschiedene Intensitätsverteilungen. Im Vergleich zur genannten Abbildung wird jedoch eine sehr hohe Modenanzahl benötigt, um zuverlässige Ergebnisse zu gewährleisten [33].

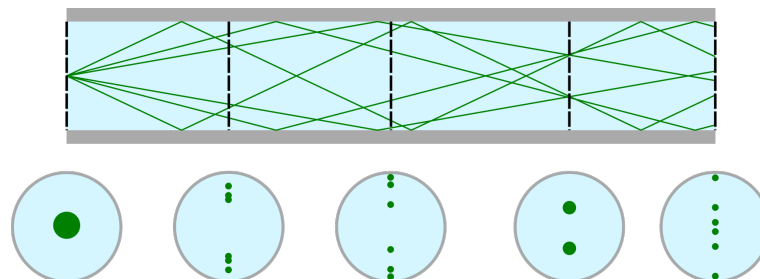


Abbildung 2.5: Skizze des Nahfelds innerhalb der Faser basierend auf einem Raytracing-Ansatz und nur einzelner beliebig ausgewählten Moden in einer Dimension nach [33].

Streuung

Ein dominierender Verlustkanal von POFs lässt sich auf Streuung zurückführen [33]. Die Streuung wird durch Abweichungen von der idealen Faser induziert. Im Strahlenmodell ändern sich aufgrund der Streuung die Winkel einzelner Strahlen während der Propagation. Bei diesem Vorgang wird die in einer Ausbreitungsrichtung geleitete Energie auf mehrere weitere Richtungen verteilt, weshalb von Modenkopplung gesprochen wird. Der Prozess lässt sich beispielsweise auf sowohl Fehlstellen als auch Verunreinigungen [42, 43] im Faserkern und im Kern-Mantel-Übergang sowie auf

eine inhomogene Kern-Mantel-Grenzfläche zurückführen. Im Falle von polymeren optischen Fasern ist ein Kern-Mantel-Übergang im Subnanometerbereich aufgrund der langen Polymermoleküle [33] nicht möglich, und Defekte können während der Herstellung in die Faser gelangen. Schlussendlich entstehen Verluste, falls durch die Streuung der Winkel der Totalreflexion θ_{max} überschritten wird und die Lichtstrahlen aus der optischen Faser austreten.

Absorption

Ein weiterer Dämpfungsanteil basiert auf der Absorption von Strahlung. Zum einen können die bereits zuvor erwähnten Verunreinigungen die Strahlung nicht nur streuen, sondern auch absorbieren. Zum anderen absorbieren die unterschiedlichen Molekülbindungen die Strahlung. Die absorbierte Strahlung wird anschließend in Form von Wärme oder Strahlung wieder abgegeben. Die Absorptionsbanden von spezifischen Bindungen sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Schwingung	C-H	C-D	C-F	C-Cl	C=O	O-H
	λ [nm]	λ [nm]	λ [nm]	λ [nm]	λ [nm]	λ [nm]
v_n	3390	4484	8000	12987	5417	2818
v_1	1729	2276	4016	6533	2727	1438
v_2	1176	1541	2688	4318	1830	979
v_3	901	1174	2024	3306	1382	750
v_4	736	954	1626	2661	1113	613
v_5	627	808	1361	2231	934	523
v_6	549	704	1171	1924	806	-
v_7	-	626	1029	1694	710	-
v_8	-	566	919	1515	635	-
v_9	-	-	830	1372	-	-

Tabelle 2.1: Wellenlänge der Absorptionsbanden spezifischer Bindungen [33].

Die Absorptionsbanden der jeweiligen Schwingungen sind relativ breit und führen im gesamten Spektralbereich zu einer teilweise sehr starken Variation der Dämpfung im Bereich von 10^{-8} bis 10^6 dB/km [33].

Die Dämpfung ist größtenteils auf die C-H-Bindungen zurückzuführen, weshalb eine Substitution des Wasserstoffes mit schwereren Atomen erstrebenswert ist. Aus diesem Grund lassen sich mittels deuterierten Polymeren absorptionsärmere Fasern herstellen.

Darüber hinaus darf die Absorption im Falle von laseraktiven Polymeren aufgrund der Farbstoffe bzw. Nanopartikel nicht vernachlässigt werden. In diesem speziell-

lem Fall absorbieren die Partikel die Strahlung, und die emittierte Strahlung kann genutzt werden. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass ein Anteil der absorbierten Energie in Wärme umgewandelt wird und zur thermischen Degradation des Polymers beitragen kann.

Fehlstellen, Unreinheiten und Spannungen in POFs

Wie bereits in den vorherigen Abschnitten erwähnt, gibt es zahlreiche Störstellen, welche sowohl in den polymeren Grundmaterialien als auch in den POFs nachgewiesen werden können und sich negativ auf die optischen Eigenschaften auswirken. Insbesondere in Bezug auf die LIDT können Defekte einen, wie in Abschnitt 2.4.2 ausführlich beschrieben, negativen Einfluss haben.

Fehlstellen und Kontaminationen können in allen Polymerarten beobachtet werden und entstehen während der Polymerisation bzw. werden die Verunreinigungen währenddessen in das Polymer eingebracht und/oder liegen bereits im Monomer vor. Folglich finden sich selbige Fehlstellen in den hergestellten Fasern wieder. Darüber hinaus ist davon auszugehen, dass durch die Faserherstellung weitere Fehlstellen im Faserkern entstehen, sich Unreinheiten zwischen Faserkern und -mantel anlagern und thermischer als auch mechanischer Stress induziert wird. Des Weiteren können auch Unregelmäßigkeiten der Fasergeometrie, wie beispielsweise Änderungen im Durchmesser, der Elliptizität oder im Brechungsindex des Kernmaterials [42] zusätzliche Verluste im Vergleich zum Grundmaterial erzeugen.

Typische Unreinheiten im Faserkern sind metallische Elemente wie Chrom, Eisen, Kobalt, Mangan und Nickel [42]. Die durch die Verunreinigungen entstehende Absorption ist vom Element abhängig und ist besonders im sichtbaren und nahen Infrarot-Bereich erkennbar. Anhand von Tabelle 2.2 ist ersichtlich, dass insbesondere Kobalt bei einer Konzentration von 2 ppb zu einer Dämpfung im sichtbaren Spektralbereich von 10 dB km^{-1} führt. Insgesamt beträgt die Dämpfung in einer Faser mit PMMA-Kern aufgrund von strukturellen Störstellen bei einer Wellenlänge von 568 nm etwa 20 dB km^{-1} [42].

Stress ist eine weitere essentielle Kenngröße, welche durch den Faserherstellungsprozess beeinflusst wird und sich negativ auf die optischen sowie mechanischen Eigenschaften der optischen Komponente auswirken kann. Grundsätzlich wird zwischen thermisch und mechanisch induzierten Eigenspannungen unterschieden. Thermischer Stress entsteht bei der Faserherstellung und ist auf die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Kern- und Mantelmaterial zurückzuführen. Dies ist im Besonderen wegen der hohen Prozesstemperaturen bereits bei der Herstellung von Glasfasern detailliert untersucht [44]. Wie in Abschnitt 2.2.1 ausführlich beschrie-

2.3 Optische Komponenten für Anwendungen im Dauerstrichbereich

ben, wird das Polymer bei Temperaturen deutlich über der Raumtemperatur zur Faser weiterverarbeitet. Bei üblichen Anwendungen deutlich unterhalb der Prozesstemperatur liegen aus diesem Grund thermische Eigenspannungen in der Faser vor. Mechanischer Stress hingegen entsteht durch den Ziehprozess der Faser, hängt von der Zugkraft sowie der Temperatur und der Viskosität des Materials ab [45, 44] und kann, nachdem die Zugkraft entfernt wurde, in der Faser eingefroren sein. Longitudinale Eigenspannungen lassen sich insbesondere auf das Strecken der Makromoleküle zurückführen [45].

Insgesamt ist aus den oben genannten Gründen davon auszugehen, dass POFs grundsätzlich eine erhöhte Streuung und Absorption im Vergleich zum Grundmaterial aufweisen, da während des Herstellungsprozesses weitere Fehlstellen, Unreinheiten, sowie Eigenspannungen in das Material eingebracht werden. Folglich weisen die Fasern vermutlich nicht nur optisch eine geringere Qualität auf, sondern sind zusätzlich aufgrund der eingebrachten Spannungen mechanisch instabiler trotz ihrer hohen Flexibilität.

Element	Konzentration [ppb]	Dämpfung [dB/km]
Chrom	1	1 (650 nm)
Eisen	1	0.7 (1100 nm)
Kobalt	2	10 (sichtbar)
Kupfer	1	0.4 (850 nm)

Tabelle 2.2: Die Dämpfung von diversen Elementen in Abhängigkeit der Konzentration und Wellenlänge für mögliche Verunreinigungen in POFs [42].

2.3 Optische Komponenten für Anwendungen im Dauerstrichbereich

In den folgenden Abschnitten werden die Grundlagen für das Verständnis optischer Komponenten für den Hochleistungsbereich beschrieben. Im ersten Abschnitt werden die Anwendungsgebiete für Hochleistungslaser, für welche entsprechende spezielle leistungsresistente optische Komponenten benötigt werden, aufgewiesen. Anschließend werden die Vor- und Nachteile der im Rahmen dieser Arbeit relevanten Substratmaterialien in Abschnitt 2.3.2 hinsichtlich der thermischen Eigenschaften und deren Anwendung diskutiert. Abschließend werden in Abschnitt 2.3.3 die Unterschiede der auf das Substrat aufgetragenen Schichtdesigns aufgezeigt, und es wird

auf mögliche Fehlstellen in den aufgetragenen Schichten, welche das Zerstörverhalten beeinflussen können, eingegangen.

2.3.1 Anwendung von Hochleistungslaser-Optiken

Es gibt zahlreiche Anwendungen in denen die cw-Strahlung von Hochleistungslasern benötigt wird. Darunter fallen bspw. das Schneiden, Schweißen und Bohren von Materialien. Zunächst wurden diese Prozesse mittels CO₂-Laser [46] realisiert, jedoch ist die Entwicklung von Diodenlasern in den letzten Jahrzehnten weit vorangeschritten, sodass die Anwendungen auch von kontinuierlicher cw-Laserstrahlung im sichtbaren Spektralbereich ermöglicht wurde [47]. Der Vorteil kurzweiliger Strahlung bei der Materialbearbeitung liegt in der Absorption der Materialien begründet. Einerseits führt die kurzweilige Strahlung zu einem homogeneren Prozess beim Schweißen unterschiedlicher Materialien, da absolute Unterschiede in der Absorption bei bereits hohen Absorptionswerten einen kleineren Einfluss haben als die gleichen Unterschiede bei kleinen Absorptionswerten. Andererseits ist der Prozess deutlich energieeffizienter und somit wirtschaftlicher, wenn ein größerer Anteil der eingestrahnten Laserleistung absorbiert wird [47]. Abgesehen von den Entwicklungen in den bereits oben genannten etablierten Materialbearbeitungsprozessen ist in dem letzten Jahrzehnt die additive Fertigung in den Fokus der Forschung und Produktion gerückt. Beispielsweise werden bei der sogenannten Laser-Pulverbett-Fusion (LPBF) Leistungen einiger Hundert Watt bis Kilowatt [9] genutzt, um komplexe Bauteile zu fertigen. Bei diesem Prozess wird eine dünne Schicht eines Metallpulvers mittels einer ausreichend hohen Leistungsdichte geschmolzen. Das Aufschmelzen muss lokal stattfinden, damit die Zielstruktur hergestellt werden kann. Aus diesem Grund muss der Laserstrahl mittels strahlführender Optiken schnell, präzise und verlässlich umgelenkt werden. Kommerziell lässt sich die Strahlführung bei der LPBF [17] und anderen Verfahren wie z. B. Laser-Cleaning-Prozessen [18] mit Galvo-Scannern realisieren. Aus diesen Gründen wurde der Fokus der cw-Untersuchungen zwar auf hybride Schichtdesigns für Scannerspiegel gelegt, dennoch werden bezüglich der Messroutinen auch rein dielektrische Komponenten untersucht.

2.3.2 Substratmaterialien hochreflektiver Optiken

Die Basis einer optischen Komponente ist das Substratmaterial, auf welches ein komplexes Schichtdesign, bestehend aus einem hochbrechenden und niedrigbrechenden Material, aufgebracht wird, um beispielsweise einen hochreflektiven Spiegel herzu-

2.3 Optische Komponenten für Anwendungen im Dauerstrichbereich

stellen. Als Substratmaterial eignen sich, je nach Anwendung, unterschiedliche Materialien. Beim Einsatz von CO₂-Lasern bei einer Wellenlänge von 10.6 µm können Kupfer und Silizium für Spiegel und Zinkselenid für Linsen genutzt werden. W hingegen Saphir und Quarzgläser ab 200 nm bzw. 160 nm bis in den NIR-Bereich für transmittive und reflektive Optiken genutzt werden. Zum einen werden in dieser Arbeit als Substrat die für gängige optische Komponenten im NIR-Bereich häufig genutzten Materialien Saphir und Quarzglas untersucht. Zum anderen wird der Einfluss von gesintertem SiC, welches von der Firma MERSEN optoSiC hergestellt wurde, analysiert, da dies ein für die im Abschnitt 2.3 genannten Galvo-Scanner vorteilhaftes Material ist. Im Folgenden werden die optischen sowie thermischen Eigenschaften der drei Materialien verglichen, da diese für die im cw-Bereich thermisch getriebene Zerstörung relevant sind. Als Grundlage des Vergleichs sind in Tabelle 2.3 die jeweiligen Werte der physikalischen Größen aufgelistet.

Material	Wärmeleitfähigkeit [W m ⁻¹ K ⁻¹]	Wärmekapazität [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
Quarzglas	1.38 (20 °C)	772 (0-100 °C)
	2.68 (950 °C) [48]	1052 (0-900 °C) [48]
Saphir	41 (0 °C)	718 (0 °C)
	13 (500 °C) [49]	1172 (507 °C) [50, 51]
SiC gesintert	150 (20 °C)	670 (20 °C)
	54 (1000 °C) [52]	1270 (1000 °C) [52]

Tabelle 2.3: Optische und thermische Eigenschaften von Quarzglas, Saphir und gesintertem SiC bei zwei unterschiedlichen Temperaturen.

Quarzgläser können aufgrund einer geringen Absorption und Streuung in nahezu dem gesamten Spektralenbereich von 200 nm bis 2500 nm eine Transmission von fast 100 % aufweisen. Jedoch sind die thermischen Eigenschaften vergleichsweise gering. Die Wärmeleitfähigkeit beträgt bei 20 °C nur 1.38 W m⁻¹ K⁻¹, aber steigt bei einer Temperatur von 950 °C auf 2.68 W m⁻¹ K⁻¹ an. Allgemein ist der Wert der Wärmekapazität vergleichbar mit SiC und Saphir und nimmt mit zunehmender Temperatur von 100 °C auf 900 °C um einen Faktor von 1.36 zu.

Saphir hat im Vergleich zu Quarzglas eine hohe Wärmeleitfähigkeit, welche jedoch bei einer Temperaturerhöhung von 20 °C auf 500 °C um den Faktor 3 absinkt. Die optische Qualität von Saphir ist im Vergleich zu Quarzglas jedoch geringer. Dies bedeutet, dass Saphir als Fenster oder Linse in Bezug auf den Einfluss auf die Strahlungsführung schlechter geeignet ist als Quarzglas. Wird hingegen die cw-Zerstörschwelle

2 Theoretische Grundlagen

betrachtet, welche wie in Abschnitt 2.4 erläutert auf eine kritische Temperatur bzw. einen kritischen Temperaturgradienten zurückzuführen ist, kann aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit eine höhere Leistungsverträglichkeit erwartet werden.

Darüber hinaus hat gesintertes SiC Vorteile, welche nicht anhand von Tabelle 2.3 ersichtlich werden. Für transmittive Optiken lässt sich das gesinterte Material nicht verwenden, da es aufgrund der Struktur im betrachteten Spektralbereich nicht transparent ist. Insbesondere die durch den Sinterprozess mögliche komplexe Struktur und die höhere Festigkeit des Materials gewährleistet ein geringes Gewicht und eine hohe Steifigkeit der Spiegel, sodass eine präzise und schnelle Positionierung eines Laserstrahls ermöglicht wird. Die thermische Eigenschaften verhalten sich mit der Temperatur ähnlich zu Saphir und sind sogar erst bei 1000 °C um einen Faktor von 3 verringert. Darüber hinaus ist die Wärmeleitfähigkeit bei Raumtemperatur im Vergleich zu Quarzglas mehr als zwei Größenordnungen höher und liegt auch noch bei steigenden Temperaturen bei deutlich größeren Werten.

Insgesamt ist ersichtlich, dass die drei vorgestellten Substratmaterialien in Abhängigkeit der jeweiligen Anwendung Vor- und Nachteile haben. Optisch betrachtet ist Quarzglas am besten geeignet, um wenig Streuung zu erzeugen und die Qualität eines Laserstrahls bei Transmission möglichst wenig zu beeinflussen. Gesintertes SiC wird hingegen insbesondere bei cw-Anwendungen als Spiegel in Galvo-Scannern benötigt, um die Prozessqualität zu gewährleisten und mittels hoher Wärmeleitfähigkeit die absorbierte Leistung großflächig zu verteilen. Saphir lässt sich wiederum für transmittive Optiken anwenden, weist zwar eine höhere Extinktion als Quarzglas auf, aber kann aufgrund einer höheren Wärmeleitfähigkeit zu einer Erhöhung der Leistungsverträglichkeit führen.

2.3.3 Beschichtung hochreflektiver Optiken

Beschichtungen werden eingesetzt, um gezielt die Oberflächeneigenschaften eines Materials zu ändern. Im Fall von optischen Komponenten können somit unter anderem hoch reflektierende Beschichtungen für Spiegel bzw. Anti-Reflex-Beschichtungen für Linsen und Fenster erzeugt werden. Grundlage ist wie zuvor in Abschnitt 2.3.2 beschrieben ein geeignetes Substratmaterial. Mittels eines entsprechenden Beschichtungsverfahrens, wie z. B. dem thermischen Verdampfen, der Ionenstrahlgestützten Deposition (IAD) oder dem Ionenstrahl Sputtern (IBS), werden mehrere dünne Schichten mit alternierendem hohen und niedrigen Brechungsindex im Nanometerbereich aufgetragen. Die Beschichtungsprozesse sowie deren Vor- und Nachteile sind in zahlreichen Literaturstellen ausgiebig beschrieben [53, 54]. Oftmals können

2.3 Optische Komponenten für Anwendungen im Dauerstrichbereich

bei den Verfahren Fehlstellen in der Schicht auftreten. Diese Fehlstellen entstehen beim Aufwachsen der Schicht, beispielsweise durch Körner, die zur Abschattung führen, oder durch Unreinheiten, welche bereits auf dem Substrat vorhanden waren bzw. während des Prozesses in die Schichten eingebettet wurden. Dies kann die Leistungsfähigkeit der optischen Komponente lokal stark beeinträchtigen. Unter anderem können Unreinheiten und Hohlräume in den Schichten zu einer erhöhten Streuung und Absorption [55] führen und die thermischen und mechanischen Schichteigenschaften verschlechtern. Insbesondere der negative Einfluss von Defekten auf die Laser-induzierte Zerstörschwelle ist detailliert in Abschnitt 2.4.2 erläutert. Aus diesen Gründen wird versucht, die Beschichtung frei von Defekten zu halten, und es wird eine ideale Schicht angestrebt.

Zur Optimierung optischer Komponenten wurden in Abhängigkeit der Anwendung spezielle Schichtdesigns entwickelt. Zum Verständnis der weiter unten präsentierten Resultate ist die Kenntnis über die Unterschiede zwischen rein dielektrischen und hybriden Schichtdesigns notwendig. Diesbezüglich ist in Abbildung 2.6 eine stark vereinfachte Skizze der beiden Schichtdesigns dargestellt.

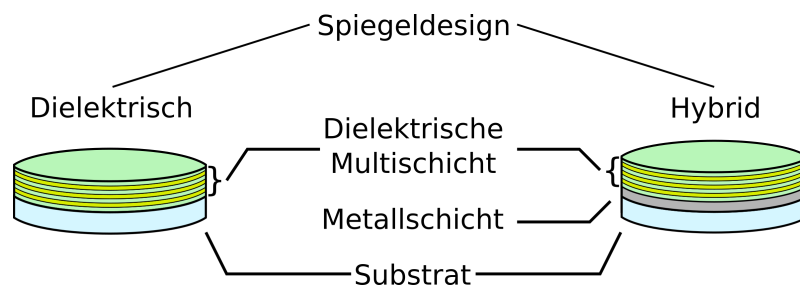


Abbildung 2.6: Skizze zur Veranschaulichung der Unterschiede zwischen einem rein dielektrischen (links) und einem hybriden (rechts) Spiegeldesign. Der einzige Unterschied zum rein dielektrischen Spiegel besteht beim Hybridsystem in der Metallschicht zwischen Substrat und dielektrischer Schicht.

Wie bereits zuvor beschrieben und anhand der linken Skizzenseite verdeutlicht, können optische Designs zur Realisierung von hochreflektiven Spiegeln aus mehrere dünnen Schichten zweier dielektrischer Materialien bestehen. Mittels geeignetem Design lässt sich mit diesem Prinzip bei einer Zielwellenlänge eine Reflexion bis zu 99.999% [54] erreichen. Für spezielle Spiegelanwendungen, wie beispielsweise in Galvo-Scannereinheiten, kann jedoch das hybride Spiegeldesign (s. Abbildung 2.6 rechts) vorteilhaft sein. Die Metallschicht gewährleistet eine grundlegend hohe Reflexion in einem großen Wellenlängenbereich. Dies ermöglicht den Einsatz eines Pilotlasers zur Spiegeljustage im Scanner sowie die Temperaturüberwachung eines Werkstückes bei Schweißprozessen mittels Pyrometer, dessen Wellenlängenbereich zwischen $1.7\ \mu\text{m}$ und $2.6\ \mu\text{m}$ liegt und üblicherweise nicht im Reflexionsbereich der

rein dielektrischen Schicht ist [20]. Außerdem kann eine dünnere dielektrische Multischicht entworfen werden, um den Schichtstress und die daraus folgende Spiegelverformung möglichst gering zu halten.

2.4 Laser-induzierte Zerstörung

Bei der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie können zahlreiche Prozesse beobachtet werden. Falls bei der Interaktion mit Laserstrahlung irreversible Änderungen der Materialeigenschaften hervorgerufen werden, welche mittels einer geeigneten Inspektionsmethode, wie z. B. mit einem hochauflösenden Mikroskop, nachgewiesen werden können, wird nach der DIN EN ISO 21254 [6] von einer Laser-induzierten Zerstörung gesprochen. Im Rahmen der Anwendung von optischen Komponenten ist es essentiell, einen verlässlichen Einsatz zu gewährleisten und die zuvor genannten ungewollten Materialänderungen zu verhindern. Die Laser-induzierte Zerstörungsschwelle (LIDT) ist aus diesem Grund die wichtigste Kenngröße zur Beschreibung der Leistungs-/Energieverträglichkeit einer Komponente. Die LIDT benennt den höchsten Schwellenwert der Leistungs-/Energiedichte auf bzw. in einer optischen Komponente, bei welcher die extrapolierte Zerstörungswahrscheinlichkeit null beträgt [6].

Grundsätzlich wird zwischen Oberflächen- und Volumenzerstörung sowie intrinsischen und extrinsischen Zerstörursachen unterschieden, um die Zerstörungen und die Entstehung zu beschreiben. Intrinsische Ursachen sind beispielsweise auf die Absorption des Materials oder nichtlineare Prozesse, wie der Selbstfokussierung [56] und der Multiphotonenabsorption [57], zurückzuführen (s. Abschnitt 2.4.1). Extrinsische Auslöser können hingegen im Material eingebrachte Unreinheiten und Fehlstellen im Material sein (s. Abschnitt 2.4.2) [58, 59]. Darüber hinaus ist ein wichtiges Phänomen bei der Untersuchung der Laser-induzierten Zerstörung die Feldstärkeerhöhung an Grenzschichten, welche heutzutage vor allem bei der Optimierung von Mehrschichtsystemen optischer Komponenten berücksichtigt wird [60].

Häufig ist die Zerstörungsschwelle der Oberfläche einer optischen Komponente niedriger als der Schwellenwert im Volumen [61]. Ein Grund für dieses Verhalten sind die aufgrund der Politur verbleibenden Fehlstellen [61] an der Oberfläche. Im Fall von Polymeren entstehen die Zerstörungen jedoch oft erst im Volumen bevor eine Materialänderung an der Oberfläche zu beobachten ist. In Abschnitt 2.4.3 werden mögliche Ursachen dieses Phänomens genauer diskutiert. Im Volumen von transparenten Medien treten Laser-induzierte Zerstörungen auf, falls beispielsweise der Effekt der Selbstfokussierung [62] zu einer deutlichen Erhöhung der Energiedichte führt oder extrinsische Faktoren wie Verunreinigungen und Fehlstellen die Degradation einleiten [58, 63, 64].

2.4.1 Einfluss der Puls-Regime auf das Zerstörverhalten

Das Zerstörverhalten eines Materials hängt von zahlreichen Parametern ab, und zur Bestimmung der Zerstörmechanismen bedarf es komplexer Studien und Modelle. Zum einen kann die intrinsische Absorption eines Materials oder der extrinsischen Verunreinigungen, wie anhand der Absorptionsbanden und typischen Unreinheiten bezüglich PMMA in Abschnitt 2.2.2 diskutiert, stark von der eingestrahlichten Wellenlänge abhängen. Zum anderen ist die Pulsdauer des genutzten Lasersystems entscheidend für die möglichen Zerstörmechanismen. Dabei erstrecken sich die Zerstörprozesse von rein thermischen Phänomenen im cw-Bereich bis hin zu Pulsdauern von 10 ns über dielektrische Durchschläge auf Zeitskalen von 10 ns bis 100 ps bis hin zu Avalanche-Durchbruch und Multiphotonenabsorption bei Pulsdauern zwischen 100 ps und 100 fs [65]. Die jeweiligen Zeitskalen und die damit einhergehenden Mechanismen werden im Folgenden erläutert, da die genannten Werte keine Bereiche mit eindeutigen Grenzen beschreiben und die Zerstörprozesse insbesondere im Nanosekundenregime vielfältig sind. Ein Überblick über die verschiedenen Mechanismen und die entsprechenden Zeitskalen ist in Abbildung 2.7 nach [66] gegeben.

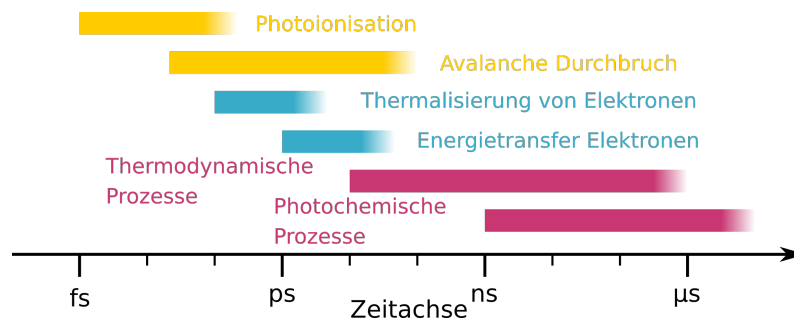


Abbildung 2.7: Lasermaterial-Wechselwirkung in Abhängigkeit der Pulsdauer nach [66].

Die thermische Absorption ist in den meisten Fällen im kontinuierlichen Bereich bis hin zu kleineren Pulsdauern von etwa 10 ns die Hauptursache einer Laser-induzierten Zerstörung und lässt sich auf induzierten Stress oder das Aufschmelzen des Materials zurückführen [23]. Im Idealfall, solange der Strahl nicht in der Optik fokussiert wird, tritt die Zerstörung an der Materialoberfläche auf. Jedoch kann durch lokale Absorptionszentren, wie beispielsweise aufgrund von Fehlstellen und Unreinheiten [58, 67, 63], die Schädigung im Inneren des Materials auftreten. Bei gleicher einfallenden Leistung kann in Abhängigkeit der thermischen Materialeigenschaften sowie der Pulslänge und Repetitionsrate des genutzten Lasersystems die Erwärmung unterschiedlich stark sein. Die Temperaturerhöhung durch die Absorption von Laserstrahlung ist in Abbildung 2.8 für verschiedene Szenarien skizziert.

2 Theoretische Grundlagen

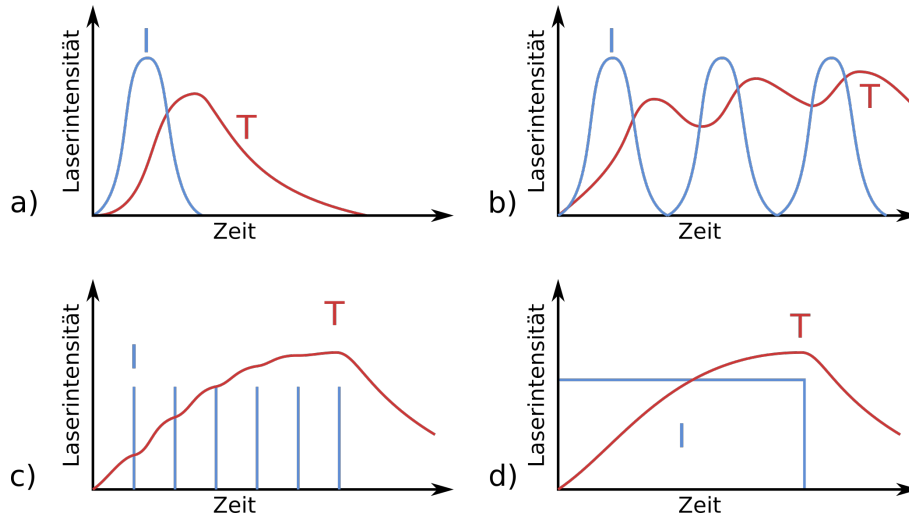


Abbildung 2.8: Veranschaulichung der Materialerwärmung aufgrund thermischer Absorption im Zentrum eines Strahls in Abhängigkeit der Bestrahlungsmethode für einen einzelnen Puls (a), einer Pulsfolge mit geringer (b) und hoher (c) Repetitionsrate sowie Dauerstrichbestrahlung (d) nach [23].

Die Temperaturerhöhung aufgrund der Absorption eines Pulses (a) erreicht den maximalen Wert während bzw. nach dem Intensitätsmaximum und nimmt anschließend aufgrund von Prozessen wie der Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung ab bis die Umgebungstemperatur erreicht ist. Bei einem Pulszug mehrerer Pulse und einer geringen Repetitionsrate (b) sinkt die Temperatur nicht bis auf die Umgebungstemperatur ab. Durch diese Wechselwirkung ergibt sich eine kontinuierliche Temperatursteigerung mit jedem folgenden Puls. Im Gegensatz führt eine hohe Repetitionsrate (c) zu einer kontinuierlichen Erhöhung der Temperatur, welche vergleichbar mit dem Verhalten aufgrund der Bestrahlung mittels eines Dauerstrichlasers (d) ist [23].

Modelle zur Beschreibung der Zerstörung im Dauerstrich- und Langpulsbereich basieren hauptsächlich auf dem Erreichen einer kritischen Temperatur. Einerseits kann die Schmelztemperatur T_M des Materials überschritten oder ein hoher thermischer Stress induziert werden, sodass das Material schmilzt bzw. Risse gebildet werden [23]. Zum einen wird in transparente und halbtransparente Medien unterschieden, in denen die Laserstrahlung in einem Zylinder bzw. Kegel absorbiert wird. Zum anderen werden intransparente Materialien betrachtet, wie beispielsweise Metalloberflächen, bei welchen die Eindringtiefe sehr gering ist [65]. Im Fall von unendlich ausgedehnten transparenten Medien, kleinen Strahldurchmessern und einer langen Bestrahlungsdauer für Lasersysteme im cw- und Langpulsbereich lässt sich die Steige-

nung der Temperatur dT im Gleichgewicht aufgrund einer einfallenden Laserleistung P nach Wood [23] mittels Gleichung 2.3 beschreiben.

$$T_M - T_a = dT = \frac{P \cdot \alpha}{2\rho \cdot C \cdot r \cdot \pi \cdot D} \quad (2.3)$$

Hierbei ist T_M die Schmelztemperatur, T_a die Umgebungstemperatur, α der Absorptionskoeffizient, ρ die Materialdichte, C die Wärmekapazität, r der Strahlradius und D die Diffusivität mit $D = \kappa/\rho C$, wobei κ die Wärmeleitfähigkeit ist.

Umgestellt auf P und r lässt sich folglich die Zerstörschwelle, basierend auf dem Erreichen einer kritischen Temperatur, für eine kontinuierliche Bestrahlung im Fall langer Pulse und Systemen hoher Pulswiederholrate mit Gleichung 2.4 berechnen.

$$\frac{P}{r} = \frac{dT \cdot 2 \cdot \rho \cdot C \cdot \pi \cdot D}{\alpha} \quad (2.4)$$

Aus dieser Gleichung folgt für lange Pulsdauern, welche einen Wärmetransport außerhalb des Laserstrahls ermöglichen, dass die LIDT proportional zur linearen Leistungsdichte ist [23].

Im Kurzpulsregime bis in den Ultrakurzpulsbereich wird der thermische Einfluss zunehmend geringer bis hin zu vernachlässigbar, und die Zerstörungsmechanismen basieren zunehmend auf einer kritischen freien Elektronendichte, welche überschritten wird und anschließend das Material schädigt. Die daraus resultierenden dielektrischen Durchbrüche sind für Pulslängen unterhalb von etwa 10 ns [68, 69, 70] entscheidend für die Laser-induzierte Zerstörung und liegen somit zwischen den rein thermischen Effekten im Langpulsbereich und den elektrischen Mechanismen der Multiphoton- und Tunnelionisation im Ultrakurzpulsbereich [71]. Insbesondere im Nanosekundenbereich lässt sich die Skalierung der Zerstörschwelle mit Gleichung 2.5 für hochtransparente Materialien vom ultravioletten bis hin zum infraroten Bereich grob abschätzen [72]. Allgemein ist die Abhängigkeit der LIDT von der Wurzel der Pulsdauer von großer Bedeutung, um die Zerstörfestigkeit für Lasersysteme mit unterschiedlichen Parametern beurteilen zu können.

$$LIDT = 10 \text{ J cm}^{-2} (\tau_{pulse}/1 \text{ ns})^{0.5} \quad (2.5)$$

Darüber hinaus lässt sich die Abhängigkeit der LIDT von der eingestrahnten Wellenlänge für Quarzgläser in einem Bereich von 355 ns bis 1064 ns laut Kuzuu *et al.* [73] mittels Gleichung 2.6 abschätzen.

$$LIDT = 1.45 \cdot \lambda^{0.43} \quad (2.6)$$

In diesen Fällen wurde für Gläser, wie an den obigen Gleichungen zu erkennen, ein klares Zerstörverhalten gezeigt.

Jedoch wird die Zerstörung bei Pulsdauern bis in den Nanosekundenbereich oft durch im Laserstrahl zufällig verteilte Störstellen eingeleitet. Dabei nehmen Absorptionszentren die Strahlung auf. Somit können Metallpartikel sogar durch Bestrahlung mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich Temperaturen von über 10.000 K erreichen und der entstehende Stress das Material zerstören [64]. Außerdem kann die ansteigende Temperatur in der Umgebung der Defekte und/oder Unreinheiten zum Aufschmelzen des Materials führen. Des Weiteren kann im Nanosekundenbereich die absorbierte Energie einen ionisierten Bereich erzeugen. Folglich entsteht ein Laser-induziertes Plasma, wodurch das Material geschädigt wird. In Abschnitt 2.4.2 wird der Einfluss von Störstellen, wie beispielsweise Unreinheiten und Materialdefekten, genauer erläutert.

Im Zeitbereich von Femto- bis Pikosekunden beherrschen vor allem nichtlineare Effekte wie die Multiphoton- und Tunnelionisation das Zerstörverhalten. Die Bandlücke der meisten genutzten Materialien ist größer als die Energie eines einzelnen Photons. Bei der Multiphotonionisation werden jedoch von einem Atom zeitgleich mehrere Photonen absorbiert, sodass insgesamt die Potentialbarriere überschritten wird [74]. Hingegen wird bei der Tunnelionisation die Potentialbarriere durch ein großes elektrisches Feld verändert, sodass ein vom Potential gehaltenes Elektron aufgrund des somit wahrscheinlicheren Tunneleffekts vom Valenzband in das Leitungsband übergeht. Beide Effekte können direkt bzw. indirekt zur Zerstörung des Materials führen [75].

2.4.2 Einfluss von Defekten auf die LIDT

Allgemeiner Einfluss

Die Zerstörmechanismen für unterschiedliche Pulslängen unter Idealbedingungen wurden in Abschnitt 2.4.1 beschrieben. Darüber hinaus wurde erwähnt, dass Inhomogenitäten, wie beispielsweise beim Vorhandensein von Unreinheiten und Fehlstellen im Material, den Zerstörprozess signifikant beeinflussen und somit die Laser-induzierte Zerstörschwelle deutlich senken können [64]. Außerdem können Fehlstellen nicht nur die Zerstörschwelle senken, sondern im Fall von Quarzgläsern, deren Zerstörung üblicherweise an der Oberfläche entsteht, zu einer initialen Zerstörung im Materialvolumen führen. Aus diesen Gründen wird in diesem Abschnitt der Einfluss von Inhomogenitäten auf die Zerstörschwelle im ns-Bereich genauer beschrieben. Der Einfluss von Kontaminationen bzw. die induzierte Temperaturerhöhung hängt

grundsätzlich von den Materialeigenschaften und der Partikelgröße [63] ab. Das Material der Verunreinigung hat spezifische thermische und optische Eigenschaften, die schlussendlich den Zerstörungsprozess bestimmen. Darüber hinaus haben unterschiedliche Partikelgeometrien und deren Orientierung einen Einfluss auf die Temperatursteigerung [76]. Andererseits bestimmen thermische Eigenschaften wie z. B. die Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität und die Ausdehnung des Partikels bzw. der optischen Komponente inwiefern die Inhomogenität das Material bspw. aufgrund des induzierten Stresses [67] schwächt bzw. direkt schädigt.

Beobachtungen zeigen, dass bei Partikeln mit einem Radius größer 100 μm die Temperaturerhöhung relativ homogen an der Partikeloberfläche verteilt und an das Umgebungsmaterial übertragen wird. Durch diesen Effekt wird das Material meist nicht beschädigt und lediglich die optische Qualität, wie z. B. die Transmission, reduziert. Kleinere Partikel mit Radien von 10 μm bis 0.1 μm führen hingegen zu einem hohen Stress zwischen Partikel und Material, sodass eine Ausdehnung des Partikels zur Schädigung des Materials führt. Darüber hinaus können über die zusätzliche durch die Fehlstelle induzierte Temperaturerhöhung in dem Umgebungsmaterial nicht nur Risse entstehen, sondern auch das Material geschmolzen werden [65].

Betrachtung eines einzelnen Partikels

Die Beschreibung der Energieübertragung eines einzelnen lokalen Absorbers an das Umgebungsmedium wurde seit 1970 in zahlreichen Studien detailliert untersucht [64, 77]. Insbesondere Feit *et al.* [63] haben ein detailliertes Modell basierend auf dem Erreichen einer kritischen Materialtemperatur, wie durch die Schmelztemperatur definiert, aufgestellt. Insgesamt haben die Modelle aus den Literaturstellen ergeben, dass ein für das Partikel- und Umgebungsmaterial spezifischer, kritischer Partikelradius existiert. Bei dieser kritischen Größe ist die Temperaturerhöhung am effizientesten. Kleinere Partikel haben im Verhältnis zum Volumen eine zu große Oberfläche, sodass die Wärme relativ wirksam an das Umgebungsmaterial abgegeben wird. Bei größer werdenden Partikeln hingegen nimmt das Volumen schneller zu als die Oberfläche, weshalb der Absorptionsquerschnitt zwar ansteigt, jedoch die Energie auf eine stärker zunehmende Masse verteilt wird [63]. Aus der Wärmeleitungsgleichung lässt sich die Temperaturerhöhung eines Partikels in Abhängigkeit dessen Radius berechnen. Folglich kann der kritische Partikelradius r und dessen Temperaturerhöhung T_{max} bestimmt werden. Gleichung 2.7 und Gleichung 2.8 geben nach Feit *et al.* [63] den kritischen Partikelradius und die zugehörige maximale Temperatur durch die Bestrahlung eines Laserpulses an.

$$r = 1.8 \cdot \sqrt{D \cdot \tau} \quad (2.7)$$

$$T_{max} = \frac{0.16 \cdot \alpha \cdot E}{K_M} \cdot \sqrt{\frac{D}{\tau}} \quad (2.8)$$

Hierbei ist D die effektive Diffusivität, τ die Pulsdauer, α die Absorptivität ist mit $\alpha = \sigma/\pi r^2$, wobei σ der Absorptionsquerschnitt ist und r der Radius, E die Energiedichte und K_M die Wärmeleitfähigkeit des Materials. Die effektive Diffusivität lässt sich hierbei mit der Dichte ρ , der Wärmekapazität C und der Formel $D = 3K_M/4\rho C$ berechnen.

Als Grundlage der Modelle wird häufig eine kritische Temperatur, welche die Zerstörung initiiert, angenommen. Unter dieser Annahme lässt sich folglich durch Umstellen von Gleichung 2.8 die Zerstörschwelle mittels Gleichung 2.9 [63] bestimmen.

$$E_{LIDT} = \frac{6.3 \cdot T_{krit} \cdot K_M}{\alpha} \cdot \sqrt{\frac{\tau}{D}} \quad (2.9)$$

Charakteristiken eines Defektensembles

Die Dichte, Art und Orientierung von Fehlstellen und Unreinheiten in einer Optik sind vielfältig, weshalb diese Ensembles mittels verschiedener Verteilungen [78, 79] beschrieben werden. Dies hat grundsätzlich ein Zerstörungsverhalten als Folge, welches stark von der Wahrscheinlichkeit abhängt, ob und welche Störstelle mit einer ausreichend hohen Energiedichte bestrahlt wird. Der Strahldurchmesser hat aus diesem Grund einen starken Einfluss auf das Zerstörverhalten, da bei der Bestrahlung einer kleineren Fläche bzw. Volumens seltener eine Störstelle getroffen wird als bei deutlich größeren Strahldurchmessern. Aus diesem Grund ergibt sich für die 50%-Zerstörwahrscheinlichkeit bei größeren Strahlen eine kleinere Energiedichte als im Fall eines kleinen Strahls. Wohingegen das erste Auftreten einer Zerstörung bei einer ausreichend großen Statistik für beide Strahlgrößen gleich sein sollte [79].

Zur Beschreibung des Zerstörverhaltens in Abhängigkeit des Strahldurchmessers wurde von Foltyn [80] ein auf einer Gaußschen Verteilung basierendes Modell präsentiert. In diesem Modell wird mittels Gleichung 2.10 die Fläche A_{LIDT} des Strahls beschrieben, in welcher die Energie- bzw. Leistungsdichte die Zerstörschwelle überschreitet.

$$A_{LIDT} = \frac{\pi \cdot r^2}{2} \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E_{LIDT}}\right) \quad (2.10)$$

Zur besseren Veranschaulichung von Gleichung 2.10 dient Abbildung 2.9. Der kritische Bereich A_{LIDT} , in welchem die Zerstörschwelle E_{LIDT} überschritten wird, sowie die zur Zerstörung führenden Partikeln, sind rot markiert.

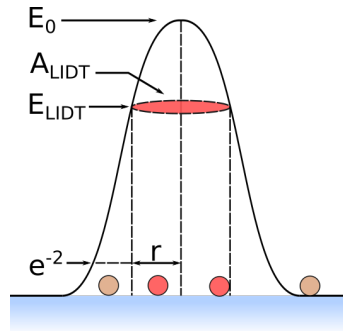


Abbildung 2.9: Partikel auf einer Oberfläche werden von einem beliebig geformten Laserpuls bestrahlt. Die Zerstörungsschwelle der Partikel wird dabei nur in einem gewissen Bereich A_{LIDT} überschritten, sodass nur die rot markierten Partikel eine Zerstörung initialisieren. Abbildung nach [65].

Bei gegebener Defektdichte d lässt sich die Zerstörungswahrscheinlichkeit P nach Gleichung 2.11 bzw. durch Einsetzen in vorherige Gleichung mittels Gleichung 2.12 berechnen [80].

$$P = 1 - \exp(-d \cdot A_{LIDT}) \quad (2.11)$$

$$P(E_d) = 1 - \left(\frac{E_{LIDT}}{E_0} \right)^{\frac{\pi \cdot r^2 \cdot d}{2}} \quad (2.12)$$

Darüber hinaus kann beim Vorhandensein zweier Defekttypen ein vergleichsweise stufenförmiger Anstieg [78] beobachtet werden. In diesem Fall lässt sich den beiden Defektklassen jeweils sowohl eine Defektdichte als auch eine Zerstörungsschwelle [78] zuordnen.

Des Weiteren wird in den obigen Gleichungen angenommen, dass alle betrachteten Defekte dieselbe Zerstörungsschwelle E_{LIDT} haben. Wie zu Beginn dieses Abschnittes beschrieben hängt jedoch die Zerstörungsschwelle eines Defekts von vielen Parametern ab, sodass die Zerstörungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie- bzw. Leistungsdichte nicht dem idealen Verhalten entspricht. Aus diesem Grund ist die Beschreibung eines Defektensembles mittels einer geeigneten Zerstörungsschwellenverteilung, wie beispielsweise unter Anwendung des sogenannten „Power laws“ von Porteus und Seitel [79] und O’Connell [81], ein realistischer und vielversprechender Ansatz.

2.4.3 Laser-induzierte Zerstörungen in Polymeren

Ursachen der Laser-induzierten Zerstörung

Hinsichtlich der Laser-induzierten Zerstörung von Polymeren wurden bereits seit mehreren Jahrzehnten detaillierte Studien mit gepulster Strahlung mit Wellenlängen von 532 nm bis 1064 nm durchgeführt. Darunter wurden beispielsweise der Einfluss der Monomerreinheit und dem Grad der Polymerisation [82], der eingestrahlten Wellenlänge [83], der Repetitionsrate des Lasersystems [83, 84, 85] und des Strahldurchmessers [83] sowie der thermischen Eigenschaften bzw. der Glasübergangstemperatur des Materials [86] untersucht. Die entsprechenden Ergebnisse dieser Studien sind ausführlich in den entsprechenden Quellen erläutert und zusammengefasst [27, 83]. Im Rahmen dieser Arbeit werden im Folgenden die relevanten Zerstörursachen und -mechanismen des Polymergrundmaterials geschildert, um die Diskussionsbasis zu der Laser-induzierten Zerstörung von POFs zu geben. Ein grundlegendes Verständnis zur allgemeinen Alterung von Polymeren wurde bereits in Abschnitt 2.1.2 im Detail gegeben, wobei insbesondere die photochemische Alterung für die LIDT von Interesse ist.

Die photochemische Reaktion lässt sich in die Prozesse der Absorption, dem hauptsächlich photochemischen Prozess und der Reaktion der Produkte, wie z. B. Radikalen, Ionen und Elektronen, unterteilen [27]. Als Ursache der Photodegradation aufgrund von elektronischen Energieübergängen können laut Rabek [27] verschiedene Prozesse ausfindig gemacht werden. Darunter kann beispielsweise die Energieübertragung auf eine photoreaktive Gruppe im Makromolekül aufgrund der Absorption einer Verunreinigung stattfinden [27]. Aus diesem Grund finden sich in der Literatur zahlreiche Studien bezüglich der Abhängigkeit der Polymer-LIDT vom Reinigungsgrad des Monomers [83, 87, 88].

Die Filterung des Monomers mittels verschiedener Porengrößen von 16 μm bis hin zu 0.22 μm konnte nach Manenkov *et al.* [88] die LIDT um einen Faktor von 3.5 verbessern. Die aus der Literatur entnommenen Werte wurden in Abbildung 2.10 veranschaulicht und deuten, wie von Manenkov *et al.* beschrieben, darauf hin, dass Verunreinigungen kleiner als 0.22 μm als Zerstörungsursache zu vermuten sind.

Einerseits wird diese Schlussfolgerung gezogen, weil bei kleinster Porengröße keine Sättigung zu erkennen ist, andererseits zeigen wellenlängenabhängige Zerstörwellenmessungen und Theorien basierend auf absorbierenden Partikeln, welche kleiner als die Wellenlänge sind, dass die Zerstörung auf nicht resonante Defekte zurückzuführen ist. Aus diesem Grund initialisieren nach Manenkov *et al.* [88] sogar absorbierende Defekte mit einem Durchmesser kleiner als 0.1 μm den Zerstörprozess.

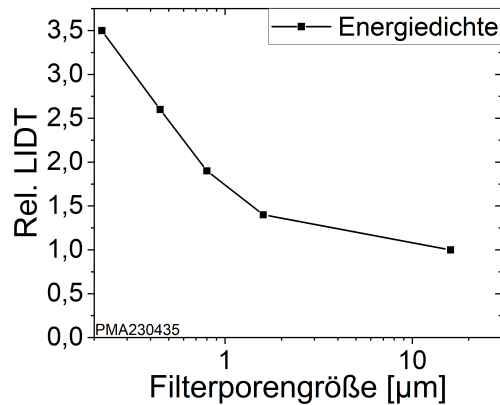


Abbildung 2.10: LIDT in Abhängigkeit der für die Reinigung des Monomers verwendeten Porengröße des genutzten Filtersystems. Datenpunkte aus [88] entnommen.

LIDT Untersuchungen hinsichtlich der 50 %-Zerstörwahrscheinlichkeit mit variierendem Strahldurchmesser ergaben eine ähnliche Schlussfolgerung [83].

Neben Unreinheiten aus der Umgebung und dem Monomer werden als Ursache bzw. Katalysator der Zerstörung auch Defekte in der Mikrostruktur des Polymers in Erwägung gezogen. Diese Vermutung basiert auf eine Reduzierung der LIDT um einen Faktor von 4, als die Polymerisation von gereinigtem MMA zu 90 % abgeschlossen war, und der Aussage, dass sich in der letzten Phase der Polymerisation Defekte in der Mikrostruktur bilden [83].

Darüber hinaus konnte im Rahmen von Multipulsbestrahlungen eine signifikante Abhängigkeit der LIDT von der Pulsrepetitionsrate nachgewiesen werden. Erste Untersuchungen von O’Connell *et al.* [84] wiesen darauf hin, dass die Zerstörung bei einer Repetitionsrate von 5 Hz bei weniger Pulsen eintritt als bei 1 Hz Wiederholrate. Aus diesem Grund vermuteten O’Connell *et al.* einen Relaxationsprozess des Materials zwischen den Pulsen. Detaillierte Untersuchungen [83, 85] hinsichtlich der Wiederholrate haben bei einer Repetitionsrate von 1 Hz mit fester Energiedichte nach 1000 Pulsen keine Zerstörung ergeben, jedoch traten Laser-induzierte Zerstörungen im Durchschnitt nach 35 Pulsen bei einer Repetitionsrate von 10 Hz auf. Eine thermische akkumulierende Ursache wäre, wie in Abschnitt 2.4.1 diskutiert, im Fall von Pulsen im Nanosekundenregime möglich, da PMMA im Vergleich zu den üblichen optischen Gläsern aufgrund seiner geringen Wärmeleitfähigkeit von ca. $0.19 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ thermisch sehr träge ist. Hingegen ist im Fall von Quarzglas, aufgrund der höheren Wärmeleitfähigkeit von $1.38 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, eine thermische Akkumulation bei diesen geringen Wiederholraten nicht zu beobachten. Aldoshin *et al.* [89] studierten den induzierten thermischen Stress, der bei der Bestrahlung mit-

2 Theoretische Grundlagen

tels Nanosekundenpulsen entsteht, und kamen zu dem Entschluss, dass das Aufheizen eines absorbierenden Defekts bereits bei Temperaturenanstiegen von 100 °C die Bruchspannung des Materials übersteigen kann und das Material schädigt. Die Annahme einer akkumulierten Zerstörung, basierend auf thermischen Prozessen, wird von zahlreichen Studien hinsichtlich der thermoelastischen Eigenschaften der Polymere untermauert. Eine Erhöhung der LIDT konnte erreicht werden, indem entweder ein Copolymer hergestellt wurde, um die Glasübergangstemperatur zu senken, oder das Material erwärmt wurde, sodass die Differenz zur Glasübergangstemperatur [86] gesunken ist. Darüber hinaus lässt sich die Zerstörung des Materials im Volumen und nicht an der Oberfläche auf unterschiedliche thermoelastischen Eigenschaften des Polymers zurückführen [89].

Insgesamt ist die Laser-induzierte Zerstörung in Polymeren bei gepulster Strahlung im Nanosekundenbereich von der Schädigung im Volumen bestimmt und wird von Defekten, welche zufällig im bestrahlten Bereich vorliegen, induziert. Die Defekte können sowohl absorbierende Unreinheiten mit Größen von einigen Mikrometern und kleiner als auch mikrostrukturelle Defekte sein. Darüber hinaus wurde das in Abschnitt 2.4.2 erwähnte Power-law zur Beschreibung von Defektensembles von O'Connell [81] auf das Zerstörverhalten von PMMA angewendet und aus den Resultaten darauf geschlossen, dass extrinsische absorbierende Fehlstellen die Zerstörursache sind. Des Weiteren ist der Zerstörungsprozess wahrscheinlich überwiegend thermisch bedingt, weshalb eine Reduzierung der Pulswiederholrate und eine Anwendung des Polymers nahe der Glasübergangstemperatur die LIDT erhöht.

Morphologie der Laser-induzierten Zerstörung

Die in der Literatur beobachtete Morphologie der Laser-induzierten Zerstörung in Polymeren lässt sich in zwei Arten und Ursachen unterteilen. Zum einen können opake elliptische Bereiche entstehen, welche auf Einzelpuls-Bestrahlung und Defektgrößen unter 0.1 μm zurückzuführen sind. Zum anderen führt eine Multipulsbestrahlung eines beliebig großen Partikels oder die Einzelpulsbestrahlung bei Defekten größer 0.1 μm zur Rissbildung, sodass sich sternförmige Gebilde formen. Bei der Einzelpulszerstörung kleiner Partikel ($<0.1 \mu\text{m}$) wird eine hohe Energiedichte benötigt, sodass die Partikel eine hohe Temperatur erreichen und explodieren. Bei der Entstehung von sternförmigen Gebilden werden hingegen kleinere Energiedichten und Temperaturen benötigt, um eine Zerstörung zu erzeugen. Bei diesem Prozess wird ein hoher thermischer Stress zwischen dem Defekt und dem umgebenden Material induziert, welcher beim Überschreiten der Bruchspannung zur Rissbildung führt [83, 88]. Bezug nehmend auf eine aktuellere Studie wurde in einer Veröffentlichung

von Fu *et al.* [90] Polymer mit Metallverunreinigungen mit einem Nd:YAG Laser bei einer Wellenlänge von 1064 nm und 1 Hz Repetitionsrate bestrahlt. Die von Fu *et al.* veröffentlichten Mikroskopaufnahmen zeigen diverse Morphologien, die auf unterschiedliche Partikelgrößen und Energiedichten zurückzuführen sind. Für eine Veranschaulichung der Zerstörmorphologien sei an dieser Stelle auf die Arbeit von Fu *et al.*, sowie auf die Mikroskopaufnahmen des experimentellen Teils dieser Arbeit (s. Abschnitt 4.2.2 und 4.7.1) verwiesen.

2.4.4 Laser-induzierte Zerstörung in POFs

Die Untersuchungen hinsichtlich der Laser-induzierten Zerstörung im Grundmaterial, insbesondere von PMMA, werden seit vielen Jahrzehnten ausführlich durchgeführt. Dies ist in Abschnitt 2.4.3 detailliert beschrieben. In Bezug auf polymere optische Fasern existieren jedoch deutlich weniger Veröffentlichungen. Beispielsweise wird die LIDT von POFs im Bereich der Femtosekundenpulse in fast allen Studien nur indirekt untersucht. In diesem Pulsregime wird gezielt eine Materialänderung hinsichtlich eines Brechwertunterschieds angestrebt, um z. B. Faser-Bragg-Gitter [91] oder Temperatursensoren [92] in Fasern zu erzeugen bzw. direkt Wellenleiter in PMMA zu schreiben [24, 25].

Eine Studie mit direktem Bezug auf die Degradation von POFs aufgrund von eingekoppelter gepulster Laserstrahlung wurde von Wandschneider *et al.* [93] durchgeführt. Diese bezieht sich jedoch auf Strahlung im UV-Bereich mit Wellenlängen von 337 nm und 355 nm, Pulsdauern von ≤ 0.5 ns und ≤ 1.85 ns, sowie Repetitionsraten von ≤ 20 Hz und ≤ 200 Hz. Es wird keine detaillierte Untersuchung der Zerstörschwelle in dieser Literaturstelle vorgenommen, jedoch werden das generelle Degradationsverhalten sowie die Zerstörmorphologie ausführlich diskutiert.

Wandschneider *et al.* [93] haben im Rahmen ihrer Studie sowohl bei 337 nm als auch bei 355 nm eine makroskopische Zerstörung an der Eintrittsfläche der Faser bei Leistungsdichten über 6 MW cm^{-2} bzw. 4 MW cm^{-2} beobachtet. Außerdem wurde bei der Bestrahlung mittels 355 nm bereits eine Photodegradation bei einer Leistungsdichte von 0.6 MW cm^{-2} nachgewiesen. Insbesondere bzgl. einer Bestrahlung einer einzelnen Faser mit über 150.000 Pulsen wiesen Wandschneider *et al.* darauf hin, dass die Faserendfacette unbeschädigt blieb. Darüber hinaus sind die abgebildeten Zerstörungen vergleichbar mit der Form des Strahlprofils des Lasersystems. Dies deutet auf eine intrinsische Zerstörung aufgrund der im Vergleich zur vorherigen Literatur kurzen Wellenlänge hin. Demnach basiert der Zerstörmechanismus vermutlich nicht auf zufällig verteilten Defekten, wie zuvor in Abschnitt 2.4.3 beschrie-

2 Theoretische Grundlagen

ben. Aus diesem Grund ist eine Untersuchung des Zerstörverhaltens bei ähnlichen Wellenlängen, wie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, von Interesse. Des Weiteren wurde von Wandschneider *et al.* das Degradationsverhalten in Abhängigkeit der Zeit dargestellt, welches eine nahezu kontinuierliche Zunahme mit einer ange deuteten Sättigung der Faserdämpfung aufwies.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Datenlagen in Bezug auf die Zerstörschwelle und das Degradationsverhalten von polymeren optischen Fasern, im Vergleich zu Glasfasern, durch die Einkopplung gepulster Strahlung im Nanosekundenbereich sehr gering ist. Außerdem zeigten Wandschneider *et al.* eine schleichende Degradation auf, welche bereits bei unbeschädigten Faserfacetten nachgewiesen werden konnte. Wie zuvor mehrfach erwähnt, ist anzumerken, dass die Bestrahlungstests von Wandschneider *et al.* mittels UV-Strahlung durchgeführt wurden. Die Absorption von PMMA ist im UV-Bereich jedoch deutlich höher im Vergleich zum sichtbaren Bereich. Aus den zuvor genannten Gründen und um eine Grundlage für die Zerstörung in POFs im sichtbaren Spektralbereich zu schaffen, ist eine detaillierte Studie der Zerstörschwelle von POFs von hohem Interesse. Darüber hinaus ist die Ausarbeitung einer reproduzierbaren und verlässlichen Messroutine von hoher Wichtigkeit, damit zukünftige wissenschaftliche Studien untereinander verglichen werden können.

2.4.5 LIDT Norm DIN EN ISO 21254 - Stand der Technik

Grundsätzlich ist es von Vorteil, wenn die Charakterisierung von Materialeigenschaften anhand einer ausgearbeiteten Norm geschieht. Einerseits garantiert eine Norm einen leichteren Austausch von Messergebnissen zwischen zwei Parteien und ermöglicht einen schnellen Vergleich der Ergebnisse. Andererseits gewährleistet das Vorgehen nach einem Standard eine verlässliche Eigenschaftsbestimmung auf Basis einer bereits detailliert ausgearbeiteten Messroutine. Neben der Materialcharakterisierung liegt der Fokus dieser Arbeit insbesondere auf der Konzipierung geeigneter Messroutinen und Diskussion auftretender Problemstellungen für vom Standard abweichende Messproben. Dies ist der Fall bei besonderen Geometrien und Zerstörverhalten von POFs und von optischen Spiegeln unter Dauerstrichbestrahlung, für welche fundamentale Näherungen nicht grundsätzlich angewendet werden können. Als Grundlage für die folgende Diskussion wird sich auf die DIN EN ISO 21254-1:2011-10 [6], 21254-2:2011-10 [94] und 21254-4:2011-9 [26] bezogen.

Zunächst werden in diesem Abschnitt die Grundlagen der ISO Norm hinsichtlich der für den jeweiligen Fall angewendeten Einheit der LIDT, der unterschiedlichen Messroutinen und der Zerstörungsdetektion beschrieben. Abschließend werden die

Herausforderungen, welche mit den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materialien und Geometrien einhergehen, beschrieben.

Einheiten der LIDT

Die exakte Messung und Berechnung des Strahldurchmessers bzw. der Fläche ist essentiell bei der Bestimmung der LIDT. Des Weiteren hängt die Wahl der zu nutzenden Einheit sowohl von der Pulsdauer als auch vom Material ab. Im Nanosekunden- bis Femtosekundenbereich wird die Zerstörung überwiegend durch kritische Elektrodichten bestimmt, weshalb die Einheit der Zerstörschwelle in Joule pro Quadratzentimeter (J cm^{-2}) angegeben werden sollte. Darüber hinaus wird selbige Einheit im Falle von halbtransparenten und absorbierenden Materialien und Beschichtungen verwendet, wenn kurze Pulse im Vergleich zur thermischen Diffusionszeit verwendet werden. Jedoch wird bei solchen Materialien die Spitzenleistung betrachtet, falls längere Pulse genutzt werden. Die lineare Leistungsdichte mit der Einheit Watt pro Zentimeter (W cm^{-1}) wird hingegen bei einer thermischen Zerstörung wie bspw. während Dauerstrich- und Langpulsbestrahlung genutzt. Die DIN EN ISO 21254-1 [6] schlägt für entsprechende Anwendungen geeignete Einheiten zwar vor, aber weist explizit darauf hin, dass die Skalierung der Leistungsdichte problematisch sein kann. Diesbezüglich wird als Beispiel die Bestrahlung eines Berylliumspiegels erwähnt, welche bei gegebenem Strahldurchmesser eine Leistung von 56 W als sicher einschätzt. Eine Skalierung auf größere Strahldurchmesser würde jedoch für die Flächenleistungsdichte im Vergleich zur linearen Leistungsdichte einen um den Faktor 15 größeren Wert ergeben und den Spiegel schmelzen. Insbesondere ist im Dauerstrichbereich die Skalierung der Leistungsdichte in den letzten Jahren von größerem Interesse geworden. Aus diesem Grund sind die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen theoretischen und experimentellen Resultate hinsichtlich der Strahldurchmesserabhängigkeit in Abschnitt 2.6.3 und Abschnitt 5.2 präsentiert.

Messprozeduren zur Bestimmung der LIDT

Es existieren mehrere etablierte Messroutinen zur Bestimmung der LIDT [94] einer Probe. Zur Vereinfachung wird im Folgenden nur die Energiedichte und nicht die Leistungsdichte erwähnt.

Die erste hier genannte Methode ist der 1-on-1 Test. Dabei wird jede Position auf einer Probe mit einem Puls bei festgelegter Energie- bzw. Leistungsdichte bestrahlt. Für jede Position wird online und anschließend offline entweder eine Zerstörung oder keine Materialänderung detektiert. Abschließend lässt sich aus den Daten die Zer-

2 Theoretische Grundlagen

störwahrscheinlichkeit für die jeweiligen Energiedichten darstellen. Die sogenannten S-on-1 Messroutine ist sehr ähnlich zur 1-on-1 Messung, jedoch wird die Probe hierbei mit einer maximalen Anzahl von S-Pulsen bestrahlt. Im Vergleich zur 1-on-1 Messung ist zusätzlich eine Bestimmung der zur Zerstörung führenden Pulsanzahl erforderlich. Anhand der Pulsanzahl bis zum Auftreten der Zerstörungen und den jeweiligen Energiedichten kann die charakteristische Zerstörkurve ermittelt werden. Die charakteristische Zerstörkurve stellt die Energiedichte in Abhängigkeit der Pulsanzahl bei beobachteter Zerstörung dar. Außerdem lässt mittels Extrapolation aus den Daten das Verhalten für Langzeitbestrahlung bei deutlich höherer Pulsanzahl ermitteln.

Der sogenannte Rampentest (R-on-1) wird angewendet, um die Änderung der LIDT aufgrund eines Konditionierungseffekts durch die Laserstrahlung zu untersuchen. Eine Position auf der Probenoberfläche wird bei dieser Messroutine zunächst mit einer geringen Anfangsenergiedichte bestrahlt. Nach einer festgelegten Anzahl von Pulsen wird die Energiedichte erhöht. Dies wird solange wiederholt, bis eine Zerstörung induziert wird. Anschließend werden weitere Positionen auf der Optik mit den gleichen Parametern bis zur Zerstörung bestrahlt. Zur Veranschaulichung ist der Unterschied zwischen der R-on-1 und S-on-1-Messroutine für die Bestrahlung einer einzelnen Position sowie eine Zeichnung einer Optik mit mehreren Bestrahlungspositionen in Abbildung 2.11 dargestellt. Hierbei ist es wichtig, mögliche Degradations- und Konditionierungseffekte zu berücksichtigen. Diese können die LIDT durch eine allmähliche Erhöhung der Energiedichte verbessern bzw. verschlechtern, sodass eine von der S-on-1-Routine abweichende LIDT ermittelt wird.

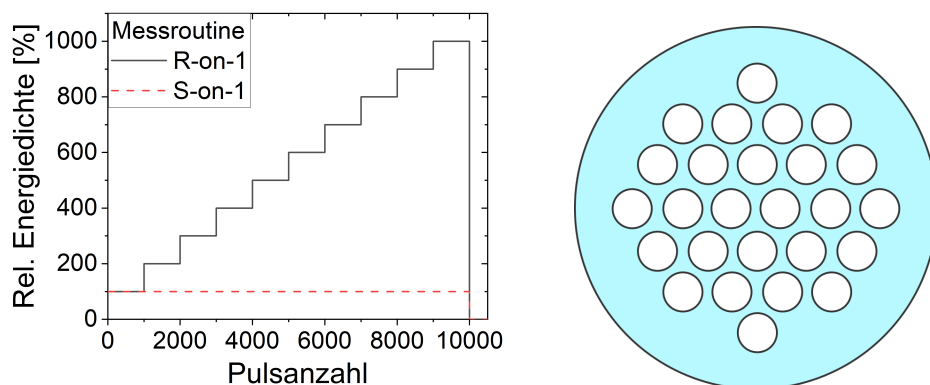


Abbildung 2.11: Veranschaulichung der R-on-1- und S-on-1-Messroutine für die Bestrahlung einer einzelnen Position (links). Eine Bestrahlungsmatrix auf einer Optik mit runder Oberfläche, welche die mögliche Anordnung der zu bestrahlenden Positionen darstellt (rechts).

Die abgebildete Bestrahlungsmatrix zeigt eine relativ geringe Anzahl von Positionen

auf einer Optik. Üblicherweise ist es erstrebenswert, die Statistik zu maximieren und eine möglichst große Anzahl von Positionen auf einer Optik zu bestrahlen. Limitiert wird die Anzahl der Positionen durch die Probengröße und den Mindestabstand zwischen den Positionen, welcher nach der DIN EN ISO 21254-1 [6] größer als der dreifache Strahldurchmesser sein sollte. In Abhängigkeit der Optik- und Strahlgröße können bei einer Komponente mit 25 mm Durchmesser beispielsweise teils 100 bis 200 Positionen beaufschlagt werden.

Die statistische Sicherheit einer LIDT-Messung ist stark von der Anzahl der Messpositionen abhängig. Eine Alternative zu den obigen Messmethoden ist der Raster-Scan [65], welcher im Rahmen dieser Arbeit zwar keine Anwendung findet, aber zur Vollständigkeit und zum Vergleich erwähnt werden sollte. Bei diesem Vorgehen wird die zu untersuchende Optik während der Bestrahlung bewegt, sodass der Laserstrahl die Probe mit einer festen Energiedichte in einem Zickzack-Muster scannt. Durch diesen Prozess wird im Vergleich zu den drei vorherigen Messroutinen eine deutlich größere Fläche untersucht.

Detektion der Zerstörung

Die Erkennung einer Zerstörung lässt sich während der Messung (online) und nach der Messung (offline) mittels verschiedener Techniken durchführen. Die Differential-Interferenz-Kontrast-Mikroskopie (DIC) ist nach DIN EN ISO 21254-4 [26] die bevorzugte Methode, um eine permanente Laser-induzierte Materialveränderung nachzuweisen, und kann im Anschluss an die Zerstörschwellenmessung erfolgen. Jedoch wird die DIC-Mikroskopie wegen der vergleichsweise komplexen Umsetzung und Anordnung der benötigten Komponenten selten als Online-Überwachung genutzt. Im Gegensatz dazu ist die Beobachtung des Streusignals der Probe eine häufig angewandte Online-Monitorierung des Probenzustands und ist leicht zu realisieren. Bei dieser Methode wird das Spannungssignal einer auf die Probe gerichteten Photodiode überwacht. Beim Auftreten einer Laser-induzierten Zerstörung wird ein erhöhtes Streusignal gemessen, sodass bei Mehrpulsbestrahlungstests in den meisten Fällen eine pulsgenaue Blockierung bzw. Abschaltung des Laserstrahls umgesetzt werden kann. Limitiert ist diese Detektionsmethode durch das gemessene Hintergrundsignal, welches durch geeignete Filter und unter Umständen durch die Nutzung und Monitorierung eines HeNe-Lasers optimiert werden kann. Eine zusätzliche für die Monitorierung implementierte Strahlquelle hat darüber hinaus den Vorteil, die Detektion unabhängig von der eingestellten Leistung des Messstrahls zu ermöglichen.

Problemstellung bei abweichenden optischen Komponenten

Im Rahmen dieser Arbeit wird die LIDT von zwei, vom Standard abweichenden, optischen Komponenten untersucht. Zum einen wird die LIDT von optischen Hochleistungslaserkomponenten hinsichtlich der cw-Bestrahlung und zum anderen die Energieverträglichkeit von POFs im Nanosekunden-gepulsten Bereich studiert. In der DIN EN ISO 21254 wird zwar die LIDT hinsichtlich einer Dauerstrichbestrahlung definiert, jedoch wird deutlich, dass die Norm größtenteils auf Beobachtungen aus gepulsten Bestrahlungstests beruht. Lediglich auf die Problematik der Strahldurchmesserskalierung im Dauerstrichbetrieb wird, wie bereits zuvor beschrieben, explizit eingegangen. Des Weiteren sind heutzutage Modelle zur Skalierung des Strahldurchmessers und die Temperaturbestimmung auf Basis von Gleichung 2.4 nicht anwendbar, da die Gleichungen auf der Näherung eines unendlich ausgedehnten Materials und einem kleinen Strahldurchmesser basieren. Insbesondere, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, sind Scannerspiegel für ihre Anwendung möglichst dünn. Die Elemente haben Dicken von nur 1 bis 2 mm mit zusätzlichem Stützmaterial und bestehen aus SiC, welches mit einer Wärmeleitfähigkeit von $150 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [95] einen im Vergleich zu Quarzglas ($1.38 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [48]) hohen Wert aufweist. Darüber hinaus werden die Scannerspiegel meist großflächig bestrahlt, um die Wärme bereits beim Eintrag bestmöglich zu verteilen. Des Weiteren hat sich beispielsweise bei der SPIE Laser Damage Competition [96] gezeigt, dass optische Komponenten zum jetzigen Zeitpunkt teilweise sehr hohe Leistungsdichten standhalten und die Anforderungen an die Ausgangsleistung der Lasersysteme enorm sind, um eine Zerstörung zu erzeugen. In der Literatur wird ersichtlich, dass die cw-Zerstörungen relativ große Morphologien aufweisen [97, 98]. Dies deutet darauf hin, dass die in der DIN EN ISO 21254 vorgeschlagenen LIDT-Messroutinen nur begrenzt auf cw-Bestrahlungen angewendet werden können und Angaben wie beispielsweise der Mindestabstand zwischen Positionen hinsichtlich der Bestrahlungsart angepasst werden sollten.

Bezüglich der Schädigung von Lichtwellenleitern existiert für Glasfasern die DIN 58146 [99]. Jedoch weisen POFs bzw. im Allgemeinen Polymere, wie bereits in den Abschnitten 2.4.3 und 2.4.4 erläutert, ein im Vergleich zu Glas deutlich unterschiedliches Zerstörverhalten auf. Insbesondere die Zerstörung im Volumen von Polymeren an Störstellen hat bei einer optischen Faser aufgrund der komplexeren Intensitätsverteilung Einfluss auf die Bestimmung der LIDT. Im Gegensatz zu POFs sind bei Glasfasern Materialveränderungen an den Faserfacetten [100, 101] oder im Volumen aufgrund von Selbstfokussierung [102] zu beobachten.

Zusammenfassend ist eine Untersuchung der Zerstörschwelle und die Ausarbeitung einer geeigneten Messroutine bezüglich Hochleistungslaser-Optiken und POFs von

hohem Interesse. Es ist ersichtlich, dass die Messroutinen der DIN EN ISO 21254 und thermische Modelle nur begrenzt auf moderne optische Elemente angewendet werden können. Darüber hinaus ist der Wissensstand zur LIDT von POFs gering und die DIN 58146 explizit auf die Solarisation von Glasfasern ausgelegt.

2.5 Simulation der Intensitätsverteilung in Fasern

Bei der Untersuchung von Laser-induzierten Zerstörungen ist die Energie- bzw. Leistungsdichte eine wichtige Kenngröße. Bezüglich der Bestrahlung von Polymeren wurde in Abschnitt 2.4 und insbesondere in Abschnitt 2.4.3 bereits erwähnt, dass die induzierten Zerstörungen bei gepulster Laserstrahlung im Nanosekundenbereich bei Wellenlängen von 532 nm bis 1064 nm überwiegend im Volumen und nicht an der Oberfläche des Materials auftreten. Aus diesem Grund ist eine Abschätzung der Intensitätsverteilung während der Propagation des Pulses im Faserkern von hohem Interesse.

Die Raytracing Software OpticStudio [103] kann zur Simulation von Strahlen in optischen Systemen genutzt werden. Speziell die Strahlpropagation von Laserstrahlen in faseroptischen Systemen lässt sich mittels der Software simulieren. Im Rahmen dieser Berechnungen wurden weder nichtlineare Effekte wie bspw. die Selbstfokussierung aufgrund des Kerr-Effekts noch thermische bzw. kumulierende Effekte hinsichtlich einer Dosis-induzierten Zerstörung in der Faser berücksichtigt. Basierend auf dem in der Literatur beschriebenen Zerstörverhalten von Polymeren (s. Abschnitt 2.4.3) wird hier als Zerstörursache ausschließlich das Erreichen einer kritischen Energiedichte angenommen. Aus diesem Grund wurde OpticStudio genutzt, um die Intensitätsverteilung eines Gaußschen Strahls innerhalb einer idealen Faser mit einer Länge von bis zu 600 mm zu untersuchen. Eine schematische Zeichnung der Objekte in der Simulation ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

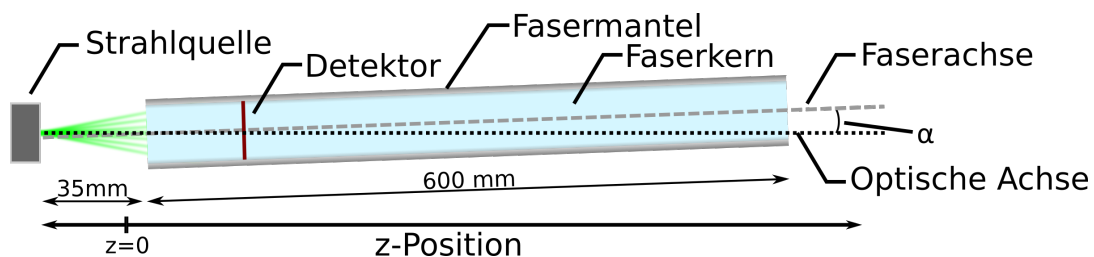


Abbildung 2.12: Schematische Anordnung der Komponenten in OpticStudio zur Simulation der Intensitätsverteilung. Die Strahlquelle erzeugt einzelne Strahlen mit einer Gaußverteilung, ein Detektor bestimmt die lokale Intensitätsverteilung und α beschreibt den Winkel zwischen optischer Achse und der Faserlängsachse.

2 Theoretische Grundlagen

Der Fokus wurde vor allem auf die im experimentellen Teil der Arbeit verwendeten Faserlänge von 200 mm gelegt. Daher wurde in den ersten 200 mm der Faser, etwa alle 10 mm, die Intensitätsverteilung berechnet und zusätzlich exemplarisch nach einer Propagationslänge in der Faser von 400 mm und 599 mm. Die simulierte Intensitätsverteilung wird anschließend in Abschnitt 4.7.1 mit der axialen und radialen Defektverteilung verglichen, um einen Zusammenhang zwischen Intensität und Zerstörung herzustellen. Des Weiteren sind die zugehörigen Simulationsparameter in Tabelle 2.4 aufgelistet.

Quelle - Gauß			
z-Position	Anzahl Strahlen	Strahldurchmesser	
-30 mm	100 000	0.1 mm	

Volumen - Zylinder (Kern/Mantel)			
z-Position	Brechungsindex	Radius	z-Länge
5 mm	1.49/1.42	0.243/0.25 mm	600 mm

Detektor - Rechteck			
z-Position	x-Kantenlänge	y-Kantenlänge	Pixel
0.1 - 600 mm	0.5 mm	0.5 mm	100 · 100

Tabelle 2.4: Die in der Raytracingsimulation verwendeten Simulationsparameter der Strahlquelle, des Faserkerns und -mantels sowie des Detektors zur Berechnung der in diesem Abschnitt dargestellten Intensitätsverteilungen.

Analog zum experimentellen Aufbau wurde der Laserstrahl divergent mit ähnlichem Divergenzwinkel in die Faser eingekoppelt, sodass die Eintrittsfläche möglichst großflächig ausgeleuchtet wird ohne signifikante Verluste zu erzeugen. Die entsprechende Strahldivergenz wurde in OpticStudio über die in Tabelle 2.4 aufgelisteten Werte und Abstände der Objekte zueinander realisiert. Darüber hinaus wurde der Winkel α der optischen Achse relativ zur Faserlängsachse variiert, um eine nicht optimale Einkopplung analog zum experimentellen Aufbau zu untersuchen. Der Winkel wurde zwischen den Werten 0.5° , 1° und 3° variiert. Zur Untersuchung der Intensitätsverteilung innerhalb der Faser wurden in den Simulationen Detektoren implementiert, um die Intensität an unterschiedlichen Positionen im Faserquerschnitt darzustellen und die entsprechenden Grauwerte der Distribution zu exportieren. Exemplarisch sind in Abbildung 2.13 die Simulationsbilder der Querschnitte für einen Winkel von 1° abgebildet. Dabei ist zu beachten, dass die Grauwerte jeweils auf das jeweilige

2.5 Simulation der Intensitätsverteilung in Fasern

Maximum normiert sind. Im Anhang (Abbildung A.1) sind die Intensitätsverteilungen für 0.5° und 3° dargestellt. Dennoch ist bereits an diesen Querschnitten zu erkennen, dass die Intensität nach 200 mm Propagation in der Faser im Vergleich zu den ersten 100 mm sichtbar homogener verteilt ist.

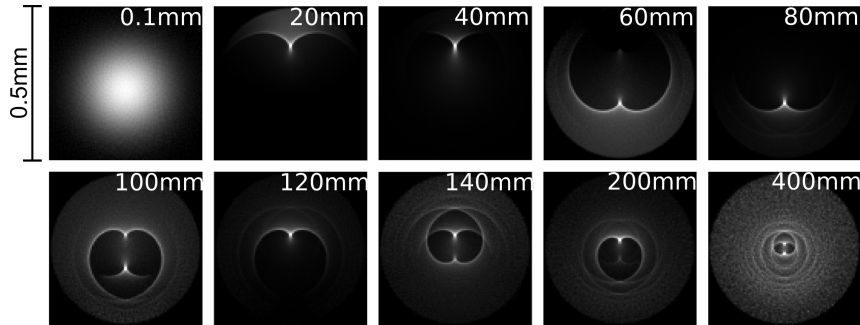


Abbildung 2.13: Die mittels Raytracing simulierte Intensitätsverteilung im Faserquerschnitt innerhalb einer Faser mit einem Winkel von 1° zur optischen Achse. Die Querschnitte sind an den jeweiligen notierten Propagationslängen innerhalb der Faser bestimmt, und die Grauwerte sind zur besseren Veranschaulichung auf den jeweiligen maximalen Wert eines Bildes normiert.

Zur quantitativen Auswertung der Simulationsergebnisse wurde zum einen der maximale Pixelgrauwert und zum anderen der Median der Pixelgrauwerte an den jeweiligen Positionen ausgewertet. Der maximale Pixelgrauwert stellt dabei das Ausmaß des Intensitätsmaximums dar, welches im Faserquerschnitt auftritt, wohingegen der Median der Pixelgrauwerte als Maß für die Homogenität der Intensitätsverteilung im jeweiligen Querschnitt genutzt werden kann. Die berechneten Werte entlang der Faser sind in Abbildung 2.14 dargestellt. Unabhängig vom Winkel oszillieren Maximum und Median aufgrund der Totalreflexion während der Propagation in der optischen Faser. Unter einem Winkel von 3° nimmt das Intensitätsmaximum innerhalb der 200 mm langen Propagation etwa um einen Faktor 15 ab und betrachtet auf den Wert bei 599 mm sogar um einen Faktor 20. Darüber hinaus steigt der Median bereits innerhalb der ersten 50–100 mm auf ca. 85–97 % des Wertes bei 200 mm an. Zwischen 200 mm und 599 mm liegt die Erhöhung unter 1%. An diesen beiden Verhalten ist verdeutlicht, dass sich die Intensität bereits innerhalb der ersten 50–100 mm der Faser deutlich homogener im Faserquerschnitt verteilt.

Zusätzlich wurde die Standardabweichung (s. Abbildung 2.15) als zweites Maß für die Homogenität der Intensitätsverteilung herangezogen. Insgesamt weist auch die Standardabweichung in Abhängigkeit der Propagationslänge ein ähnliches Verhalten wie der maximale Pixelwert auf und deutet aus diesem Grund auch auf eine Homogenisierung der Intensität hin.

Bei kleinerem Winkel ist der Effekt zwar gering, aber es muss berücksichtigt werden,

2 Theoretische Grundlagen

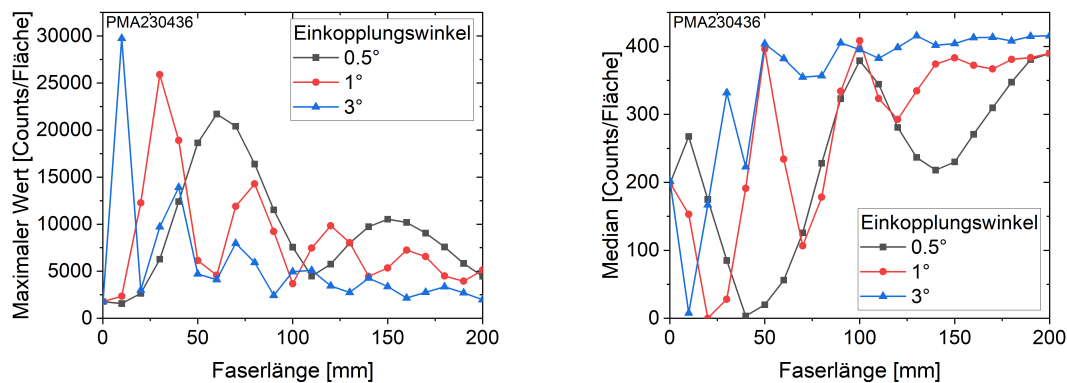


Abbildung 2.14: Maximum und Median der simulierten Intensitätsverteilungen an unterschiedlichen Positionen in der optischen Faser.

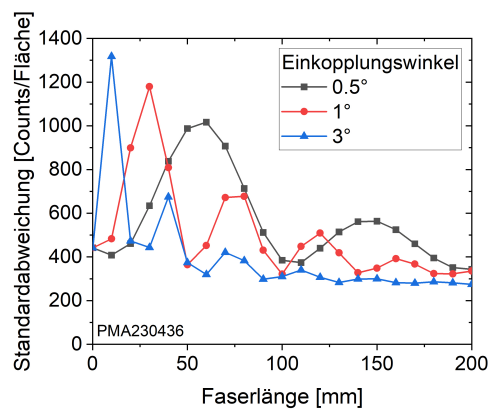


Abbildung 2.15: Standardabweichung der mittels Raytracing simulierten Intensitätswerte im jeweiligen Faserquerschnitt.

dass im Experiment die Faser nicht ideal ist und Streuung an Inhomogenitäten im Faserkern bzw. Unebenheiten der Kern-Mantel-Grenzfläche oder Kerndurchmesservariation zu einer erhöhten Homogenisierung führen würden. Folglich scheint das Verhalten der Simulation mit einem Winkel von 3° als erster Vergleich sinnvoll zu sein, und es kann unter Umständen eine stärkere Durchmischung erwartet werden. Darüber hinaus wurde untersucht, wie stark der Unterschied zwischen einem eindimensionalen Gauß- bzw. Flat-Top-Profil und der Intensitätsverteilung ist. Aufgrund der Totalreflexion und dem Winkel zwischen Faser und optischer Achse verschiebt sich das Intensitätsmaximum, wie in Abbildung 2.13 gezeigt, in der Lage und fluktuiert stark in der Höhe. Aus diesem Grund konnte bereits nach 10 mm kein Gauß-Fit für die Daten ohne enormen Fehler berechnet werden. Des Weiteren war für große Propagationslängen die Abweichung der Daten von einem Flat-Top-Profil zu hoch. Aus diesen Gründen ist die Betrachtung der statistische Größen am geeignetsten,

2.5 Simulation der Intensitätsverteilung in Fasern

um globale und lokale Intensitätsmaxima sowie die Homogenität der Intensitätsverteilung abzuschätzen.

Zur Diskussion der Simulationsergebnisse mit der experimentell bestimmten axialen und radialen Zerstörverteilung in Abschnitt 4.7.1 ist eine Aussage zur Homogenisierung zwar hilfreich, aber eine Aussage zur Verteilung der Laser-induzierten Zerstörungen bei unterschiedlichen Pulsenergien bedarf einer tiefgründigeren Auswertung der Simulationsergebnisse. Aus diesem Grund wurden mehrere beliebige Intensitätsschwellen gewählt. Anschließend wurde für die simulierten Intensitätsverteilungen der Anteil der Pixel relativ zur Gesamtpixelanzahl, welcher den Schwellwert überschreitet, berechnet. Dies wurde zum einen axial für jede Position durchgeführt, und zum anderen wurde in Summe für alle Querschnitte die Pixeldichte in radialer Abhängigkeit bestimmt. Um diese Ergebnisse auf relative eingekoppelte Pulsenergien zu übertragen, wurde ein hoher Schwellwert für eine niedrige relative Pulsenergie (1·E) gewählt und niedrigere Schwellwerte mit entsprechend höheren relativen Pulsenergien gleichgesetzt. Eine um den Faktor 3 höhere Pulsenergie (3·E) wurde aus den Ergebnissen des um den Faktor 3 niedrigeren Schwellwerts berechnet. Mit diesem Vorgehen konnte eine möglichst große Menge an Ergebnissen aus den Simulationen gewonnen werden. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 2.16 dargestellt und geben Auskunft über die zu erwartende axiale und radiale Verteilung der Zerstörungen in einer POF.

Die abgebildeten Kurven entsprechen dem Auftreten von Zerstörungen für unter-

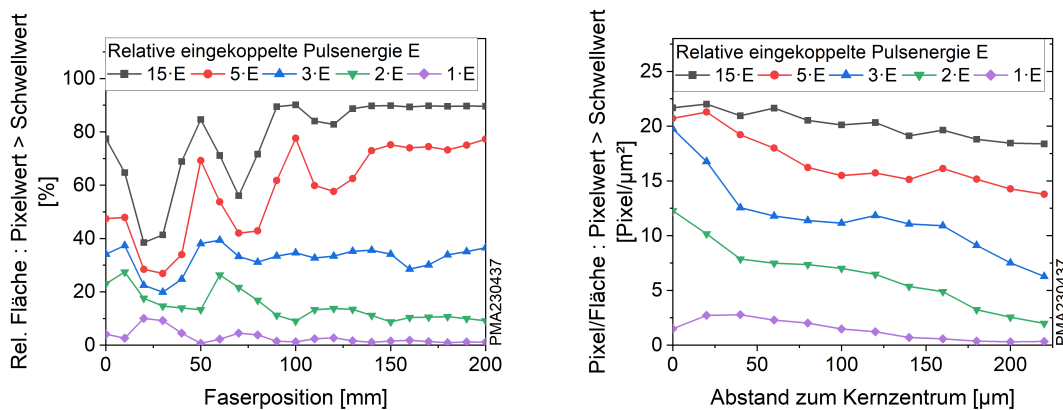


Abbildung 2.16: Axiale (links) und radiale (rechts) Auswertung der Pixelgrauwerte der simulierten Intensitätsverteilungen. Abgebildet ist (links) für den jeweiligen Faserquerschnitt die Anzahl der Pixel, welche einen Schwellwert überschreiten, relativ zur gesamten Fläche und (rechts) die Pixel normiert auf Kreisscheiben mit einer Dicke von $20\ \mu\text{m}$ über alle Querschnitten summiert.

schiedliche Pulsenergien unter der Annahme, dass jeder Pixel zerstört werden kann solange die Energiedichte höher als die LIDT ist. Insgesamt sind analog zur Betrachtung

2 Theoretische Grundlagen

tung der Homogenität Oszillationen zu beobachten, welche auf die Totalreflexion zurückzuführen sind.

Die axiale Verteilung (links) zeigt für niedrige Pulsenergien ($1 \cdot E$) ein globales Maximum bei etwa 25 mm und anschließend lokale Maxima mit im Durchschnitt sinkender Höhe. Größere Energien ($3 \cdot E$) führen hingegen zu einer vergleichsweise konstanten Verteilung und hohe Energien ($5 \cdot E$ und $15 \cdot E$) zu steigenden lokalen Maxima, bis hin zu einer Sättigung nahe des globalen Maximums. Der Grund dieses Verhaltens beruht auf der in Abbildung 2.14 diskutierten Homogenisierung der Intensitätsverteilung entlang der Faser. Im Fall einer geringen Pulsenergie ($1 \cdot E$) führen größtenteils die Intensitätsmaxima zu einer Überschreitung der LIDT. Die Intensitätspeaks (Abbildung 2.14 (links)) oszillieren, aber nehmen mit jeder Periode geringere Werte an. Wohingegen bei großen Pulsenergien ($5 \cdot E$ und $15 \cdot E$) die Abnahme der Intensitätspeaks nicht so relevant ist, da die Pulsenergie dennoch ausreichend hoch ist. Die homogenere Verteilung führt jedoch zu einer größeren Anzahl von Pixeln, bei denen die LIDT überschritten wird, weshalb aus diesem Grund die relative Fläche, in welcher der Schwellwert überschritten wird, steigt. Entsprechend führen mittlere Energien ($3 \cdot E$) zu einem Verhalten zwischen beiden Extrema, weshalb eine relativ konstante Verteilung zu beobachten ist.

Bezüglich der radialen Verteilung (rechts) ist für jede Pulsenergie das Verhalten grundlegend ähnlich. In den ersten $50 \mu\text{m}$ um das Kernzentrum herum werden hier nach am häufigsten Zerstörungen zu beobachten sein, während mit größerem Abstand die Anzahl der Zerstörungen fast kontinuierlich sinkt. Dennoch kann festgehalten werden, dass mit steigender Pulsenergie eine deutlich homogenere Verteilung der Laser-induzierten Zerstörungen zu erwarten ist.

Es lässt sich zusammenfassen, dass die Simulationen, unter der Annahme einer idealen Faser und einem Einkopplungswinkel von 3° , auf unterschiedliche axiale und radiale Zerstörverteilungen in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulsenergien hindeuten. Es ist zu vermuten, dass kleinere Einkopplungswinkel, aufgrund der geringeren Durchmischung der Intensität auf gleicher Strecke, zu einer Streckung der axialen Verteilung führen. Außerdem erzeugen Abweichungen von der idealen Faser, wie im Experiment zu erwarten, vermutlich eine Durchmischung innerhalb kürzerer Propagation, weshalb das axiale Verhalten auf eine kürzere Distanz gestaucht werden würde. Die hier präsentierten Simulationsergebnisse werden in Abschnitt 4.7.1 mit den Verteilungen der im Experiment induzierten Zerstörungen verglichen.

2.6 Simulation der Wärmeübertragung in Hybridspiegeln

Zur Abschätzung des cw-Zerstörverhaltens von Optiken für Hochleistungslaseranwendungen und zum Vergleich mit den erarbeiteten Resultaten hinsichtlich der cw-LIDT wurden Simulationen mittels der in COMSOL Multiphysics® [104] implementierten Finite Element Methode (FEM) durchgeführt. Die Grundlage der Simulation ist das Erreichen einer kritischen Temperatur aufgrund der cw-Bestrahlung. Die Laser-induzierte Zerstörung, basierend auf einer kritischen Temperatur, ist in Abschnitt 2.4 ausführlich erläutert. Die Simulationen wurden mittels des Heat Transfer Moduls von COMSOL Multiphysics® durchgeführt. Das Modul ermöglicht einen gaußförmigen Strahl zu simulieren, welcher die Wärmequelle darstellt.

Zur Vereinfachung und als Annäherung der Simulationen an die im Experiment genutzten Hybridspiegel (s. Abschnitt 2.3.3) wurde die Absorption im Substrat vernachlässigt. Des Weiteren wurden die Schichten des Spiegeldesigns als infinitesimal betrachtet, indem nur das Substrat simuliert wurde. In der Software wurde die beschichtete Substratseite jedoch als opake Fläche definiert. Dies bedeutet, dass die gesamte Eingangsleistung des Gaußstrahls an der Grenzfläche absorbiert wird. Im Rahmen dieser Arbeit ist dies eine geeignete Näherung für die Hybridspiegel, da deren Absorption hauptsächlich auf die Metallschicht zurückzuführen ist und keine signifikante Strahlungsleistung in das Substrat gelangt sowie die Absorption der dielektrischen Schicht zu vernachlässigen ist. Daher ist hier angemerkt, dass im Fall von rein dielektrischen Spiegeln und absorbierenden Substraten die Resultate abweichen können. Unter diesen Bedingungen führt die Absorption vermutlich im gesamten Volumen zu einer homogener verteilten Wärme in Propagationsrichtung, aber einer vergleichbaren Verteilung in den senkrecht dazu aufgespannten Ebenen. Im Folgenden wird auf die im Rahmen der Simulationen genutzten Materialien, deren für die Berechnungen essentiellen Materialeigenschaften, die Substratgeometrie, das Netz und dessen Optimierung für die FEM-Simulationen und die Randbedingungen eingegangen. Die temperaturabhängigen Materialeigenschaften sind den Referenzen in Tabelle 2.3 zu entnehmen, wohingegen die Zuordnung der Randbedingungen zu den einzelnen Flächen und Rändern der simulierten Geometrie im Anhang (Abbildung A.2 und Tabelle A.1) dargestellt ist.

Wenn nicht anders vermerkt, handelt es sich bei der Substratgeometrie um eine Zylinderscheibe mit einer Höhe von 1 mm und einem Durchmesser von 25.4 mm. Das FEM-Netz wurde zu Beginn mit Zellen von Größen zwischen 0.5 mm und 50 µm definiert. Es wurden grundsätzlich stationäre Simulationen zur Berechnung der globalen

2 Theoretische Grundlagen

maximalen Substrattemperatur durchgeführt, mittels derer das Netz schrittweise in Abhängigkeit des Materials sowie der Strahlgröße und des Strahldurchmessers adaptiert wurde bis die Temperaturabweichung nach einem einzelnen Schritt unter 1 % lag. Die Substratgeometrie mit dem anfänglichen Netz und die optimierte Variante nach der ersten Adaption sind in Abbildung 2.17 dargestellt.

Als Strahlquelle wurde ein Gaußstrahl gewählt, welcher, da die Simulationen sich auf Spiegel beziehen, unter einem Winkel von 45° auf das Substrat trifft. Der $1/e^2$ -Strahldurchmesser wurde, falls nicht explizit angemerkt, auf einen Wert von $200\ \mu\text{m}$ festgelegt. Die Wahl des Strahldurchmessers geschah anhand der im Experiment gemessenen Werte.

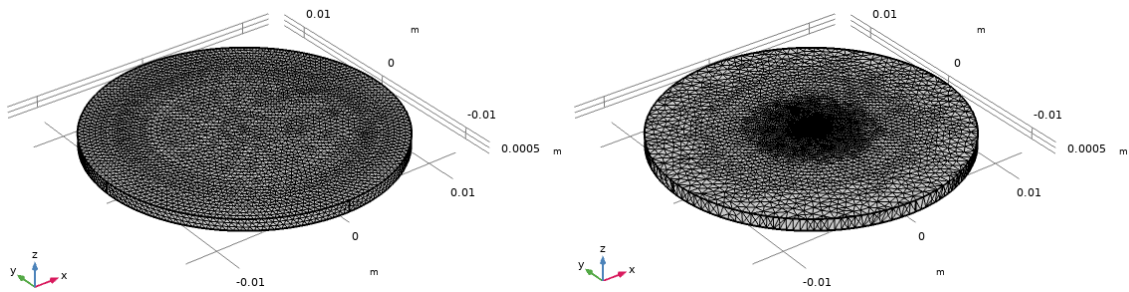


Abbildung 2.17: Die Geometrie und deren Netz im ersten Simulationsschritt (links) und das adaptierte Netz nach einem Simulationsschritt (rechts).

Wie zuvor beschrieben, ist die Absorption der Laserstrahlung die Wärmequelle, welche zur Temperaturerhöhung führt und proportional zur eingestrahlenen Leistung ist. Die berücksichtigten Verluste im bestrahlten Bereich sind zum einen der Wärmefluss im Substrat und die Strahlungs- und Konvektionsverluste, zum anderen wurden Simulationen mit gekühltem Rand bzw. gekühlter Rückseite durchgeführt und somit eine zusätzlich Wärmesenke berücksichtigt. Zur Vervollständigung der Wärmebilanz sei hier angemerkt, dass anstelle der Kühlung eine Heizung genutzt werden könnte, welche als zusätzliche Wärmequelle zur Temperaturerhöhung beiträgt. Die Wärmebilanz einer bestrahlten Komponente ist in Abbildung 2.18 schematisch dargestellt. Die Abhängigkeit der Terme von der Temperaturdifferenz führt schlussendlich zu dem zeitlichen Temperaturverlauf bei Dauerstrichbestrahlung in Abbildung 2.8 (d).

Die Strahlungsverluste sind gegeben durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$P = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (2.13)$$

mit der abgegebenen Strahlungsleistung P , der Emissivität ϵ , der Stefan-Boltzmann-Konstante σ , der Objektfläche A , sowie der absoluten Temperatur T .

2.6 Simulation der Wärmeübertragung in Hybridspiegeln

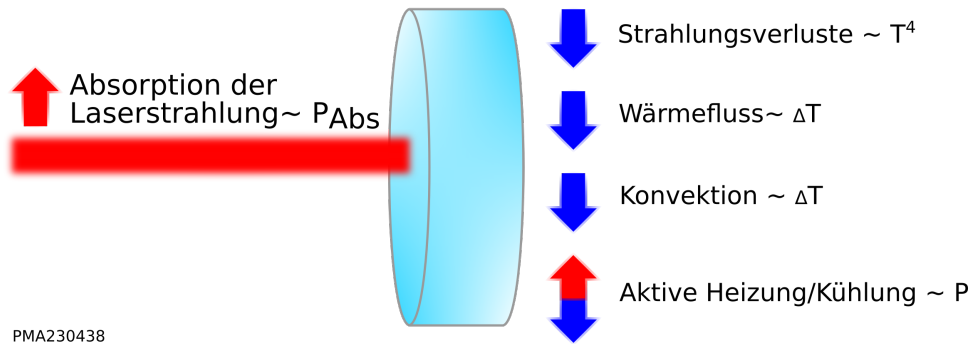


Abbildung 2.18: Die Wärmebilanz eines Objekts unter Laserbestrahlung zeigt die für die Simulation berücksichtigten Quellen und Senken.

Die Wärmeverluste in dem Bereich der Quelle, aufgrund des Wärmeflusses in das umgebende Volumen des Substrats, sind definiert über die Wärmestromdichte \vec{q}

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad } T \quad (2.14)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit λ des Materials und dem Temperaturgradienten. Es wurde ausschließlich die Wärmeübertragung der Komponente simuliert. Die Wärmeübertragung innerhalb des umgebenden Mediums und von diesem auf die optische Komponente wurde vernachlässigt.

Der Wärmeverlust aufgrund der Konvektion \dot{Q} ist gegeben durch Gleichung 2.15

$$\dot{Q} = h \cdot A \cdot (T - T_{amb}) \quad (2.15)$$

mit dem Wärmeübergangskoeffizienten h , der Objektfläche A und der Umgebungstemperatur T_{amb} . Für die Simulationen wurde der Wärmeübergangskoeffizient auf einen Wert von $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ gesetzt, um den Fall von Luft bei freier Strömung zu simulieren.

Mittels dieser Randbedingungen, einer Umgebungstemperatur von 293.15 K , der Substratgeometrie, dem Gaußstrahl und den in Tabelle 2.3 bzw. den in den entsprechenden Referenzen angegebenen Materialwerten, wurden die in diesem Abschnitt präsentierten Simulationen durchgeführt. Als erste Veranschaulichung sind in Abbildung 2.19 die Temperaturverteilungen auf der Oberseite eines Quarz- und Saphirsubstrats für zwei verschiedene Strahlpositionen sowie der eindimensionale Temperaturverlauf (Y -Koordinate = 0) abgebildet. Zur besseren Veranschaulichung der Temperaturverteilung in der Umgebung des Laserstrahls sind im Anhang in Abbildung A.3 vergrößerte Ausschnitte des Temperaturmaximums dargestellt.

An dieser Stelle ist einleitend demonstriert, dass das Substratmaterial einen starken Einfluss sowohl auf die maximale Temperatur bzw. die notwendige Leistung

2 Theoretische Grundlagen

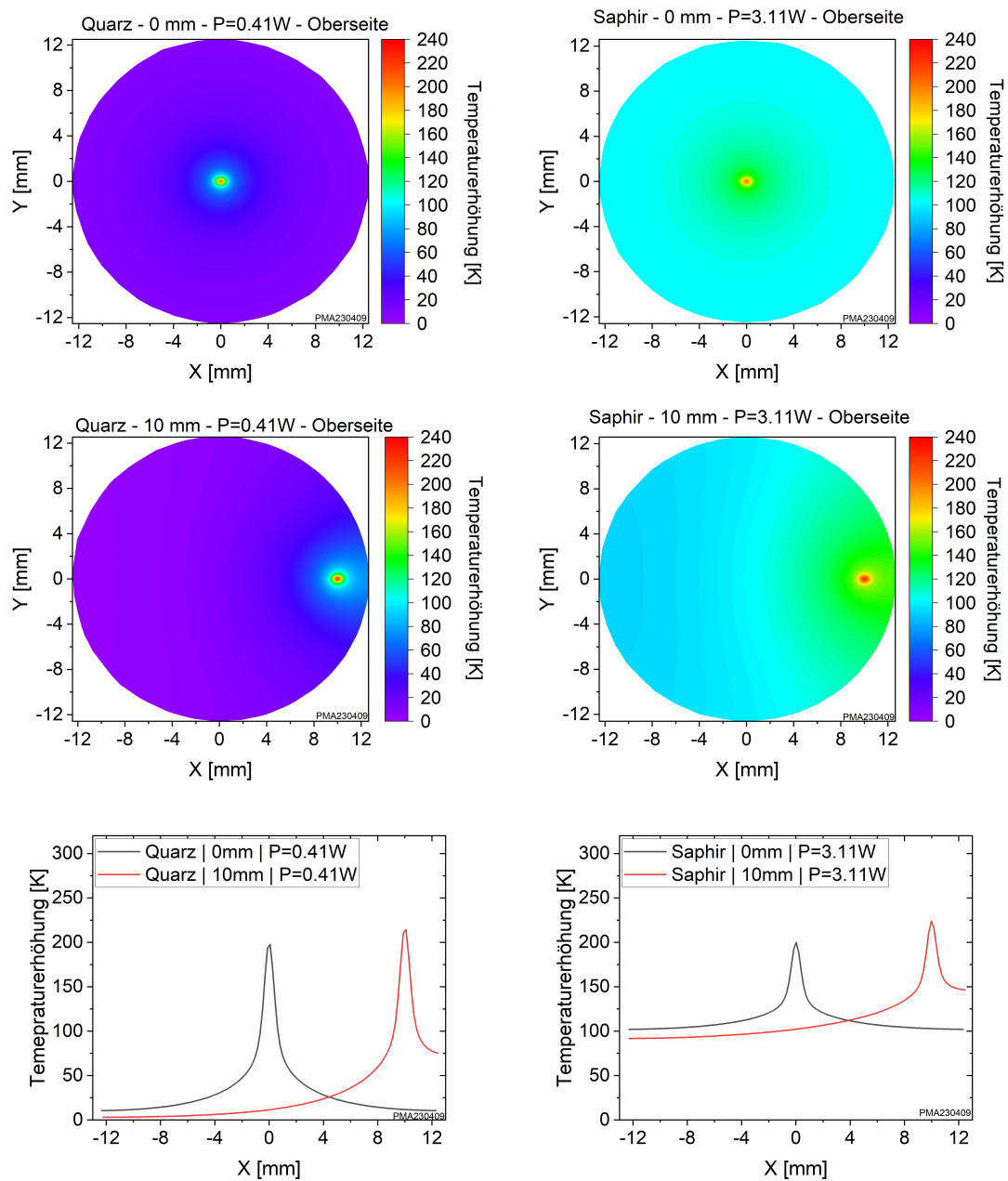


Abbildung 2.19: Die simulierte Temperaturverteilung im Gleichgewicht für eine hybrid Optik auf einem Quarz- (links) und Saphirsubstrat (rechts) mit einem Versatz des einfallenden Strahls von 0 mm (oben) und 10 mm (mittig). Die Temperaturverteilung für den jeweiligen Strahlversatz entlang einer Geraden mit dem Wert $y=0$ (unten). Der Laserstrahl propagiert unter einem Winkel von 45° in der x - z -Ebene.

zum Erreichen einer bestimmten Temperatur als auch auf die Temperaturverteilung hat. Die eingestrahelte Leistung wurde gewählt, sodass bei mittiger Bestrahlung eine Temperaturerhöhung von 200 K induziert wird. Die Wahl der Temperatur basiert auf Erfahrungs- und Literaturwerten [96], bei denen eine LIDT bei einer Temperaturerhöhung im Bereich von etwa 100–300 K aufgetreten ist. Des Weiteren zeigt

sich in den beiden unteren Graphen, dass ein Strahlenversatz von der Mitte in Richtung Optikrand zu einer erhöhten Temperatursteigerung führt. Dies ist von wichtiger Erkenntnis, da bei Messroutinen der DIN EN ISO 21254, wie in Abschnitt 2.4.5 erläutert, teils mehrere Hundert Positionen, welche unterschiedlich weit von der Probenmitte entfernt liegen, bestrahlt werden.

Aus diesem Grund sind die Einflüsse der Strahlposition und des Substratmaterials in den Abschnitten 2.6.1 und 2.6.4 genauer diskutiert. Darüber hinaus werden Lösungsansätze und Schwierigkeiten aufgrund von externen Kühlsystemen 2.6.2 und der Skalierung der Temperatur mit dem Strahldurchmesser 2.6.3 behandelt.

2.6.1 Positionsabhängige Temperaturerhöhung

Für eine zuverlässige Messroutine zur Bestimmung der cw-LIDT ist es essentiell, die Abhängigkeit der Temperaturerhöhung von diversen Parametern und Umständen zu verstehen. Wie in Abschnitt 2.4.5 geschildert ist eine Bestrahlung an unterschiedlichen Positionen vorteilhaft, um eine hohe Statistik und somit eine zuverlässige Bestimmung der LIDT zu gewährleisten. Bei der cw-Bestrahlung ist das Zerstörverhalten durch eine kritische Temperatur bzw. einen kritischen Temperaturgradienten dominiert. In Abbildung 2.20 (links) sind, analog zu Abbildung 2.19, die Temperaturverteilungen entlang der X-Koordinate für Quarzglas und Saphir bei mittlerer Bestrahlung ($X=Y=0$) abgebildet. Anhand der Grafik wird deutlich, dass am Bestrahlungsort das Temperaturmaximum liegt und nach außen hin die Temperatur kontinuierlich absinkt. Ein Strahlversatz von der Mitte hin zum Rand hat zur Folge, dass die Wärmeübertragung nun auf ein in Versatzrichtung geringeres Volumen verteilt wird und eine Art Wärmereflex am Rand wieder in Richtung Strahlposition läuft. Dies lässt sich als Art Wärmestau und -rückfluss interpretieren, wodurch die Temperaturerhöhung im globalen Maximum größere Werte erreicht als im Fall mittlerer Bestrahlung.

Das Resultat der relativen Temperaturerhöhung für Saphir und Quarzglas in Abhängigkeit des Strahlversatzes, wie in Abbildung 2.19 exemplarisch gezeigt, ist in Abbildung 2.20 (rechts) dargestellt. Die relativen Werte sind separat zu betrachten und beziehen sich auf den Temperaturwert des jeweiligen Materials ohne Strahlversatz. Grundsätzlich ist die zusätzliche Temperaturerhöhung bei kleinem Strahlversatz zunächst gering und nimmt stärker zu je näher sich die bestrahlte Position am Optikrand befindet. Bei einem Versatz von 6 mm wurde eine relative Erhöhung von 1.6 % für Quarzglas bzw. 3.3 % für Saphir berechnet. Darüber hinaus steigt bei einem Versatz von 11 mm das Temperaturmaximum um 13.7 % bzw. 16.9 %.

2 Theoretische Grundlagen

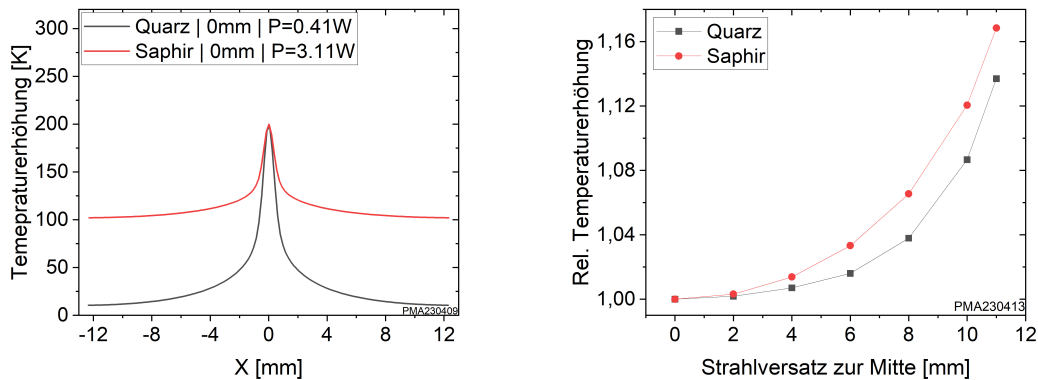


Abbildung 2.20: Temperaturverlauf auf der Probenoberfläche für Quarzglas und Saphir bei mittlerer Bestrahlung (links). Die positionsabhängige relative Temperaturerhöhung bei einem Strahlversatz relativ zum Probenzentrum in X-Richtung (rechts). Der Versatz geschieht in Richtung der großen Halbachse des auf der Probenoberfläche, aufgrund des Einfallswinkels, elliptischen Strahlprofils.

Aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von Saphir ist zwar eine deutlich höhere Leistung notwendig, um eine Temperaturerhöhung von 200 K zu induzieren, aber die homogenere Verteilung führt zu einem stärkeren Effekt des Strahlversatzes. Wahrscheinlich führt die geringe Wärmeleitfähigkeit von Quarzglas erst bei für Anwendungen unrealistisch hohen Verschiebungen zu höheren Werten im Vergleich zu Saphir. Dies lässt sich anhand des Änderungsverlaufs von Abbildung 2.19 (rechts) vermuten. Hinsichtlich der Messroutine werden hier zwei Schwierigkeiten deutlich. Zum einen wird die cw-LIDT vom Strahlversatz beeinflusst, weshalb entweder der nutzbare Probenbereich für die Messung eingeschränkt wird, oder die Unsicherheit im Messwert entsprechend um einige Prozent ansteigt. Zum anderen ist der Effekt vom Substratmaterial abhängig. Dies hat zur Folge, dass eine Abschätzung der Messunsicherheit situationsabhängig ist. Es sei angemerkt, dass ein Strahlversatz von 11 mm, bei einem Optikradius von 12,7 mm und einem Strahldurchmesser von 200 μm , einen Extremfall betrachtet. Eine Messung würde üblicherweise eher einen Versatz bis zu 8 mm nutzen. Dennoch müsste mit einem zusätzlichen Fehler von bis zu etwa 10 % gerechnet werden. Abschließend ist davon auszugehen, dass für Optiken mit einem größeren Durchmesser das Verhalten ähnlich ist, aber über einen entsprechend größeren Strahlversatz gestreckt ist.

2.6.2 Einfluss einer externen Kühlung auf die Temperaturerhöhung

Zur Überprüfung, ob eine externe Kühlung des Optikrands bzw. der Optikrückseite die Abhängigkeit der Temperaturerhöhung vom Strahlversatz überdecken kann und um im Allgemeinen für Anwendungen eine mögliche Erhöhung der LIDT abzuschätzen, wurden entsprechende Simulationen durchgeführt. Die Simulation mit Kühlung (s. Abbildung 2.21) wurde analog zu der Vorherigen durchgeführt. Zusätzlich wurde jedoch die Mantelflächen der Zylinderscheibe bzw. die Rückseite der Komponente konstant auf Umgebungstemperatur von 293.15 K gehalten, um eine externe Kühlung widerzuspiegeln. Zum besseren Vergleich wurden die jeweiligen Kühlarten unabhängig voneinander auf die zentrische Position normiert.

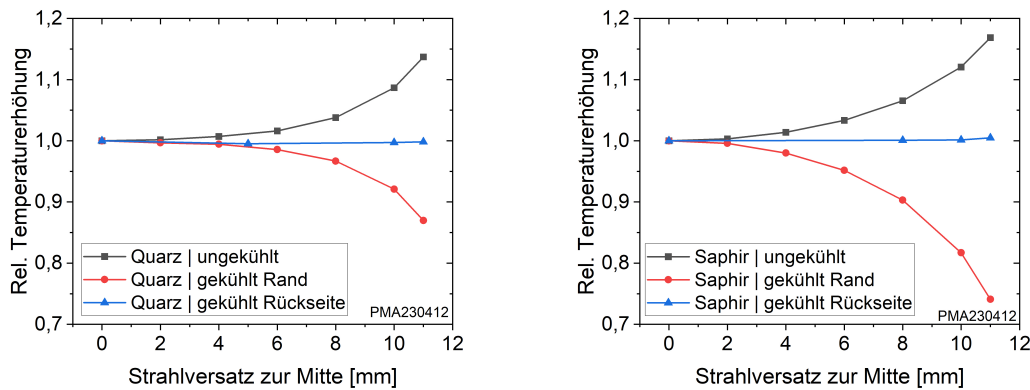


Abbildung 2.21: Einfluss der Kühlart und des Strahlversatzes auf die Temperaturerhöhung für ein Quarz- (links) und Saphirsubstrat (rechts).

Die Werte der ungekühlten Substrate (schwarz) sind identisch mit denen aus Abbildung 2.20 (rechts). Im Fall des gekühlten Randes (rot) ist ein gegenläufiges Verhalten in Abhängigkeit der Strahlposition zu erkennen. Bei größerem Versatz des Laserstrahls zur Optikmitte nimmt der Abstand zwischen Wärmequelle und -senke ab. Der geringere Abstand und eine höhere Wärmeleitfähigkeit im Fall von Saphir führen zu einer effizienteren Kühlung, weshalb die Temperatur zum Rand hin abnimmt. Für Quarzglas ergibt sich mit gekühltem Rand zwischen mittlerer Position und einem Versatz von 11 mm ein Temperaturunterschied von 13.0 % und ähnelt dem ungekühlten Fall. Bei Saphir steigt die Abweichung mit 26.0 % um weitere 9 % an. Hingegen ist die induzierte Temperatur nahezu konstant bei gekühlter Substratrückseite (blau). Die Temperaturwerte für Quarzglas sinken um bis zu 0.5 %, und für Saphir zeigt sich eine kontinuierliche Erhöhung um bis zu 0.5 %. Darüber hinaus ist in Tabelle 2.5 die Temperatursenkung in Abhängigkeit der Kühlart bei fester

2 Theoretische Grundlagen

Leistung aufgelistet, um die zu erwartende Erhöhung der cw-LIDT abschätzen zu können.

Kühlart	Quarzglas		Saphir	
	Leistung [W]	Temperatur [K]	Leistung [W]	Temperatur [K]
Ungekühlt	0.41	493.3	3.11	493.3
Gekühlter Rand	0.41	489.3	3.11	361.0
Gekühlte Rückseite	0.41	436.0	3.11	335.5
Gekühlte Rückseite	0.58	493.5	11.1	493.3

Tabelle 2.5: Verringerung der induzierten Temperaturerhöhung bei mittlerer Bestrahlung ($X=Y=0$) aufgrund verschiedener Kühlungsarten bei fester eingestrahelter Leistung bzw. einer an eine feste Temperaturerhöhung von 200 K angepassten Leistung.

Anhand dieser Tabelle wird erneut der Vorteil einer externen Kühlung in Verbindung mit einem Material hoher Wärmeleitfähigkeit deutlich. Zur gleichen Temperaturerhöhung wird aufgrund der gekühlten Rückseite für das Saphirsubstrat die benötigte Leistung von einem Faktor von 7.6 auf 19.1 relativ zum Quarzglas gesteigert.

Die Ergebnisse bezüglich einer externen Kühlung der Optikrückseite (s. Abbildung 2.21) scheinen auf den ersten Blick vielversprechend für eine positionsunabhängige Bestimmung der cw-LIDT zu sein. Die erste Komplikation tritt bei transmittiven Komponenten, wie z. B. Fenstern und Linsen auf, deren Rückseiten nicht von einer Kühlplatte verdeckt werden können. Die zweite Schwierigkeit entsteht bei dickeren Substraten und wird im Folgenden diskutiert. In Abbildung 2.22 sind die vom Strahlversatz abhängigen Temperaturerhöhungen für den Fall des ungekühlten Substrats, der Rückseiten-Kühlung und der Rückseiten-Kühlung für ein 5 mm dickes Substrat dargestellt. Die Leistungswerte wurden gewählt, um eine Temperaturerhöhung bei mittlerer Bestrahlung von etwa 200 K zu induzieren. Des Weiteren wurden die jeweiligen Temperaturwerte unabhängig von einander, auf den entsprechenden Wert bei 0 mm, normiert.

Zum einen wird zur gleichen Temperaturerhöhung bei größerer Dicke (blau) eine niedrigere Leistung benötigt als bei dünneren Optiken, zum anderen zeigt die Differenz zwischen den Rückseitenkühlungen (blau und rot) einen signifikanten Einfluss der Substratdicke auf den Kühlungseffekt. Aufgrund der größeren Distanz zwischen Wärmesenke (Rückseitenkühlung) und Wärmequelle (cw-Bestrahlung), im Fall dickerer Substrate, ist die Kühlung ineffizienter. Dies hat zur Folge, dass eine Rückseitenkühlung keine allgemeine Lösung für die positionsabhängige Temperaturerhöhung ist. Die Kühlung ist einerseits von der Wärmeleitfähigkeit des Substrat-

2.6 Simulation der Wärmeübertragung in Hybridspiegeln

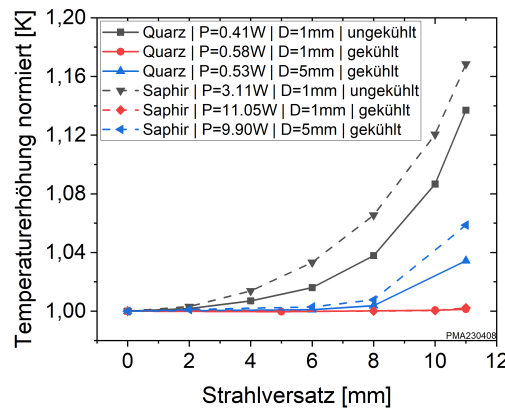


Abbildung 2.22: Einfluss der Substratdicke und des Strahlversatzes auf die Temperaturerhöhung für ein Quarz- und Saphirsubstrat bei Kühlung der Substratrückseite auf Raumtemperatur.

materials und andererseits von der Substratdicke abhängig. Für dünne Substrate mit einer Dicke von 1 mm und einem Durchmesser von 25.4 mm könnte eine externe Kühlung genutzt werden, um die Positionsabhängigkeit vernachlässigen zu können. Dies gilt sowohl für Substrate mit kleiner, als auch hoher Wärmeleitfähigkeit.

Zusammenfassend deuten die Ergebnisse auf eine positionsabhängige cw-LIDT hin, welche im Allgemeinen nicht mittels einer externen Kühlung verhindert werden kann. Eine externe Rückseitenkühlung für dünne Spiegel kann die Problematik verhindern, ist jedoch ein Spezialfall.

2.6.3 Temperaturerhöhung in Abhängigkeit des Strahldurchmessers

Standardisierte LIDT-Messungen entsprechen häufig nicht exakt der Anwendung, sondern werden bei teilweise leicht abweichenden Puls- und Wellenlängen bzw. Strahldurchmessern durchgeführt. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, können bei Abweichungen Abschätzungen mittels geeigneter Skalierungen (s. Gleichung 2.5 und 2.6) vorgenommen werden. Im gepulsten Bereich geschieht die Skalierung der LIDT für unterschiedliche Strahlgrößen mittels konstanter Energie pro Fläche und skaliert somit quadratisch mit dem Strahlradius. Im Gegensatz zum gepulsten Betrieb wird die cw-LIDT, nach Gleichung 2.4, mit konstanter Leistung pro Strahldurchmesser skaliert. Diese Skalierungsgleichung ist, wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, eine Näherung für unendlich ausgedehnte transparente Medien. Wie bereits anhand der Simulationsparameter und der Anwendung von leichten starren Spiegeln in Galvo-Scannern angedeutet, handelt es sich in modernen Applikationen meist um kleine optische

2 Theoretische Grundlagen

Komponenten, für welche die Näherung nicht gilt. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt Simulationsergebnisse bezüglich der cw-LIDT, basierend auf dem Erreichen einer kritischen Temperatur, in Abhängigkeit des Strahldurchmessers präsentiert.

Für Quarzglas-Substrate mit einem Durchmesser von 25.4 mm und Dicken von 1 mm, 2 mm und 5 mm wurde die benötigte Leistung, welche zu einer maximalen Temperaturerhöhung im Gleichgewicht von 200 K führt, bestimmt. Die Simulationen wurden zunächst bei einem Strahldurchmesser von 200 μm durchgeführt. Anschließend wurde die lineare Leistungsdichte für diesen Wert bestimmt und die für eine konstante Leistungsdichte benötigte Leistung auf Strahldurchmesser bis zu 5000 μm umgerechnet. Des Weiteren wurden die Simulationen mit Strahldurchmessern von 500 μm , 1000 μm , 2500 μm und 5000 μm durchgeführt, um die Leistungswerte für eine Temperaturerhöhung von ca. 200 K zu erhalten. Die Leistungen in Abhängigkeit des Strahldurchmessers zum Erreichen der, anhand von Erfahrungs- und Literaturwerten [96] gewählten, kritischen Temperatur von 200 K ist in Abbildung 2.23 (links) dargestellt. Des Weiteren ist die jeweilige Leistung für eine konstante lineare Leistungsdichte abgebildet.

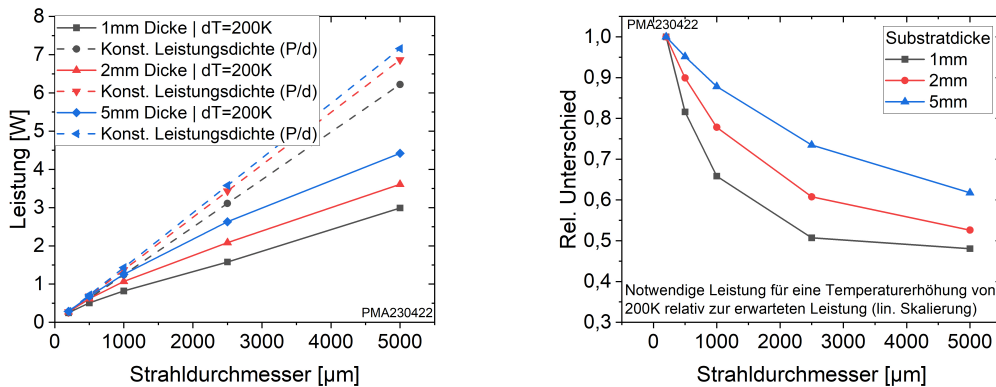


Abbildung 2.23: (Links) Simulierte Abhängigkeit der Leistung P vom Strahldurchmesser d für drei verschiedene Optikdicken, um eine Temperaturerhöhung von 200 K zu induzieren. (Rechts) Die berechnete Leistungsdifferenz zwischen der nach den Simulationen bestimmten Leistung relativ zu der, aufgrund konstanter linearer Leistungsdichte, erwarteten Leistung. Die relativen Werte resultieren aus der Differenz der zwei Kurven gleicher Dicke (links, gleiche Farbe).

Jede der drei simulierten Substratdicken zeigt mit zunehmenden Strahldurchmesser ein ähnliches Verhalten. Die erwartete Leistung basierend auf einer linearen Leistungsdichte zum Erreichen einer Temperaturerhöhung von 200 K liegt für große Strahldurchmesser deutlich über der simulierten tatsächlich benötigten Leistung. Dies hat bei der Skalierung von kleinen Strahldurchmesser auf größere Werte eine

2.6 Simulation der Wärmeübertragung in Hybridspiegeln

Überschätzung der Zerstörschwelle, welche von einer kritischen Temperatur induziert wird, für kleine Optiken zur Folge.

Bei der Bestrahlung dickerer Substrate kann die absorbierte Leistung auf ein größeres Volumen verteilt werden, weshalb eine höhere Leistung für die gleiche Temperaturerhöhung notwendig ist. Dies hat eine höhere Leistungsdichte zur Folge und dementsprechend höhere Leistungswerte bei konstanter linearer Leistungsdichte für die unterschiedlichen Substratdicken (gestrichelte Linien). Die Unterschiede der Leistung, basierend auf der linearen Leistungsdichte für unterschiedliche Dicken, ist relativ gering im Vergleich zu dem Unterschied der tatsächlich simulierten Leistung für eine konstante Temperaturerhöhung. Zur besseren Veranschaulichung wurde in Abbildung 2.23 (rechts) das Verhältnis zwischen der Leistung bei fester linearer Leistungsdichte und der Leistung bei gleicher Temperaturerhöhung berechnet. Für eine 1 mm dicke Optik würde eine Skalierung der Leistung anhand konstanter linearer Leistungsdichte von einem Strahldurchmesser von 200 μm auf 500 μm bzw. auf 5000 μm die LIDT um 18 % bis 52 % überschätzen. Ist die Optik hingegen 5 mm dick beträgt die Abweichung nur 5 % und 38 %.

Die Ursache dieses Verhaltens lässt sich auf die Wärmeverteilung zurückführen. Aufgrund des geringen Volumens kleiner Komponenten, wird die eingetragene Wärme bei größerem Strahldurchmesser nicht gleichermaßen besser verteilt, da die Grenzflächen den Wärmefluss stoppen. Hingegen existieren im Fall einer unendlich ausgedehnten Optik, wie nach der Näherung linearer Leistungsdichte angenommen, keine Randeffekte, die den Wärmefluss bei größeren Strahldurchmessern beeinflussen.

Die Ergebnisse zeigen, dass eine lineare Leistungsskalierung der Zerstörschwelle auf größere und dementsprechend ebenso auf kleinere Strahldurchmesser für moderne Laseroptiken zur Fehleinschätzung der LIDT führen kann. Insbesondere die Skalierung auf größere Strahldurchmesser stellt eine Gefahr dar, da dies die verträgliche Leistung deutlich überschätzen kann. Außerdem ist die Skalierung, wie die Näherungsannahme für unendliche ausgedehnte Optiken vermuten lässt, von der Größe der Optik abhängig. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen sind eindeutig ein Extremfall und in cw-Anwendungen werden teils größere Optiken genutzt, für welche eine lineare Leistungsskalierung mit dem Strahldurchmesser weniger kritisch sein kann, falls der Strahldurchmesser deutlich kleiner ist als der Optikdurchmesser. Zusammenfassend ist die Kernaussage dieser Simulation, dass standardisierte Messungen diese Problematik berücksichtigen müssen und, um für die Anwendung zuverlässige Zerstörschwellen zu bestimmen, der Strahldurchmesserunterschied zwischen Messung und Anwendung möglichst gering sein sollte. Eine Skalierung der Leistung mittels der linearen Leistungsdichte kann andernfalls unter

den oben beschriebenen Bedingungen für ein 1 mm dickes Quarzglas-Substrat bei einer Verkleinerung bzw. Vergrößerung des Strahldurchmessers um einen Faktor von 2.5 in einem Bereich von 200–5000 μm die LIDT um bis zu ca. 18–30 % unter- bzw. überschätzen.

2.6.4 Temperaturerhöhung in Abhängigkeit des Substratmaterials

Abseits der Abhängigkeiten der Temperaturerhöhungen von einem Strahlversatz, einer externen Kühlung des Randes bzw. der Rückseite und des Strahldurchmessers, müssen hinsichtlich der cw-LIDT die thermischen Eigenschaften des Substrats berücksichtigt werden. Wie bereits in den vorherigen Abschnitten angemerkt, führt eine hohe Wärmeleitfähigkeit zu einer homogeneren Wärmeverteilung und allgemein höheren mittleren Temperatur der Komponente im Fall gleicher maximaler Temperatur (s. Abbildung 2.20). Demzufolge ist bei gleicher absorbierter Leistung das Temperaturmaximum für Materialien höherer Wärmeleitfähigkeit niedriger, weshalb eine höhere LIDT zu erwarten ist.

In diesem Abschnitt wird, in Bezug auf die cw-LIDT-Messungen in Abschnitt 5.5, der Einfluss der Substratmaterialien auf die Zerstörschwelle simuliert. Als Zerstörursache wird das Erreichen einer kritischen Temperatur angenommen. Dementsprechend wurden für Substrate aus Quarzglas, Saphir und Siliziumcarbid (SiC) die Leistungen berechnet, welche eine Temperaturerhöhung von 100 K, 200 K bzw. 500 K induzieren. Im Experiment stand ausschließlich SiC mit einer Dicke von 1.5 mm zur Verfügung, weshalb für dieses Substratmaterial beide Dicken für den direkten Vergleich simuliert wurden. Nach der Bestimmung der benötigten Leistung wurde die relative LIDT für bestimmte Temperaturmaxima berechnet, indem die für das jeweilige Material benötigten Leistungen durch die Leistungswerte von Quarzglas geteilt wurden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.24 dargestellt und werden im Folgenden diskutiert. Die Vergleiche wurden für jedes Temperaturmaximum separat durchgeführt, dafür wurden alle Werte für Quarzglas auf 1 normiert. Dies erschwert zwar die Abschätzung zwischen den Temperaturen, jedoch erleichtert es die Fehlerabschätzung aufgrund einer ungenauen Kenntnis der kritischen Temperatur. Zur Einschätzung der Leistungswerte sei hier angemerkt, dass für eine Temperaturerhöhung von Quarzglas um 100 K, 200 K bzw. 500 K eine absorbierbare Leistung von 0.2 W, 0.4 W bzw. 1.2 W notwendig ist. Dementsprechend wird beispielsweise für eine Temperaturerhöhung von 100 K bei einem Saphirsubstrat die 8-fache Leistung in Höhe von 1.7 W benötigt.

2.6 Simulation der Wärmeübertragung in Hybridspiegeln

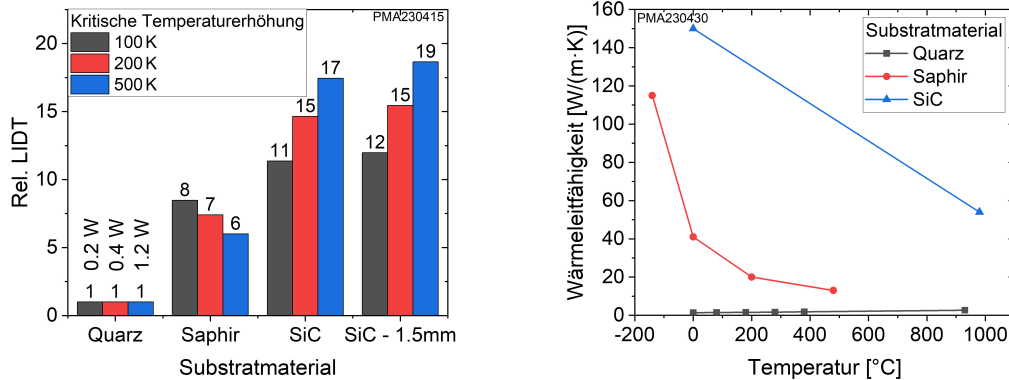


Abbildung 2.24: (Links) Simulierte relative LIDT für unterschiedliche Substratmaterialien basierend auf der zum Erreichen einer kritischen Temperatur notwendigen absorbierten Leistung. Die relative LIDT wurde für jede maximale Temperatur separat relativ zu den jeweiligen Werten von Quarz berechnet. (Rechts) Die für die Simulation verwendete Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Temperatur für Quarz, Saphir und SiC.

Die berechneten relativen Zerstörschwellen steigen, wie erwartet, mit höherer Wärmeleitfähigkeit bzw. größerem Volumen an. Des Weiteren sinkt jedoch die relative LIDT bei höheren kritischen Temperaturen von Saphir im Vergleich zu Quarzglas, wohingegen bei SiC eine weitere Steigerung zu beobachten ist. Das allgemeine Verhalten der simulierten relativen Zerstörschwellen für verschiedene kritische Temperaturen ist in der sinkenden Wärmeleitfähigkeit von Saphir und SiC sowie der steigenden Wärmeleitfähigkeit von Quarzglas begründet. Der Unterschied zwischen Saphir und SiC lässt sich auf die unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten der Materialien zueinander zurückführen (s. Abbildung 2.24 (rechts)). SiC weist eine deutlich geringere Reduzierung der Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu Saphir auf. Die Herstellerangabe zu der Wärmeleitfähigkeit von SiC ist jedoch vergleichsweise gering, und eine lineare Abhängigkeit wurde in den Simulationen genutzt. Das lineare Verhalten, im Vergleich zur Temperaturabhängigkeit von Saphir, führt zu einer deutlich geringeren Abweichung bei kleineren Temperaturen. Daher wäre unter Berücksichtigung dieser Fehlerquelle für SiC eine im Vergleich zu Quarzglas konstante bzw. analog zu Saphir leicht sinkende relative LIDT möglich. In der Praxis wird für die relative LIDT von Saphir ein um den Faktor 6–8 und von 1.5 mm dickem SiC ein um den Faktor 12–19 höhere Zerstörschwelle im Vergleich zu Quarzglas erwartet.

3 Messinstrumente zur Bestimmung diverser Materialeigenschaften

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messinstrumente beschrieben. Hierbei wird die genaue Funktionsweise der Geräte oberflächlich angerissen, die entsprechenden Modelle der Geräte genannt und deren zu messenden physikalischen Größen aufgeführt. Die folgenden Messgeräte standen am Laser Zentrum Hannover e.V. zur Bestimmung der Materialeigenschaften zur Verfügung und sind entweder vom Institut selbst aufgebaut worden bzw. kommerziell erworbene Geräte.

3.1 Absorptionsmessung - LCA

Bei der Laser Kalorimetrie (LCA) [34, 105] wird die Probe durch die Absorption von Laserstrahlung aufgeheizt. Über das Heiz-, sowie Kühlverhalten und der eingestrahelten Leistung kann die Absorption bestimmt werden. Mittels dieses Verfahrens können Absorptionswerte von wenigen ppm gemessen werden. Der genutzte Messaufbau ist ein vom Institut umgesetztes Messsystem und nutzt als Laserquelle ein bei 1064 nm emittierendes System.

3.2 Transmission und Reflexion - Spektralphotometrie

Zur Bestimmung der spektralen Transmission, Reflexion, Streuung und Absorption, von Materialien werden Messungen mittels Spektralphotometer durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das kommerziell erhältliche Lambda 1050 der Firma PerkinElmer® [106] genutzt. Dieses ermöglicht eine spektrale Auflösung von unter 0.05 nm im UV/Vis und unter 0.20 nm im NIR.

3.3 Streumessung - FastTS

Die Streuung von optischen Komponente wurde im Rahmen dieser Arbeit mittels des sogenannten Fast Total Scatter (FastTS) Aufbaus [107], welches am Laser Zentrum Hannover e.V. entwickelt wurde, bestimmt. Hierbei wird mittels der 532 nm emittierten Strahlung eines Nd:YAG Lasers die zu untersuchende Optik mit einem Strahldurchmesser von Größen zwischen 35 μm und 750 μm abgerastert und die rückwärts gerichtete Streuung in einem Winkelbereich von 2.2°–85° über eine Coblenz-Halbkugel auf einen Detektor gelenkt. Aus den aufgenommenen Daten lässt sich anschließend ein Mapping der Streuung, wie in Abbildung 3.1 exemplarisch veranschaulicht, realisieren.

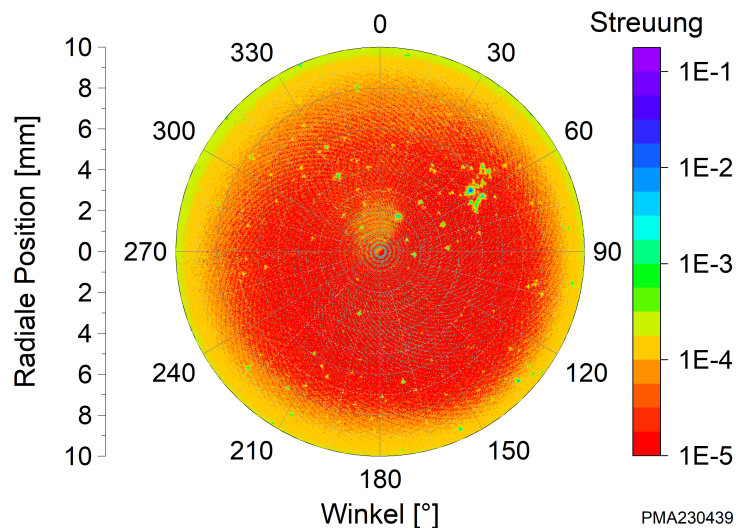


Abbildung 3.1: Schaubild des aus dem FastTS aufgenommenen Daten rekonstruierten Streubilds.

Anhand des Streubilds lassen sich Streuzentren, aufgrund von Unreinheiten und Fehlstellen, im Substrat bzw. in der aufgetragenen Schicht und auf der Oberfläche, darstellen. Für eine quantitative Auswertung und den Vergleich zwischen mehreren Optiken werden überwiegend das Maximum, Minimum, der Mittelwert und die Standardabweichung sowie die nach der Norm zur Bestimmung des Streuwerts berechneten optimierten Werte, genutzt.

3.4 Totale Verluste - CRD

Die Bestimmung der totalen Verluste optischer Komponenten geschieht über die sogenannte Cavity Ring Down (CRD) Messung. Bei dieser Methode wird die optische

Komponente in einen optischen Resonator zwischen die beiden Endspiegel platziert. Die Probe erzeugt zusätzliche Verluste im Resonator, welche über die somit erhöhte Abnahme der gespeicherten Energie bestimmt werden können. Bei dem genutzten CRD-Aufbau handelt es sich um ein kommerzielles Modell (LossPro) der Firma NovaWave Technologies, welches mit einer Wellenlänge von 1064 nm betrieben wurde.

3.5 Mikroskopie und Materialanalyse

Insbesondere zur Untersuchung von Laser-induzierten Zerstörungen sind im Anschluss an die Bestrahlung Inspektionen notwendig, um den Status bestrahlter Positionen zu verifizieren. Aus diesem Grund wurden die optischen Komponenten nach der Bestrahlung mittels des kommerziell erhältlichen Nomarski-Mikroskops Axio Imager.M2m der Firma Carl Zeiss mit Objektiven mit einer 50- bis 500-fachen Vergrößerung inspiziert.

Eine höhere Auflösung von bis zu 1 nm bis 2 nm lässt sich mittels Rasterelektronenmikroskop (REM) erreichen. Dieses konnte während den Studien zur hochauflösenden Untersuchung der Laser-induzierten Materialveränderungen verwendet werden. Des Weiteren ist das am Laser Zentrum Hannover e.V. genutzte System mit einem energiedispersiven Röntgenspektroskop (EDX) ausgestattet. Dies ermöglichte die Materialanalyse zum Vergleich zwischen unbestrahltem und bestrahltem Material, um Informationen bezüglich der Materialveränderungen und durch die Zerstörung erzeugten Unreinheiten zu gewinnen.

3.6 Spannungsmessung - Polarimeter

Das Polarimeter „StrainMatic M4/100“ wurde in dieser Arbeit genutzt, um exemplarisch die intrinsischen Spannungen in optischen Komponenten und insbesondere die durch die Laser-induzierten Zerstörungen erzeugten Spannungen zu messen. Das Messprinzip beruht auf der durch das Material entstehenden Polarisationsdrehung der Eingangsstrahlung. Zur Untersuchung müssen die Materialien jedoch bei der genutzten Wellenlänge transmittiv sein. Daher ist der Messaufbau, aufgrund der Metallschicht, nicht auf Hybridschichten anwendbar und konnte nur begrenzt zur Untersuchung der reflektiven dielektrischen Optiken genutzt werden.

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

4.1 Präparation der Fasern und Vorformen

Die untersuchten Vorformen und polymeren optischen Fasern wurden von der Technischen Universität Braunschweig (TUB) am Institut für Hochfrequenztechnik hergestellt. Die Fasern wurden von der TUB, nach dem im Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Verfahren, gezogen und hatten Kerndurchmesser von $410\ \mu\text{m}$ bis $486\ \mu\text{m}$ bzw. Faserdurchmesser bis zu ca. $500\ \mu\text{m}$. Für die Experimente an den Vorformen wurde eine plan parallele und optisch hochwertige Oberfläche mittels einer Poliermaschine (RotoPol-22/Struers) gewährleistet.

Die Fasern hingegen wurden zunächst in die gewünschte Länge geschnitten. Es wurde sich für eine Länge von 20 cm entschieden, damit aus jeder Charge eine ausreichend hohe Anzahl von Fasern zur Verfügung steht und dennoch die Propagationslänge in der Faser nicht zu kurz ist. Anschließend wurde die Faseroberfläche mittels Polierpapier mit Korngrößen von 3, 1 und $0.3\ \mu\text{m}$ behandelt sowie restliche Unreinheiten mit Druckluft entfernt. Dieser Prozess maximierte die Einkoppeleffizienz und gewährleistete eine vergleichbare Oberfläche für alle Fasern. In Abbildung 4.1 sind Nomarski-Mikroskopaufnahmen der Faseroberfläche nach dem Schnitt, der Politur und Reinigung mittels Druckluft dargestellt.

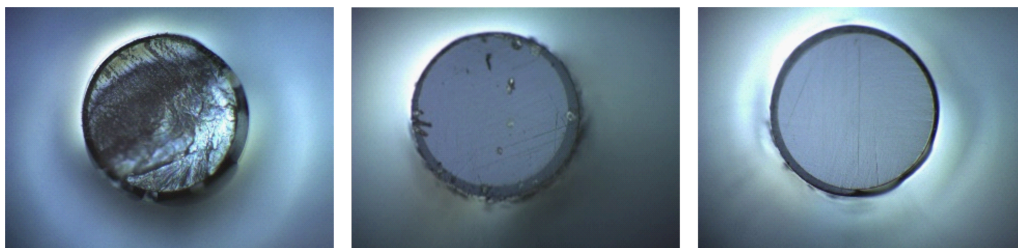


Abbildung 4.1: Nomarski-Mikroskopaufnahmen einer Faserfacette nach dem Schneiden, der Politur und Entfernung von Unreinheiten mittels Druckluft (v. l. n. r.).

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

Die Transmissionseffizienz wurde mit dem Zerstörschwellenmessplatz in Abbildung 4.3 bestimmt. Hierfür wurde die Pulsenergie mit einem Energiemesskopf direkt vor bzw. hinter der Faser gemessen (s. Abschnitt 4.3). Die relativen Transmissionseffizienzen wurden exemplarisch für einen Polierprozess analysiert. Im Vergleich zur größten Korngröße steigt mit jedem feineren Polierpapier die Transmission deutlich an, und eine relative Verbesserung von bis zu 20 % wurde erreicht. Darüber hinaus wurde die absolute Transmission für fast hundert 20 cm lange POFs gleicher Charge auf einen Wert von 83 ± 10 % bestimmt. Die Verluste lassen sich auf die Fresnelreflexion an beiden Endflächen in Höhe von insgesamt 7 bis 8 % und die Absorption sowie Streuung innerhalb der Faser zurückführen.

4.2 Voruntersuchung an PMMA Vorformen

4.2.1 S-on-1-LIDT-Messung

Zur Qualifikation des im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materials wurde zunächst ein LIDT-Test an einer Faservorform durchgeführt. Anhand der hier ermittelten Zerstörschwelle im Vergleich zu Literaturwerten kann die Qualität des hergestellten Materials abgeschätzt werden. Darüber hinaus dient der hier ermittelte Wert als Referenzwert für die in den Abschnitten 4.5.2 und 4.6.1 bestrahlten PMMA-Fasern. Es kann angenommen werden, dass die Weiterverarbeitung einer Vorform zu einer optischen Faser Stress in das Material einbringt, weitere Fehlstellen und Inhomogenitäten entstehen sowie Verunreinigungen in das Material eingebettet werden können. Zusammengefasst dient die in diesem Abschnitt ermittelte Zerstörschwelle der Vorform als Qualitätskontrolle sowie als Referenz- und zu erwartenden Maximalwert für die LIDT der hergestellten POFs.

Die Untersuchung hinsichtlich der LIDT der PMMA-Vorform wurde mit einem ns-gepulsten Lasersystem der Firma InnoLas durchgeführt. Das System emittiert Strahlung einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsdauer von 8.8 ns bei einer Repetitionsrate von 20 Hz. Ein detaillierter Messaufbau ist in Abschnitt 4.3 beschrieben. An dieser Stelle genügt es zu erwähnen, dass die Laserstrahlung mittels einer Linse fokussiert und die Optik im Fokus positioniert wurde. Der effektive Strahldurchmesser in der Fokusebene betrug dabei 840 μm . Zur Bestimmung der LIDT wurde eine S-on-1-Messung nach DIN EN ISO 21254 [94] mit insgesamt 76 Positionen mit je bis zu 1000 Pulsen durchgeführt. Anhand der gesammelten Messdaten wurde die Überlebenskurve und charakteristische Zerstörkurve erstellt.

Die LIDT für 1000 Pulse der Vorform wurde anhand des Schnittpunktes des berech-

neten Fits der Überlebenskurve und der Abszisse auf einen Wert von 0.57 J cm^{-2} bestimmt. Melnikaitis *et al.* [108] geben beispielsweise die Zerstörschwelle von PMMA Wellenplatten bei 532 nm, einer Pulsdauer von etwa 3.4 ns und einer Repetitionsrate von 10 Hz mit einem Wert von 0.46 J cm^{-2} an. Hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem bestimmten Wert und dem Literaturwert.

Das Langzeitverhalten von optischen Komponenten präzise zu messen, ist in den meisten Fällen durch den enormen Zeitaufwand limitiert. Die LIDT bei einer deutlich höheren Anzahl als 1000 Pulse kann über den Fit der charakteristischen Zerstörkurve ermittelt werden. Bei diesem Graphen wird die Energiedichte beim Auftreten einer Zerstörung während der S-on-1-Messung der zur Zerstörung benötigten Pulse gegenüber gestellt. Ein entsprechender Fit an die Messpunkte kann anschließend berechnet werden, um die Zerstörschwelle für unendlich viele Pulse zu ermitteln. Für die PMMA-Vorform liegt die Langzeit-LIDT $_{\infty}$ bei ca. 0.25 J cm^{-2} .

Zusammengefasst ergab die Voruntersuchung der PMMA-Vorform, unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Pulsdauern und der Herstellung, eine gute Übereinstimmung mit dem Literaturwert einer PMMA Wellenplatte. Insgesamt ist dies ein Zeichen für eine vergleichsweise hohe Qualität des im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materials. Die ermittelten LIDT-Werte werden im Rahmen dieser Arbeit als Vergleichswerte herangezogen und sind sowohl Referenz- als auch Maximalwerte der optischen Fasern, welche aus dem hier untersuchten Material gezogen werden. Das Herstellungsverfahren der Vorformen zur Faser fügt dem Material weitere Fehlstellen und Unreinheiten hinzu, weshalb eine geringere LIDT der Faser zu erwarten ist. Die Untersuchungen hinsichtlich der Kurzzeit- und Langzeit-Zerstörschwelle von den POFs folgt in den Abschnitten 4.5.2 und 4.6.1.

4.2.2 Morphologie

Nach der Bestrahlung der Vorform (s. Abschnitt 4.2.1) wurden die Laser-induzierten Zerstörungen mittels eines Nomarski-Mikroskops untersucht. Zum einen ist dies notwendig, um die online Zerstörerkennung an den jeweiligen Positionen zu überprüfen und verlässliche Zerstörschwelle zu bestimmen, zum anderen können aus der Morphologie Informationen zum Zerstörverhalten und -mechanismus gewonnen werden. Von der im vorherigen Abschnitt bestrahlten Vorform sind in Abbildung 4.2 zwei exemplarische Zerstörungen abgebildet.

Die in Abbildung 4.2 gezeigten Nomarski-Mikroskop-Aufnahmen wurden an zwei unterschiedlichen Position im Volumen der Probe aufgenommen. In Übereinstimmung mit der Literatur (s. Abschnitt 2.4.3) konnte mittels der Mikroskopaufnahmen ge-

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

zeigt werden, dass die Laser-induzierten Zerstörungen in PMMA überwiegend im Volumen und zufällig verteilt im gesamten Bereich des Strahldurchmessers auftreten. Außerdem weisen die Zerstörungen keine offensichtliche Ausrichtung auf und auch die Formen sind beliebig unterschiedlich. Darüber hinaus sind die Umrisse im Vergleich zu Zerstörungen aufgrund von intrinsisch induzierter Materialzerstörung im Pulsregime sehr grob. Vor allem in der rechten Mikroskopaufnahme in Abbildung 4.2 sind Risse zu beobachten, welche wahrscheinlich spannungsinduziert sind.

Aus der hohen Anzahl von Zerstörungen im bestrahlten Bereich sowie der ungleichmäßigen Form dieser Produkte und der vermutlich zufälligen Verteilung dieser im Strahldurchmesser können Rückschlüsse auf die Zerstörursache und den Zerstörmechanismus gezogen werden. Vermutlich ist die Zerstörung defektgetrieben, d. h. lokale Störstellen, wie beispielsweise Unreinheiten und Brechungsindexschwankungen im Material, führen zu einer erhöhten Absorption, weshalb an scheinbar beliebigen Stellen die Materialveränderung induziert wird. Das Auftreten der Zerstörungen im Volumen und nicht an der Oberfläche liegt wie bereits in Kapitel 2.4.3 beschrieben in der vom Maß der Polymerisation abhängigen LIDT begründet. Abschließend lässt sich vermuten, dass die groben Formen der erzeugten Defekte auf einen wie in der Literatur beobachteten thermischen Prozess hindeuten. Insgesamt zeigt sich eine hohe Übereinstimmung in der Morphologie des untersuchten PMMA-Materials mit den Ergebnissen aus der Literatur, was auf einen ähnlichen Zerstörmechanismus schließen lässt.

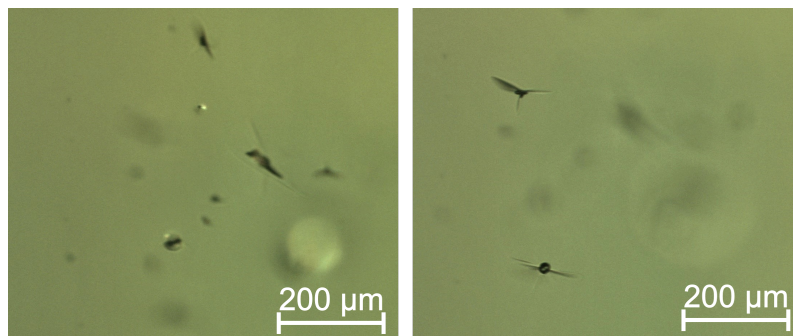


Abbildung 4.2: Charakteristische Zerstörmorphologien im Volumen einer PMMA Vorform.

4.3 Aufbau zur Untersuchung der LIDT von POFs

Bei der Bestrahlung von Polymeren wurden sowohl in der Literatur (s. Abschnitt 2.4.3) als auch im Rahmen der Voruntersuchungen an PMMA Vorformen Laser-

4.3 Aufbau zur Untersuchung der LIDT von POFs

induzierte Zerstörungen zuerst im Volumen beobachtet. Darüber hinaus weisen optische Fasern im Vergleich zu üblichen optischen Materialien eine besondere Geometrie und damit einhergehende Lichtpropagation auf. Aus diesen Gründen ist ein entsprechend angepasster und optimierter Messaufbau notwendig, um die Leistungsfestigkeit und Degradation von POFs zu bestimmen. Der für diese Messungen realisierte Aufbau ist in Abbildung 4.3 vereinfacht dargestellt und im Folgenden beschrieben.

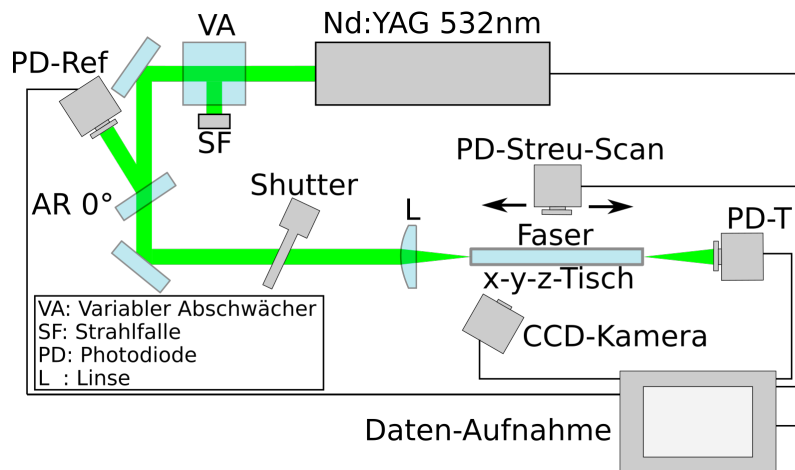


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des realisierten Messaufbaus zur Bestimmung der Leistungsverträglichkeit und Degradation von POFs.

Im Rahmen dieser Arbeit standen zwei Nanosekunden-gepulste Nd:YAG-Lasersysteme bei einer Zentralwellenlänge bei 1064 nm zur Verfügung. Die Laser waren der Quanta-Ray-GCR-130 der Firma Spectra-Physics und das Minilite 1 System von Amplitude. Von beiden Strahlquellen wurde die zweite Harmonische verwendet. Die emittierte Strahlung bei einer Wellenlänge von 532 nm wird zunächst mittels eines variablen Abschwächers auf die benötigte Pulsenergie abgeschwächt. Der Abschwächer besteht dabei aus einer motorisierten Lambda-Halbe-Verzögerungsplatte und einem Polarisator. Anschließend wird die transmittierte Strahlung über mehrere Spiegel und einer Linse (L) in eine zuvor präparierte Faser, welche mittels einem x-y-z-Tisch justiert werden kann, eingekoppelt. Darüber hinaus befindet sich in dem Strahlengang eine antireflexbeschichtete Optik, welche unter einem kleinen Winkel einen geringen Anteil der Strahlung auf eine Photodiode (PD-REF) reflektiert. Diese Photodiode monitoriert die Variation in der emittierten Pulsenergie des Lasersystems und dient als Referenzsignal. Des Weiteren kann mittels eines automatisierten Shutter (SH05/Thorlabs) die Bestrahlung der Faser jeder Zeit unterbrochen werden.

Laser-induzierte Zerstörungen in der optischen Faser führen zu Verlusten in Form von Streuung und Absorption, wodurch das Transmissionssignal der Faser reduziert

wird. Aus diesem Grund wurde die Monitorierung der Faser während der Bestrahlung mit mehreren Detektoren realisiert. Hierfür wurde das Transmissionssignal der Faser mit einer Photodiode (PD-T) aufgenommen. Eine CCD-Kamera und eine weitere Photodiode (PD-Streu-Scan), welche während der Bestrahlung entlang der Faser verfahren wird, werden genutzt, um die Entstehung und das Wachstum von Zerstörungen in Form von Streuzentren in Abhängigkeit der Messposition aufzunehmen.

Bevor die POF zur Untersuchung der Leistungsfestigkeit bestrahlt wird, muss die Faser zunächst, wie in Abschnitt 4.1 erläutert, vorbereitet werden. Anschließend wird die Faser in der Halterung (HFF001/Thorlabs) eines x-y-z-Tisches fixiert, sodass die vordere Faserfacette hinter dem Fokus der Linse (L) positioniert ist und der gesamte Faserkern möglichst großflächig ausgeleuchtet wird. Die divergente Einkopplung soll eine überhöhte Energiedichte in den ersten Zentimeter der Fasern verhindern. Der hintere Teil der Faser wurde in einen Klemmhalter mit flexibler Positionierung fixiert, um eine leichtere Justage der Faser zu ermöglichen. Anschließend wurde die Faser auf maximale Transmissionseffizienz justiert. Hierzu wurde mittels eines pyroelektrischen Energiemesskopfes (ES111C/Thorlabs), welcher der Photodiodenkalibration diente, die Pulsenergie direkt hinter der Faser und zwischen Faser und Linse gemessen.

4.4 Streuscan zur Zerstörererkennung

Die Detektion Laser-induzierter Zerstörungen in POFs über das Streusignal mittels einer einzelnen positionsfesten Photodiode ist nicht realisierbar, da die Zerstörungen an unterschiedlichen Positionen auftreten. Aus diesem Grund wurde eine CCD-Kamera genutzt, um über manuellen Bildabgleich vor und nach einer Bestrahlung die Zerstörung zu verifizieren. Die offline Verifizierung wurde darüber hinaus mittels Nomarski-Mikroskopie durchgeführt. Als zweites Verfahren wurde exemplarisch eine scannende Photodiode implementiert, welche mittels motorisierten Lineartisch während der Bestrahlung die Faser monitorierte. Darüber hinaus wurde ein Aufsatz für den Detektor genutzt, um das Streusignal von einem möglichst kleinen Faserabschnitt zu detektieren und Umgebungslicht abzuschirmen. Somit konnte das gestreute Licht in einem kleinen Winkelbereich nahe 90° detektiert werden. In Abbildung 4.4 (links) sind das positionsabhängige Streusignal nach abgeschlossener LIDT-Messung und die CCD-Kameraaufnahme abgebildet. Rechts ist das entlang der Faser integrierte relative Streusignal und das relative Transmissionssignal in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulse dargestellt.

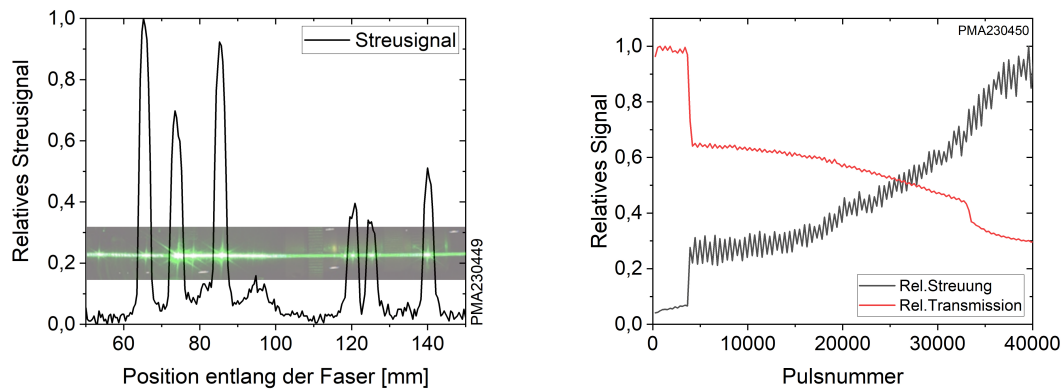


Abbildung 4.4: (Links) Das mittels einer scannenden Photodiode detektierte Signal in Abhängigkeit der Position entlang der Faser und im Hintergrund das von einer CCD-Kamera aufgenommene Bild. (Rechts) Das integrierte relative Streu- und Transmissionssignal normiert auf das jeweilige Maximum in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulse.

Die linke Grafik in Abbildung 4.4 zeigt, dass die lokale Bestimmung der erzeugten Zerstörungen mittels des Photodiodenscans zu realisieren ist und die Lage der Streuzentren für Kamera und Photodiode übereinstimmen. Die Kamera kann jedoch hinsichtlich der zeitlichen Erkennung von Vorteil sein, da diese kontinuierlich die gesamte Faser beobachtet. Im Gegensatz ist die Photodiode mit einer Geschwindigkeit von 4.36 mm s^{-1} vergleichsweise langsam und würde bei einer gescannten Strecke von 114 mm im ungünstigsten Fall erst nach ca. 52 s die entstandene Zerstörung erkennen. Eine weitere Optimierung des Sensors könnte vermutlich eine genauere zeitliche und lokale Bestimmung der Zerstörungen ermöglichen.

Grundsätzlich kann die scannende Photodiode als Erkennung der Zerstörung genutzt werden. Das integrierte Streusignal (Abbildung 4.4 (rechts)) zeigt ein zum Transmissionssignal gegenläufiges Signal und gibt vergleichbare Auskunft bezüglich der Degradation. Das Rauschen des verfahrenenden Sensors ist im Vergleich schlechter, da die Modifikation der Streuzentren über die Zeit wahrscheinlich zu einer Änderung der zum Detektor gestreuten Strahlung führt. Außerdem wurde das Streusignal nicht exakt an demselben Ort aufgenommen, sondern alle 0.1 s auf jeden Puls getriggert, sodass unterschiedliche Positionen gemessen wurden. Dies führt zu einer Variation des detektierten bzw. integrierten Signals zwischen einzelnen Durchläufen.

Insgesamt zeigt das hier präsentierte Verfahren eine alternative Methode, um die Zerstörung im Volumen einer Faser zu detektieren und dem Streusignal eine Position zuzuordnen. Darüber hinaus könnten weitere Optimierungen zu einer, im Vergleich zur Transmissionsmonitorierung, sensitiveren Zerstörererkennung führen und insbesondere die allmähliche Degradation von POFs frühzeitig registrieren.

4.5 Kurzzeit Degradation von POFs

4.5.1 Lasersystem und Messroutine

In diesem Abschnitt sind die Ergebnisse zur Untersuchung des Kurzzeitverhaltens der Degradation dargestellt. Für die folgenden Messungen wurden Laserpulse der zweiten Harmonischen des Quanta-Ray GCR-130 Nd:YAG-Lasersystems mit einer Repetitionsrate von 10 Hz genutzt. Das räumliche Strahlprofil des Lasersystems ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Eine Messung des zeitlichen Profils ergab eine Pulsdauer von 7.3 ns.

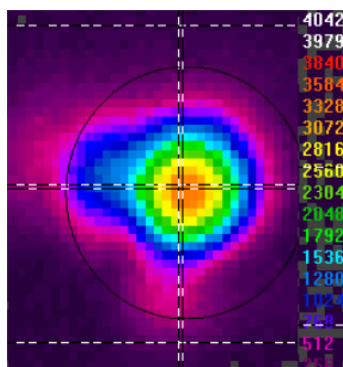


Abbildung 4.5: Räumliches Strahlprofil des Quanta-Ray Lasersystems nahe des Fokus der in Abbildung 4.3 dargestellten Linse.

Das Degradationsverhalten bei kurzer Bestrahlungsdauer wurde in Anlehnung sogenannter R-on-1 Messungen untersucht. Hierbei wurde in die präparierte Faser zunächst bei einer niedrigen Pulsenergie eine fixe Pulsanzahl eingekoppelt. Im Anschluss wurde die Pulsenergie erhöht, die Faser mit der gleichen Anzahl an Pulsen bestrahlt und der Prozess solange wiederholt bis eine zuvor definierte katastrophale Zerstörung mit den in Abbildung 4.3 erwähnten Detektoren beobachtet werden konnte. Die katastrophalen Zerstörungen wiesen im Vergleich zu den übrigen Zerstörungen anstelle einer allmählichen Degradation einen deutlich stärkeren und innerhalb weniger Pulse eintretenden Transmissionsverlust auf. Im Rahmen dieser Messreihe wurde sich für eine Pulsanzahl von 1000 Pulsen und eine Erhöhung der Pulsenergie, in Bezug auf den vorherigen Pulszug, um 15 % entschieden. Dies führte zu einer feineren Auflösung kleiner Pulsenergien, zur Reduzierung des relativen Fehlers, und gleichzeitig zu einer Minimierung des Zeitaufwands.

Während der Bestrahlung wurden unterschiedliche Zerstörungen beobachtet. Diese irreversiblen Schäden wurden in Abhängigkeit der Auswirkung auf die Fasertransmission in drei Ereignisse unterteilt. Das typische Degradationsverhalten wird im Folgenden anhand von Kameraaufnahmen (s. Abbildung 4.6), einer POF während

der Bestrahlung zu verschiedenen Zeitpunkten, erläutert.

Bei niedrigen Pulsenergien kann weder eine Transmissionsänderung noch eine Erhöhung der Streuung erkannt werden. Jedoch lässt sich gestreute Laserstrahlung entlang der Faser beobachten, welche auf die in Abschnitt 2.2.2 genannten Ursachen zurückzuführen ist. Eine Erhöhung der Pulsenergie führt zwangsläufig dazu, dass während eines Pulszuges lokal ein Streuzentrum mit geringem Transmissionsverlust entsteht. Diese Änderung ist in Abbildung 4.6 (1) und (2) zu erkennen. Diese Streuzentren sind die ersten Hinweise auf eine Degradation der Faser, wobei der relative Transmissionsverlust durch diese Defekte unter einem Prozent beträgt. Das zweite Ereignis ist definiert durch eine relative Transmissionsabnahme über einem Prozent und konnte innerhalb der ersten 100 bis 500 Pulse festgestellt werden. Bei Pulszügen mit so hohen Verlusten konnte eine Zunahme der Streuung an bereits vorhandenen Streuzentren sowie die Entstehung weiterer Defekte beobachtet werden (3). Weitere Pulsenergiesteigerungen führen anschließend zu zusätzlichen kontinuierlichen Verlustzunahmen während der folgenden Pulszügen. Dies geschieht bis die Pulsenergie einen kritischen Wert erreicht hat, bei welchem eine katastrophale Zerstörung erkannt werden konnte (4). Im Vergleich zu den vorherigen Ereignissen nahm die relative Transmission durch die katastrophale Zerstörung innerhalb von 10 Pulsen um mindestens 10 % ab.

Des Weiteren wurde im Rahmen dieser Messreihe der Einfluss der Brennweite der Linse, welche zur Einkopplung der Laserpulse in die POF genutzt wurde, untersucht. Die Messergebnisse bezüglich des Kurzzeitverhaltens der Degradation sind in dem folgenden Abschnitt dargestellt.

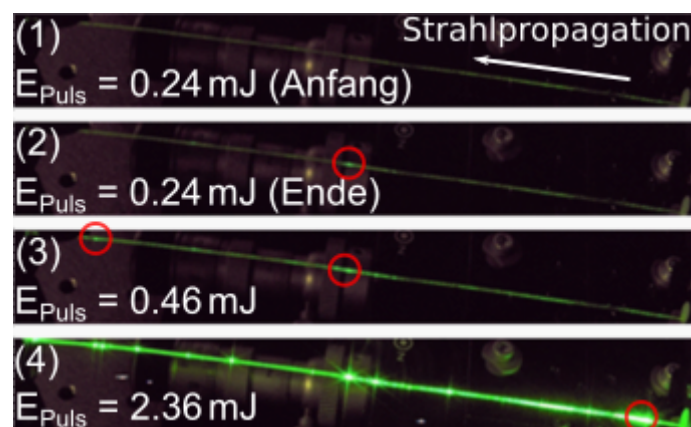


Abbildung 4.6: Exemplarisches Degradationsverhalten einer POF während einer R-on-1-Messung bei Pulsenergien von 0.24 bis 2.36 mJ. Die Lichtpropagation verläuft von unten rechts nach oben links durch die Bilder. Abbildung aus [109].

4.5.2 Messergebnisse

R-on-1 Zerstörverteilung

Für die drei für die Einkopplung genutzten Linsen mit Brennweiten von 200, 500 und 1000 mm wurde anhand der Kameraaufnahmen die Position der ersten erzeugten Laser-induzierten Zerstörung jeder einzelnen bestrahlten Faser lokalisiert und grafisch in Abbildung 4.7 dargestellt.

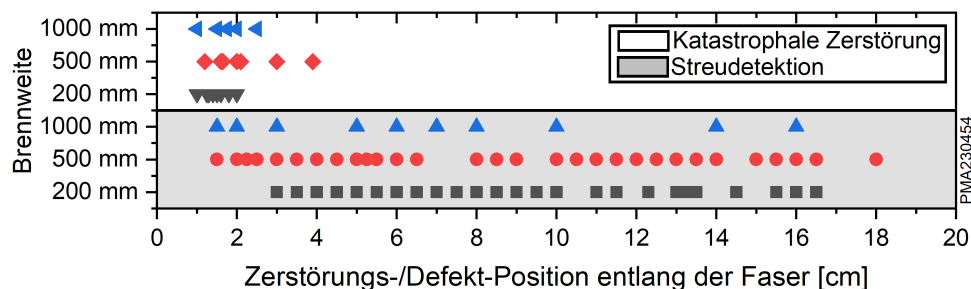


Abbildung 4.7: Position des ersten erzeugten Streuzentrums und der katastrophalen Zerstörung jeder in dieser Messreihe bestrahlten Faser.

Hierbei wurde zwischen den entstandenen Streuzentren und der katastrophalen Zerstörung (s. Abbildung 4.6 (2) und (4)) unterschieden, da eine genaue Positionszuordnung für die Zerstörungen mit einem Verlust über einem Prozent nicht explizit möglich war, wurden diese hier nicht betrachtet.

Unabhängig von den genutzten Linsen ist zu erkennen, dass die katastrophale Zerstörung immer in den ersten 1–4 cm des Wellenleiters auftritt, wohingegen die kleineren Streuzentren scheinbar willkürlich entlang der Faser entstehen und keinem genauen Muster folgen. Darüber hinaus ist kein signifikanter Einfluss der unterschiedlichen Einkopplungen in die POF erkennbar.

Es ist anzumerken, dass die Faser zur Fixierung in einem Halter eingeklemmt wurde und aus diesem Grund Zerstörungen innerhalb des ersten und letzten Zentimeters nicht von der Kamera detektiert werden konnten. Daher sind in diesem Bereich die Daten der Streudetektion lückenhaft, aber dies ändert nichts an der zufälligen und insgesamt homogenen Verteilung der Streuzentren. Des Weiteren wird in Abschnitt 4.6 die Zerstörverteilung der Langzeitbestrahlung diskutiert. Diese ist in guter Übereinstimmung zu den hier präsentierten Ergebnissen. Die Verteilung gibt einen detaillierteren Überblick zur axialen und radialen Verteilung und wird mit den Simulationsdaten verglichen.

R-on-1 Zerstörschwelle

Die Laser-induzierte Zerstörschwelle ist die maximal mögliche transmittierbare Pulsenergie, bei welcher die optische Komponente nicht beschädigt wird. Zur Bestimmung dieser Schwelle wurden die Zerstörwahrscheinlichkeiten für die jeweiligen Pulsenergien berechnet. Zur Berechnung der Zerstörwahrscheinlichkeit $P(E_P)$ bei der Pulsenergie E_P wurde überprüft wie viele Fasern $n_{deg}(E_P)$, relativ zur Gesamtzahl N_{ges} der bestrahlten Fasern gleichen Parametersatzes, degradiert sind. Unter der Annahme, dass alle Fasern, welche bei Pulsenergien $< E_P$ zerstört wurden, auch bei der Pulsenergie E_P degradieren, wurde ein kumulativer Ansatz gewählt. Daher wird die Gesamtzahl aller zerstörten Faser bis zur jeweiligen Pulsenergie E_P zur Bestimmung der Zerstörwahrscheinlichkeit $P(E_P)$ genutzt. Im Weiteren wird diese Wahrscheinlichkeit als kumulative Zerstörwahrscheinlichkeit bezeichnet.

$$P(E_P) = \frac{\sum_{i=0}^{E_P} n_{deg}(i)}{N_{ges}} \quad (4.1)$$

Dieser Ansatz wurde gewählt, da die Anzahl der zu untersuchenden Parametersätze groß war. Außerdem erforderte die Präparation und die Bestrahlung einer einzelnen Faser relativ zu der gewonnenen Statistik und verglichen mit LIDT-Messungen üblicher optischer Komponenten einen enormen Zeitaufwand. Außerdem ist die Varianz beim Einkoppeln vergleichsweise hoch, da sowohl die finale Oberflächenqualität als auch die Positionierung der POFs variiert. Die kumulative Zerstörwahrscheinlichkeit ist exemplarisch für die Linse mit einer Brennweite von 500 mm in Abbildung 4.8 links veranschaulicht.

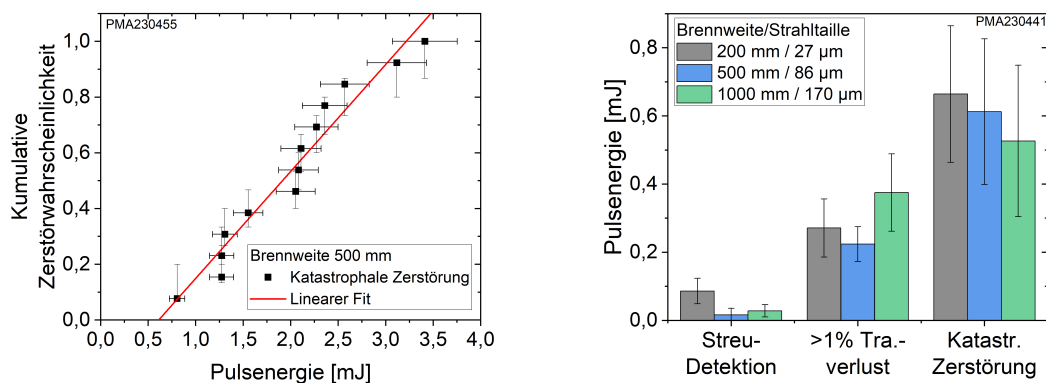


Abbildung 4.8: (Links) Die berechnete kumulative Zerstörwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der eingestrahelten Pulsenergie für eine Brennweite von 500 mm. Anhand des Schnittpunktes der linearen Regression mit der Abszissenachse wird die Zerstörschwelle bestimmt, welche (rechts) für die definierten Zerstörereignisse in Abhängigkeit der Brennweiten dargestellt ist.

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

Die X-Fehlerbalken repräsentieren die Messunsicherheit des Energiemesskopfes. Die Y-Fehlerabschätzung basiert auf dem theoretisch möglichen Resultat von zwei weiteren LIDT-Messungen und gibt die maximale Wahrscheinlichkeitsabweichung der Messdaten an. Die Anzahl von zwei weiteren Messungen wurde hier beliebig gewählt, um eine Messunsicherheit abschätzen zu können und die Messunsicherheit zu verdeutlichen. Wie anhand der Abbildung veranschaulicht, wurde die maximal transmittierbare Pulsenergie anschließend aus dem Schnittpunkt einer linearen Regression mit der Abszissenachse bestimmt. Die resultierenden Pulsenergien für die jeweiligen Brennweiten und Detektionsmethoden sind in Abbildung 4.8 rechts dargestellt.

Üblicherweise werden Zerstörschwellen in Leistung pro Fläche bzw. Energie pro Fläche angegeben. Jedoch ist die genaue Bestimmung des Strahldurchmessers und damit der bestrahlten Fläche in der Faser an den jeweiligen zerstörten Positionen beliebig kompliziert. Die genannte Problematik wurde im Abschnitt 2.5 genauer diskutiert. Darüber hinaus wurden überwiegend Fasern mit einem vergleichbaren Kerndurchmesser genutzt, weshalb die bestrahlten Flächen sich vermutlich nicht zu stark unterscheiden. Aus diesen Gründen wird im Rahmen dieser Arbeit sowohl die Pulsenergie als auch die Energiedichte als physikalische Größe für die Zerstörschwelle angegeben.

Anhand von Abbildung 4.8 (rechts) ist zu erkennen, dass die Brennweite der Linsen keinen signifikanten Einfluss auf die Zerstörschwelle hat. Ausschließlich für die katastrophale Zerstörung könnte eine Abhängigkeit zu vermuten sein. Jedoch sind die Fehlerbalken so groß, dass für eine verlässliche Aussage weitere Messungen notwendig sind. Die mit der CCD-Kamera detektierbaren Streuzentren treten bereits im Mittel bei 0.04 mJ mit einer Standardabweichung von 0.04 mJ auf, wohingegen Verluste über 1 % Transmissionsabnahme erst bei Pulsenergien von 0.29 ± 0.08 mJ zu erwarten sind. Die Zerstörschwelle bezüglich der katastrophalen Zerstörungen liegt hingegen bei 0.6 ± 0.07 mJ. Berechnet auf die Querschnittsfläche mit Kerndurchmesser von 486 μm ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen LIDT-Werte. Diese Werte werden mit der Zerstörschwelle der gemessenen Vorformen aus Abschnitt 4.2 sowie einer von Melnikaitis *et al.* [108] bestimmten LIDT einer Wellenplatte verglichen.

In Bezug auf die katastrophale Zerstörung liegt die Zerstörschwelle der Faser bereits unter den Schwellen der Vorform und der Wellenplatte. Darüber hinaus ist die Schwelle der Fasern, bezüglich der Detektion der ersten Streuzentren, eine Größenordnung niedriger. Die vergleichsweise niedrigen Faserwerte lassen sich vermutlich auf den Herstellungsprozess zurückführen. Durch das Verfahren steigt die Span-

nung, und es können weitere Fehlstellen sowie unterschiedliche Verunreinigungen hinzugefügt werden. Ein vergleichbares Verhalten lässt sich bei der Zerstörschwelle von Glasfasern und deren Vorform beobachten. Beispielsweise bestimmten Gebauer *et al.* [100] die Zerstörschwelle von Glasfasern auf einen Wert von 2.6 J cm^{-2} und die des Bulkmaterials auf 59.9 J cm^{-2} . Dies ist eine ähnliche Übereinstimmung mit Untersuchungen von Vanda *et al.* [110], welche den Fasern gegenüber der Vorform eine um eine Größenordnung geringere LIDT zugewiesen haben. Im Gegensatz haben Mann *et al.* [111] für die Zerstörung an der Glasfaseroberfläche und dem Bulkmaterial nur relativ geringe Abweichungen beobachtet. Insgesamt zeigt sich bei optischen Fasern eine ähnliche bzw. signifikant geringere Zerstörschwelle im Vergleich zu dem reinen Bulkmaterial.

Material	Pulsdauer [ns]	LIDT [J/cm^2]
PMMA Faser	7.3	0.04 / 0.16 / 0.32 *
Zugehörige PMMA Vorform	8.8	0.57
PMMA Wellenplatte [108]	3.4	0.46

Tabelle 4.1: Vergleich der Zerstörschwellen von verschiedenen optischen Materialien aus PMMA unter Nanosekundenbestrahlung bei einer Wellenlänge von 532 nm. *Für die POFs ist die LIDT bzgl. der Streudetektion, einem Transmissionsverlust über 1% und der katastrophalen Zerstörung (v.l.n.r) angegeben.

4.6 Langzeit Degradation von POFs

Zur Untersuchung des Langzeitverhaltens der Degradation bei konstanten Parametern wurden Messungen in Anlehnung an das in der DIN EN ISO 11552-2 [94] beschriebene S-on-1-Verfahren durchgeführt. Im Gegensatz zum in Abschnitt 4.5 diskutierten R-on-1-Verfahren zur Bestimmung des Kurzzeitverhaltens werden die Fasern bei der S-on-1-Messroutine bei einer festen Pulsenergie für eine deutlich höhere Anzahl von Pulsen bestrahlt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde sich für eine Pulsanzahl von 40.000 Pulsen entschieden, um eine verlässliche Aussage über die Degradation der Faser bei längerer Bestrahlungsdauer treffen zu können. Im Anschluss an die Bestrahlung wurden die Fasern unabhängig vom Auftreten einer Zerstörung nicht weiter bestrahlt, sondern für diverse Analysen sowie Untersuchungen verwendet.

Für die Langzeittests stand das bereits erwähnte Lasersystem Minilite 1 von Amplitude zur Verfügung. Dieser Laser hat ähnliche Parameter wie das im Abschnitt

4 Zerstörungsschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

4.5 verwendete System und unterscheidet sich größtenteils in einer leicht geringeren Pulsdauer von 4.4 ns und einem deutlich gaußförmigeren Strahlprofil (s. Abb. 4.9). Die Repetitionsrate wurde für die in dieser Arbeiten durchgeführte Bestrahlungstests auf 10 Hz eingestellt.

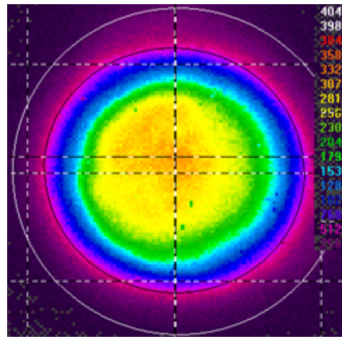


Abbildung 4.9: Räumliches Strahlprofil des Minilite 1 Lasersystems.

4.6.1 Abhängigkeit Pulsenergie

Eine detaillierte Parameterstudie wurde hinsichtlich der Pulsenergie durchgeführt, um die maximal transmittierbare Pulsenergie zu bestimmen. Zur Veranschaulichung der Degradation von POFs während der S-on-1-Bestrahlung ist in Abbildung 4.10 (links) die relative Transmission in Abhängigkeit der Pulsanzahl bzw. der Bestrahlungsdauer bei einer eingekoppelten Pulsenergie von 500 μJ dargestellt. Die Höhe der Degradation unterscheidet sich deutlich zwischen den Fasern. Diese ist in Abbildung 4.10 (rechts) zu sehen, aus den Mittelwerten der jeweiligen Fasern gleicher Pulsenergie berechnet und wird im Folgenden genauer diskutiert.

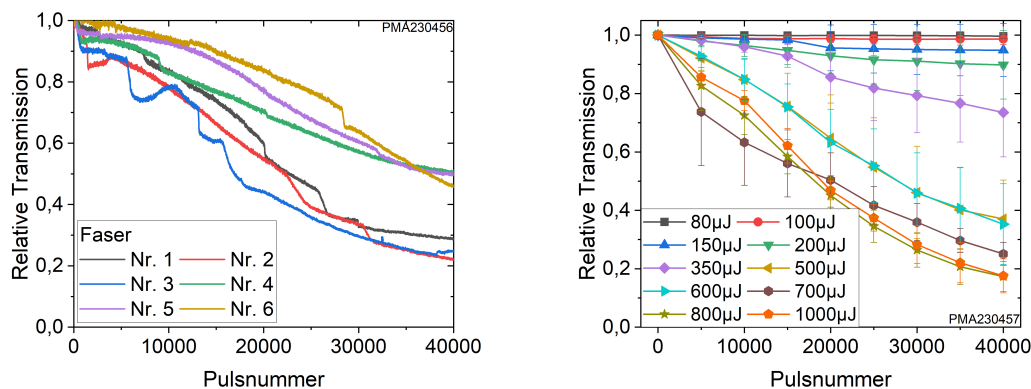


Abbildung 4.10: (Links) Über zehn Messwerte geglättete relative Fasertransmission bei einer S-on-1-Bestrahlung, mit einer Pulsenergie von 500 μJ . (Rechts) Gemittelte Degradation von POFs in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulsenergie.

Insgesamt lässt sich eine allmähliche kontinuierliche Degradation beobachten. Zusätzlich sind abrupte Degradationen zu vermerken, welche teils zu einem relativen Transmissionsverlust in der Größenordnung von 5 bis 10% innerhalb von 20 Pulsen führen. In einigen Fällen steigt sogar die transmittierte Pulsenergie wieder an. Dies ist vermutlich auf das komplexe Streuverhalten der induzierten Zerstörungen zurückzuführen, welches sich während des Wachstums der Zerstörung stark ändern kann. In Abhängigkeit des Streuverhaltens wird schlussendlich mehr bzw. weniger Anteil der Strahlung über den kritischen Winkel der Totalreflexion gestreut.

Die gemittelten Werte in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulsenergie (rechts) zeigen wie zu erwarten, dass die Faserdegradation stärker und frühzeitiger auftritt, je höher die eingestrahlte Pulsenergie ist. Darüber hinaus lässt sich eine Sättigung der Degradation ab ca. $700\mu\text{J}$ erkennen, und es ist anzumerken, dass bei Pulsenergien unter $500\mu\text{J}$ nicht bei jeder bestrahlten Faser eine Degradation beobachtet werden konnte. Für jede einzelne Pulsenergie wurde die Zerstörwahrscheinlichkeit aus dem Verhältnis der zerstörten Fasern zu der Gesamtanzahl der bestrahlten Fasern berechnet. Die somit ermittelte Zerstörwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Pulsenergie ist Abbildung 4.11 (links) zu entnehmen. Die Messdaten sind die Verhältnisse zwischen zerstörten Fasern und der Gesamtanzahl an bestrahlten Fasern bei der jeweiligen Pulsenergie und sind aus diesem Grund exakte Werte. Die Y-Fehler geben die Abweichung an, welche durch die Messung zwei weiterer Fasern im kritischsten Fall, d. h. beide Fasern zerstört bzw. unbeschadet, entstehen kann. Jedoch ist aufgrund des beobachteten Zerstörverhaltens, insbesondere für die berechnete 100%-Zerstörwahrscheinlichkeit, die Abweichung unwahrscheinlich und gibt an dieser Stelle eine Abschätzung über die Stichprobengröße an.

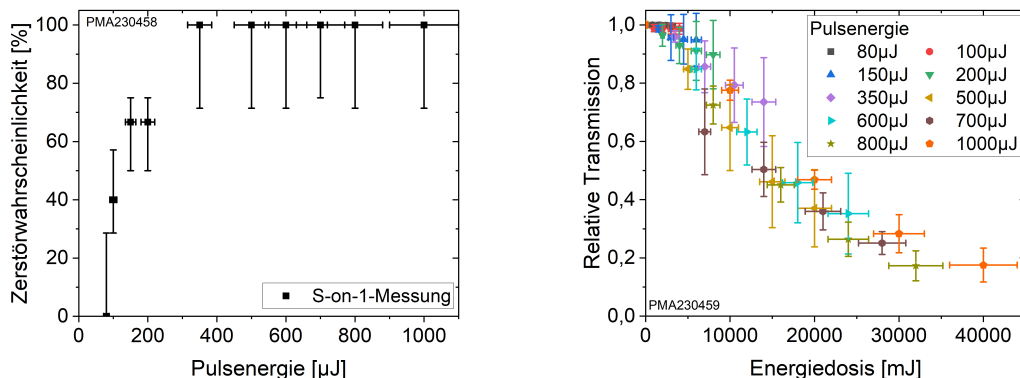


Abbildung 4.11: (Links) Die nach S-on-1 bestimmte Zerstörwahrscheinlichkeit von POFs in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulsenergie. (Rechts) Degradation von POFs in Abhängigkeit der eingestrahlten Energiedosis.

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

Bei den mit $80\ \mu\text{J}$ bestrahlten Fasern trat innerhalb von 40.000 Pulsen keine erkennbare Degradation auf. Zum einen war das Transmissionssignal konstant während der Messung, und zum anderen konnten keine Laser-induzierten Streuzentren mittels CCD-Kamera und Nomarski-Mikroskopie nachgewiesen werden. Im Gegensatz dazu konnten bei einer Pulsenergie von mindestens $100\ \mu\text{J}$ bei einzelnen Fasern Zerstörungen beobachtet werden. Mit steigender Energie wurde bei zunehmend mehr Fasern eine Degradation nachgewiesen bis bei einer Energie von $500\ \mu\text{J}$ jede Faser innerhalb des S-on-1-Tests degradierte. Berechnet auf die Kernquerschnittsfläche mit einem Radius in dieser Charge von $205\ \mu\text{m}$ ergibt sich für eine Energie von $80\ \mu\text{J}$ eine Energiedichte von $0.06\ \text{J cm}^{-2}$. Dies ist vergleichbar mit der LIDT von $0.04\ \text{J cm}^{-2}$, welche sich im Rahmen der R-on-1-Messungen aus dem Streukriterium ergeben hat. Die Unterschiede sind vernachlässigbar klein und vermutlich auf die Lasersysteme, insbesondere die Strahlprofile, und die Faserchargen zurückzuführen.

Des Weiteren wurde überprüft, inwiefern die eingestrahlte Energiedosis zur Degradation beiträgt. Die Dosis wird aus dem Produkt von Pulsanzahl und -energie berechnet. Anschließend wurde die mittlere relative Transmission in Abhängigkeit der eingestrahlten Dosis bestimmt und in Abbildung 4.11 (rechts) dargestellt.

Unabhängig von der eingestrahlten Pulsenergie kann ein relativ ähnliches Verhalten der Transmission in Abhängigkeit der eingestrahlten Dosis beobachtet werden. Bei kleinen Energien wäre vermutlich eine längere Bestrahlungszeit notwendig gewesen, um eine eindeutige Aussage treffen zu können. Darüber hinaus hat vermutlich für Pulsenergien unter $500\ \mu\text{J}$ die Zerstörwahrscheinlichkeit unter 100 % einen deutlichen Einfluss auf die berechneten mittleren relativen Transmissionswerte. Dementsprechend ist insbesondere das Wachstum der Laser-induzierten Zerstörungen dosisabhängig, wohingegen zur Erzeugung einer Zerstörung eine kritische Energiedichte überschritten werden muss, welche über die LIDT definiert ist.

4.7 Offline Analyse der Zerstörungen

Die Laser-induzierten Zerstörungen wurden mittels verschiedener Messmethoden ausführlich untersucht. In diesem Abschnitt werden zunächst die Morphologien der Zerstörungen in den POFs mit denen der Vorformen verglichen. In Bezug auf die POFs wird zusätzlich die axiale und radiale Defektverteilung genauer betrachtet. Zur Analyse der Zusammensetzung der Zerstörungen wurde das Material lokal mit EDX untersucht und REM-Aufnahmen der Zerstörungen erzeugt. Abschließend werden Resultate einer computerunterstützten Röntgenstrahl-Mikrotomografie und Multiphotonenmikroskopie zur Diskussion der Zerstörmorphologie diskutiert.

4.7.1 Zerstörmorphologie und Defektverteilung

Die Morphologien der Zerstörungen wurden mittels Nomarski-Mikroskopie mit einer bis zu 200-fachen Vergrößerung untersucht. Die durchgeführten Voruntersuchungen an den Vorformen und die ausführlichen Literaturrecherchen zeigten bereits, dass bei den genutzten Laserparametern die Zerstörungen im Volumen auftreten und nicht an der Oberfläche. Der Grund für dieses Verhalten ist in Abschnitt 2.4.3 diskutiert und auf die Polymerisation zurückzuführen. Analog zu den Vorformen sind die Laser-induzierten Zerstörungen entsprechend im Faserkern der POFs entstanden und treten wie bereits in Abbildung 4.7 gezeigt relativ homogen verteilt entlang der gesamten Faser auf.

Die Untersuchung der Zerstörung im Volumen der Vorformen wird durch die Tiefenauflösung des Mikroskops limitiert, wohingegen die Geometrie der optischen Fasern die Studien zusätzlich durch die Oberflächenkrümmung erschwert. Zur Bewältigung der technischen Schwierigkeiten wurde die Faser auf ein dünnes Deckglas platziert, in Glycerin eingebettet und anschließend mit einem zweiten Deckglas abgedeckt. Glycerin hat einen Brechungsindex von 1.47 und wird in diesem Fall als Indexmatchingmaterial benutzt, da PMMA ein Brechungsindex von 1.49 aufweist. Durch die Einbettung der optischen Fasern wird das zur Mikroskopie benötigte Licht weniger stark an der Fasergrenzfläche gebrochen und ermöglicht so das Inspizieren des gesamten Faserkerns. Im Folgenden sind in Abbildung 4.12 einige exemplarische Mikroskopaufnahmen dargestellt.

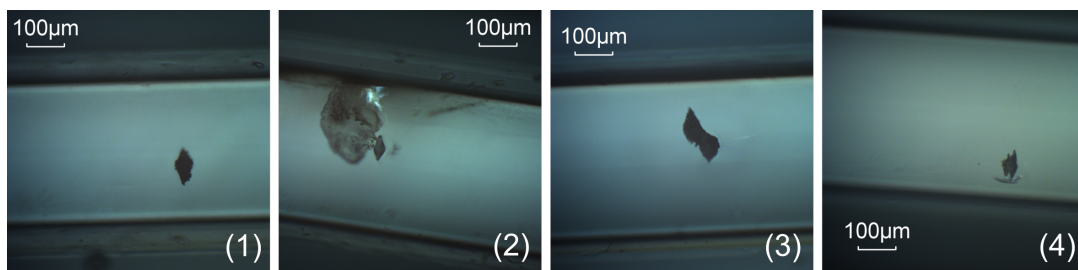


Abbildung 4.12: Mit Hilfe von Indexmatching aufgenommene Mikroskopbilder unterschiedlicher Laser-induzierter Zerstörungen.

Auffällig bei der Zerstörungsmorphologie ist eine linsenförmige Struktur, deren Längsachse orthogonal zur Faserlängsachse verläuft. Die in Abbildung 4.12 (1) dargestellte Form ist die am häufigsten beobachtete Morphologie, welche unter anderem in Kombination mit einem zweiten Defektbereich auftreten kann (2). Die Form und die Ausrichtung der Strukturen ist möglicherweise auf intrinsischen Stress zurückzuführen. Durch den Herstellungsprozess von Fasern kann gegenüber dem Rohmaterial zusätzlicher Stress entstehen. Der Stress könnte anschließend zu einem gerichteten

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

Zerstörwachstum führen. Der Ausbruch, welcher im zweiten Bild zu sehen ist, könnte auf Nebenprodukte der Zerstörung hindeuten. Butenin *et al.* [112] zeigten, dass die Bestrahlung von PMMA zu hohen Temperaturen und somit zur Thermolyse und Depolymerisation des Polymers führen kann. Dabei entstehen kohlenstoffhaltige gasförmige Produkte, insbesondere CO und CH₄, welche folglich unter hohem Druck aus dem Material entweichen [112]. Falls im Faserkern solche Nebenprodukte geformt wurden und unter Druck aus dem Material entweicht sind, könnte dies die Entstehung der in Abbildung 4.12 (2) beobachtbaren Zerstörung erklären. Zur genaueren Analyse dieser Hypothese wurden EDX-Analysen durchgeführt. Die entsprechenden Resultate der Materialanalysen sind im Abschnitt 4.7.2 dargestellt, und die Indikatoren, Ursache und Folgen der Thermolyse werden diskutiert.

Abgesehen von der häufigen Linsenform konnten zahlreiche weitere verschieden geformte Zerstörungen, wie in Abbildung 4.12 (3) und (4) zu sehen, beobachtet werden. Zusammengefasst sind diese Zerstörungen ähnlicher Größe, jedoch weisen diese nicht in jedem Fall eine eindeutige Ausrichtung auf.

Zur Abschätzung des Abstands der Defekte relativ zum Kernzentrum wurden die POFs während der Mikroskopie um die Längsachse gedreht. Somit konnten die Zerstörungen unter verschiedenen Winkeln untersucht werden. Eine exemplarische Zerstörung unter drei verschiedenen Winkeln ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

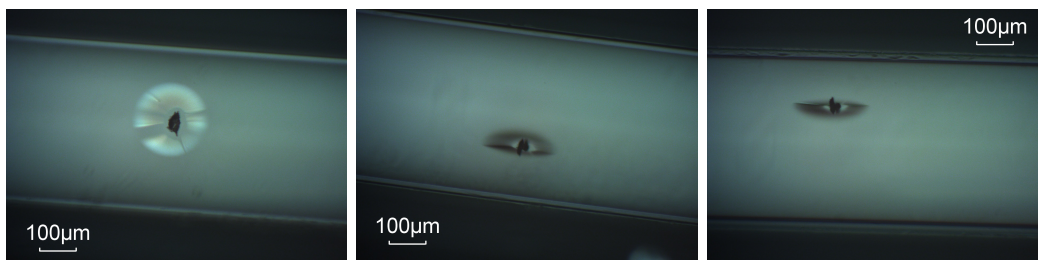


Abbildung 4.13: Eine einzelne Zerstörung im Faserkern einer POF unter verschiedenen Winkeln zur Bestimmung der radialen Position des Defekts.

Für einige ausgewählte Pulsenergien aus der Parameterstudie wurden die jeweiligen bestrahlten Fasern mit der oben genannten Methodik detailliert untersucht. Zum einen wurde analog zu den Kurzzeit-Bestrahlungstests der R-on-1-Messungen die axiale Zerstörverteilung (Abb. 4.14) ermittelt und zum anderen die radiale Verteilung (Abb. 4.15) abgeschätzt.

Anhand von Abbildung 4.14 ist zu erkennen, dass mit steigender Pulsenergie mehr Zerstörungen im Faserkern induziert werden. Die bei jeder Energie auftretende Abnahme der Defektanzahl bei etwa 10 cm ist eventuell ein Artefakt der Messung, da die Fasern gekrümmt waren und die Mikroskopie aus diesem Grund vor allem im mittleren Bereich erschwert wurde. Abgesehen davon ist die Defektanzahl bei einer

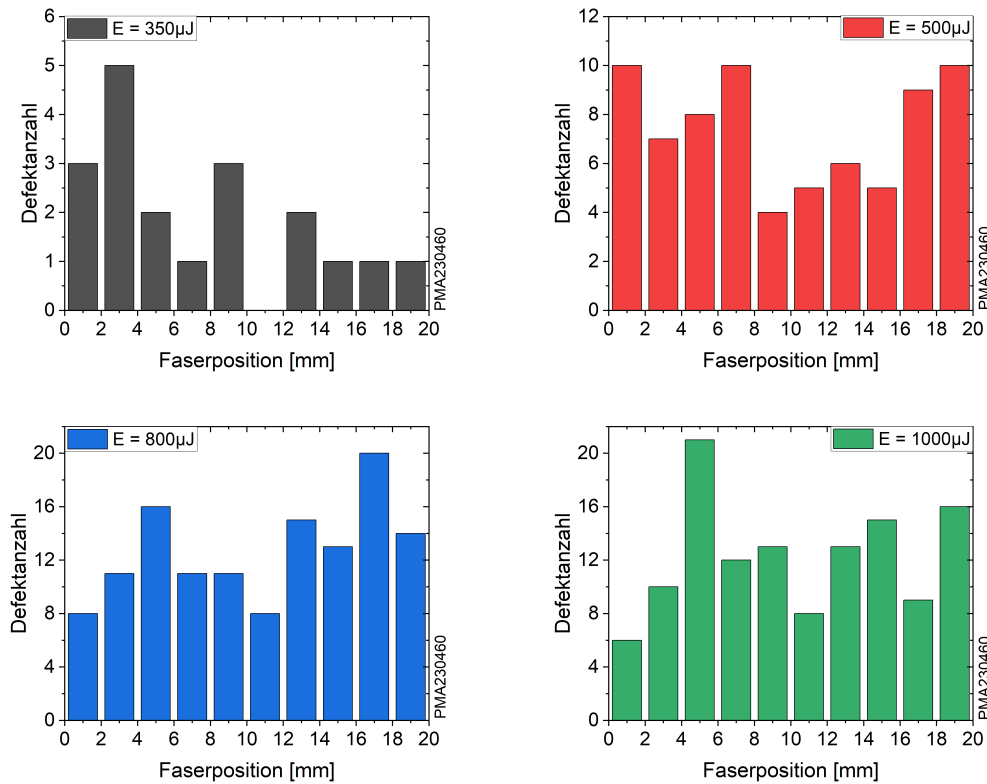


Abbildung 4.14: Axiale Verteilung der Laser-induzierten Zerstörungen nach durchgeführter S-on-1-Bestrahlung mit über 40.000 Pulsen bei unterschiedlich hoher eingekoppelter Pulsenergie.

Pulsenergie von $350 \mu\text{J}$ in den ersten Zentimetern deutlich höher als im hinteren Bereich der Faser. Dies könnte in der Intensitätsverteilung während der Propagation in der Faser begründet sein. Zur Initialisierung der Zerstörungen muss eine spezifische Energiedichte überschritten werden. Jedoch ist die Intensitätsverteilung innerhalb der ersten Zentimeter der Faser noch maßgeblich durch das annähernde Gaußprofil des Lasers definiert. Erst während der Propagation in der Faser wird die Intensität auf Grund von Totalreflexion, Unreinheiten und Inhomogenitäten in der Faser sowie am Kern-Mantel-Übergang homogener über den Faserquerschnitt verteilt. Deswegen ist in den letzten Zentimetern bei niedrigen Pulsenergien die Energiedichte aufgrund der Durchmischung im Großteil des Querschnitts geringer als die LIDT, und weniger Zerstörungen werden induziert.

Bei steigender Pulsenergie führt eine homogenere Intensitätsverteilung zwar zu einer niedrigeren Energiedichte als in den ersten Zentimetern der Faser, aber durch die allgemein höher eingekoppelte Energie wird die LIDT dennoch in einer vergleichsweise größeren Fläche des Faserquerschnittes überschritten. Aus diesem Grund wird für relativ hohe Pulsenergien eine Zunahme der Defektanzahl beobachtet. Die Resultate

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

der axialen Verteilung der Laser-induzierten Zerstörungen sind in guter Übereinstimmung mit den im Abschnitt 2.5 prognostizierten Distributionen, welche auf der simulierten Intensitätsverteilung mittels Raytracing basieren.

Zusätzlich wurde die radiale Verteilung der Zerstörungen untersucht. Hierzu wurde der Abstand der Zerstörungen zur Kernmitte und die Defektanzahl in Intervallen von je 20 μm bestimmt. Anschließend wurde die Summe auf die jeweilige Kreisscheibensfläche normiert, um die Defektdichte innerhalb verschiedener Kernradien vergleichen zu können. Die resultierende Defektdichte in Abhängigkeit vom Abstand zum Faserzentrum und der eingekoppelten Pulsenergien ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Bei einer Energie von 350 μJ ist die Zerstörungsdichte in der Umgebung des Kernzentrums maximal und nimmt zum Fasermantel hin ab. Basierend auf den durchgeführten Raytracing-Simulationen (s. Abbildung 2.16 rechts) ist eine Überschreitung der LIDT im Faserzentrum wahrscheinlicher als am Rand. Für Pulsenergien über 350 μJ ist die Verteilung deutlich weniger stark vom Abstand zur Kernmitte abhängig und wird mit steigender Pulsenergie homogener. Vermutlich ist bei hohen Pulsenergien, wie bereits bei der axialen Defektverteilung und den Simulationen beschrieben, die Intensität im gesamten Querschnitt entlang der Faser hoch genug, um den Großteil der Initiatoren im Faserquerschnitt zu bestrahlen und die Zerstörung einzuleiten. Analog zu der axialen Verteilung ist die radiale Verteilung in guter Übereinstimmung mit den Prognosen der Simulation und lässt sich folglich auf die komplexe Intensitätsverteilung in der Faser zurückführen.

Abweichungen zwischen Experiment und Simulation sind auf die stärkere Homogenisierung der Intensitätsverteilung in den realen Fasern zurückzuführen. Der unebene Kern-Mantel-Übergang und Fehlstellen im Faserkern führen zu einer im Vergleich zur Simulation erhöhten Streuung. Insbesondere die Laser-induzierten Zerstörungen führen zu einer weiteren Durchmischung der Intensität.

Zusätzlich zu den Untersuchungen des Kern- und Mantelmaterials wurden die Facetten der einzelnen Fasern untersucht. Analog zu den Vorformen konnten keine Zerstörungen an den Faserein- und -austrittsflächen beobachtet werden. Der Zerstörungsprozess von POFs ist vermutlich sehr ähnlich zu dem Mechanismus in einer Vorform bzw. anderer reiner PMMA-Komponenten. Wie bereits im Abschnitt 2.4.3 und 4.2 ausführlich geschildert, treten bei der mit 532 nm ns-gepulsten Bestrahlung des Grundmaterials und der Vorform die Zerstörungen im Volumen auf. Ursache dieses Phänomens könnte, wie bereits zuvor erwähnt, eine unterschiedlich starke Polymerisation sein. Aus diesem Grund sind wahrscheinlich die Fasereintrittsflächen und -austrittsflächen unbeschädigt geblieben.

Darüber hinaus wird die Anzahl der Defekte pro Faser mit der relativen Degrada-

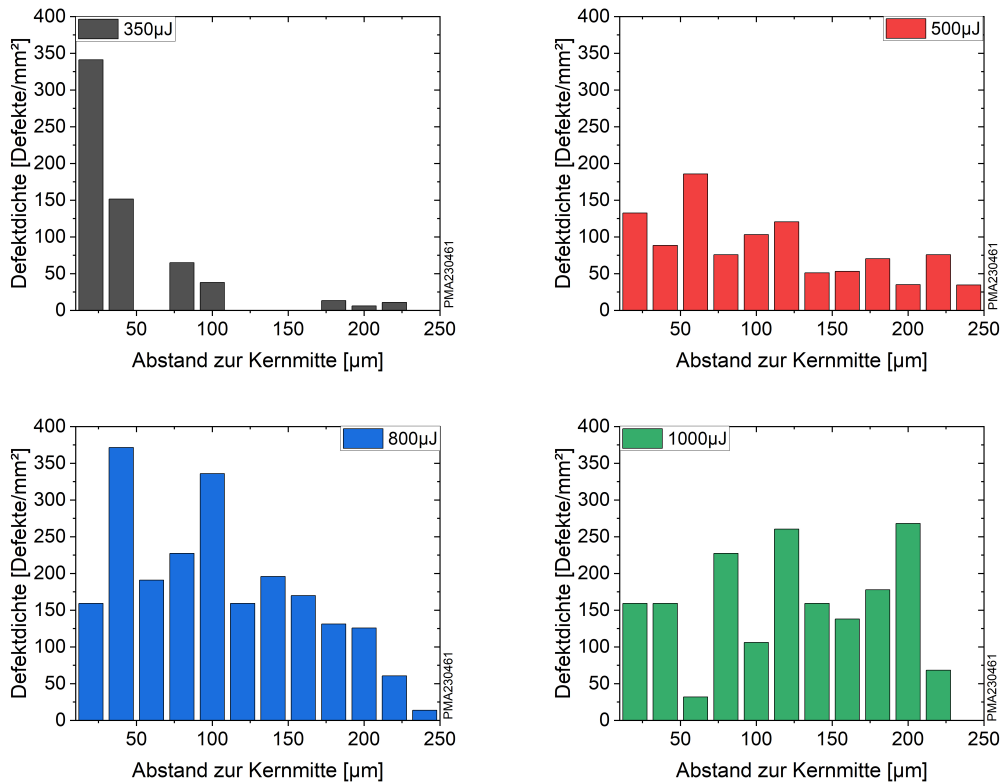


Abbildung 4.15: Zerstörungsdichte im Rahmen der S-on-1-Bestrahlung in Abhängigkeit des radialen Abstands zum Faserkern für verschiedene Pulsenergien und 20 µm großer Kreisringe im Faserquerschnitt.

tion nach 40.000 Pulsen in Abhängigkeit der Pulsenergie in Abbildung 4.16 verglichen. Wie zu erwarten, korreliert die Anzahl der erzeugten Defekte mit dem Transmissionsverlust. Bei hohen Pulsenergien sättigen beide Größen, da vermutlich die Streuung an den Zerstörungen die Erzeugung weiterer Defekte sowie das Wachstum bestehender Streuzentren einschränkt bzw. stoppt. Anhand dieser Sättigung wird abgeschätzt, dass im Mittel ca. 26.4 Initiatoren in einer Faser vorliegen, welche bei der Bestrahlung mittels ns-gepulster Laserstrahlung und Wellenlänge von 532 nm eine Zerstörung des Materials induzieren können. Bei einem Kerndurchmesser von 410 µm und einer Faserlänge von 20 cm ergibt dies eine Defektdichte von 1000 cm^{-3} . Aufgrund der Intensitätsverteilung und der Verringerung der propagierenden Energie durch die Absorption und Streuung von Zerstörungen wurde vermutlich nicht an allen Initiatoren eine Zerstörung erzeugt. Aus diesem Grund ist die Dichte der Initiatoren vermutlich höher als hier angegeben.

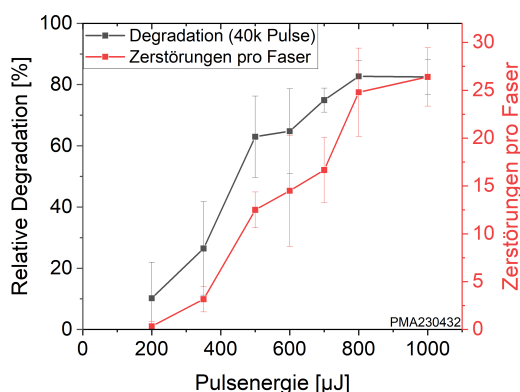


Abbildung 4.16: Die induzierte Faserdegradation und die Anzahl der entstandenen Zerstörungen pro Faser in Abhängigkeit der eingestrahlten Pulsenergie.

4.7.2 SLOT, REM und EDX

Zusätzlich zu den Untersuchungen, welche mit Hilfe der Nomarski-Mikroskopie durchgeführt wurden, konnten detaillierte und hochauflösende Aufnahmen mittels Scanning Laser Optical Tomography (SLOT) [113] und REM zur Studie der Morphologie erstellt werden.

Die Rekonstruktion einer katastrophalen Zerstörung der R-on-1-Tests (s. Abschnitt 4.5) ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Analog zu einigen nicht katastrophalen Zerstörungen ist ein Ausbruch der Schädigung zum Kern-Mantel-Übergang zu erkennen (s. Abbildung 4.12 (2)). Dies könnte wie bereits erwähnt auf die Entstehung von Gasen durch Pyrolyse und dem einhergehenden Druck hindeuten. Der hier entstandene Ausbruch ist jedoch nur vereinzelt zu beobachten und liegt vermutlich an der langen Bestrahlungsdauer und/oder der hohen Pulsenergie. Jedoch ist die Länge von 1 bis 2 cm sowie die in einer der zur Faserlängsachse orthogonale Achsen geringere Ausbreitung typisch für diese Art der Zerstörung.

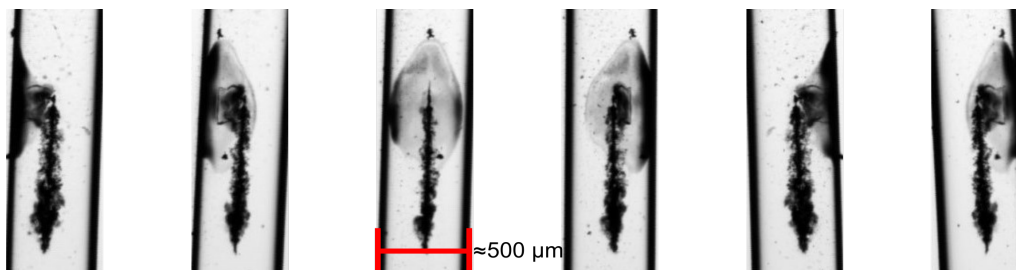


Abbildung 4.17: Rekonstruktion einer Laser-induzierten katastrophalen Zerstörung in einer POF unter verschiedenen Winkeln. Die Messdaten wurden mittels SLOT aufgenommen und mit Hilfe von ImageJ [114] rekonstruiert. Die Propagation der Laserstrahlung erfolgte von unten nach oben. Abbildung aus [109].

Darüber hinaus wurden POFs für Untersuchungen mittels REM und EDX präpariert. Einzelne Fasern aus der S-on-1-Messreihe wurden für längere Zeit bestrahlt, sodass die Defekte übermäßig stark angewachsen sind. Anschließend wurden die Fasern am Ort der Zerstörung mit einer Rubinklinge getrennt, sodass der Defekt im Querschnitt der zwei neu entstandenen Endflächen vorliegt. Durch dieses Vorgehen konnten die in Abbildung 4.18 hochaufgelösten REM-Bilder des zerstörten Materials aufgenommen werden.

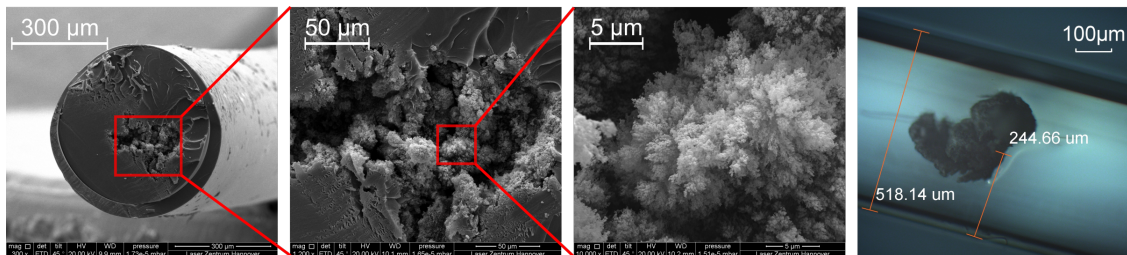


Abbildung 4.18: REM-Aufnahmen einer im Rahmen der S-on-1-Tests induzierten Zerstörung sowie die zugehörige Nomarski-Aufnahme vor der Präparation der Faser.

Die Zusammensetzung des zerstörten Materials im Vergleich zum umliegenden Material wurde mit Hilfe von EDX analysiert und ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Der Kohlenstoff-Anteil des unbeschädigten Fasermaterials liegt für die zwei untersuchten Fasern bei 25.4 At.-% bzw. 28.2 At.-% und der Sauerstoffanteil bei 70.0 At.-% bzw. 68.4 At.-%. Im Gegensatz dazu weist das zerstörte Fasermaterial einen um 13.3 At.-% bzw. 17.5 At.-% höheren Kohlenstoff-Anteil auf. Der deutlich erhöhte Kohlenstoff-Anteil im beschädigten Kernmaterial deutet auf Thermolyse hin. Dieser thermischer Prozess führt aufgrund hoher Temperaturen, welche laut Butenin *et al.* [115, 112] bereits durch die Bestrahlung von Mikropartikeln mit Radien von 10 nm erreicht werden können, zur Spaltung chemischer Verbindungen. Der Prozess erzeugt durch Depolymerisation absorbierende feste, flüssige und gasförmige Produkte. Diese erzeugen hohe Drücke und beschleunigen den Zerstörungsprozess durch die Bildung absorbierender Kohlenstoffe. Zur Kontrolle führten Butenin *et al.* [115] Messungen an gereinigtem, mit 25 nm großen Kohlenstoffpartikeln kontaminiertem PMMA und einer Kontrollprobe durch. Aus diesen Gründen weisen der erhöhte Kohlenstoffanteil im zerstörten Kernmaterial (s. Abbildung 4.19) und einige der beobachteten Morphologien (s. Abbildung 4.12), welche auf eine Gasentstehung in der Nähe der Laser-induzierten Zerstörung hindeuten, auf Thermolyse und somit der Depolymerisation von PMMA durch die Laserbestrahlung hin. Anschließend führen die Nebenprodukte des Prozesses zu einer Absorptionserhöhung, sodass die Temperatur weiter ansteigt, der Prozess beschleunigt wird und der Defekt weiter anwächst.

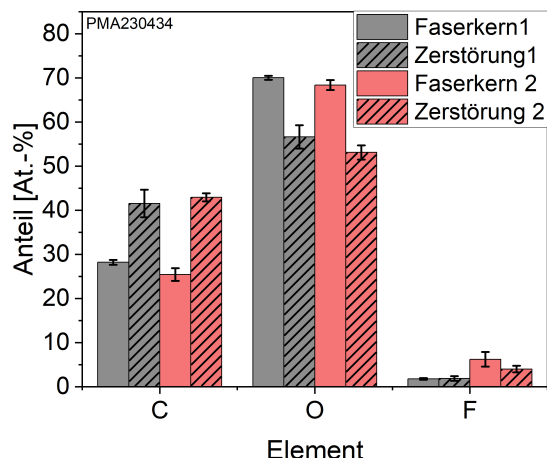


Abbildung 4.19: Kohlenstoff-, Sauerstoff- und Fluor-Anteil im zerstörten und unzerstörten Faserkernmaterial. Die Zusammensetzung wurde mittels EDX-Analysen bestimmt.

4.7.3 Röntgenstrahlen Tomografie und Multiphotonenmikroskopie

Zur Vertiefung der Zerstörungsanalyse wurden in Zusammenarbeit mit der Università di Roma und der Università della Calabria Untersuchungen mit Hilfe einer computerunterstützten Röntgenstrahlen-Mikrotomografie (μ -CT) und Multiphotonenmikroskopie (MPM) durchgeführt. Die Anwendung der μ -CT wurde bereits seitens Ferraro *et al.* [116] an optischen Fasern aus Glas demonstriert. Im Gegensatz zur REM mussten die Fasern nicht am Ort der Zerstörungen aufgeschnitten werden, um eine zerstörfreie Untersuchung zu ermöglichen.

Die μ -CT ist von Sandoghchi *et al.* [117] sowie Ferraro *et al.* [116] detailliert beschrieben. Der von einer Mikrofokusquelle emittierte polychromatische Röntgenstrahl erreicht mit einem Fokus von $5\ \mu\text{m}$ eine entsprechende Auflösung. Die zu untersuchende Probe wird mit der Quelle bestrahlt, und ein Detektor monitoriert das Signal, welches von der Absorption der Probe abhängt. So können beispielsweise über die Vermessung mehrerer Querschnitte der Fasern diverse Strukturen in Fasern zerstörungsfrei aufgelöst und die Faser rekonstruiert werden [116, 117]. Die μ -CT-Daten in Abbildung 4.20 (links) zeigen, analog zur REM, dass die Zerstörungen Hohlräume im Faserkern sind. Zusätzlich lässt sich eine Erhöhung des Brechungsindex am Rand der Zerstörung erkennen, welche sich vom restlichen Kernmaterial abhebt. Dies ist wahrscheinlich die Folge der zuvor beschriebenen Thermolyse, welche sowohl gasförmige Produkte erzeugt als auch über die Depolymerisation zu einer Materialänderung führt.

4.8 Diskussion - Messroutine zur Bestimmung der LIDT von POFs

Zusätzlich konnte mittels MPM in Vorformen Fluoreszenz von Laser-induzierten Zerstörungen nachgewiesen werden. An den Fasern gelang dies nicht, da die Geometrie dies ohne weiteren Aufwand wahrscheinlich verhinderte. Aus diesem Grund wurden exemplarisch induzierte Zerstörungen in extrudierten PMMA-Platten mittels des Minilite 1 Lasers induziert. Diese Zerstörungen fluoreszierten analog zu den Vorformen, weshalb für die Zerstörungen in den Fasern ein ähnliches Verhalten vermutet werden kann. Außerdem fluoreszierte das unzerstörte Umgebungsmaterial, im Fall der Vorform und der Platten, nicht. Aus diesem Grund muss eine Materialveränderung durch die Bestrahlung und der einhergehenden Thermolyse und der polymeren Struktur stattgefunden haben, welche sich auf die Depolymerisation zurückführen lässt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies nicht weiter verfolgt. Diese Untersuchungen sollen einzig das Potential der μ -CT und MPM für die Charakterisierung Laser-induzierter Zerstörungen darstellen und der Verifizierung vorheriger Thesen dienen.

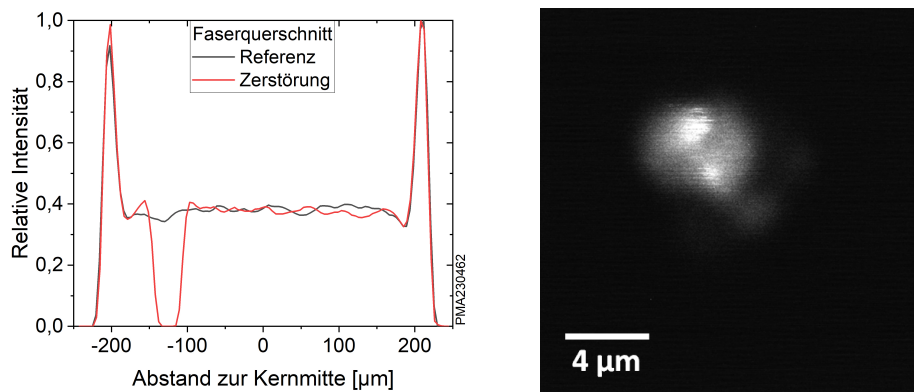


Abbildung 4.20: (Links) Das mittels μ -CT ermittelte Signal in Abhängigkeit der radialen Position in einem unzerstörten (schwarz) und zerstörten (rot) Faserquerschnitt. (Rechts) Die beobachtete Fluoreszenz einer Laser-induzierten Zerstörung in einer Vorform.

4.8 Diskussion - Messroutine zur Bestimmung der LIDT von POFs

Das beobachtete Zerstörverhalten von POFs ist vergleichbar mit dem von PMMA aus der Literatur und den hier präsentierten Untersuchungen an PMMA-Vorformen. Laserpulse im Nanosekundenbereich mit einer Wellenlänge von 532 nm induzieren Zerstörungen an zufällig im Materialvolumen verteilten Störstellen. Die Mehrpuls-

4 Zerstörschwellenmessung von polymeren optischen Fasern

bestrahlung führt in Übereinstimmung mit der Literatur zu relativ grob geformten Morphologien. Ursache sind vermutlich absorbierende Fehlstellen, welche anschließend aufgrund der hohen Temperaturen zur Thermolyse bzw. Depolymerisation der Polymerketten führen und weitere Kohlenstoffverbindungen produzieren, sodass der Prozess beschleunigt wird. Dies wird auf Basis von Beobachtungen aus der Literatur und im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten analytischen Verfahren, wie der REM, EDX, μ -CT und MPM, vermutet. Darüber hinaus wurde aufgrund der Totalreflexion und der damit verbundenen komplexen Änderung der Intensitätsverteilung anhand der Übereinstimmung der simulierten und experimentellen Daten gezeigt, dass die Verteilung der Laser-induzierten Zerstörungen in den POFs stark von der variierenden Intensitätsverteilung und der eingekoppelten Pulsenergie abhängt.

Des Weiteren wurden R-on-1- und S-on-1-Messungen durchgeführt, um die Vor- und Nachteile der klassischen Messroutinen bei der Bestimmung der LIDT von POFs aufzuweisen. Bei der R-on-1-Messung mit 1.000 Pulsen pro Energiedichte ergab sich eine LIDT von 0.04 J cm^{-2} und im Fall der S-on-1-Messung mit 40.000 Pulsen eine LIDT von 0.06 J cm^{-2} . Aufgrund der Nutzung zweier Lasersysteme wurden die Messungen zwar mit leicht unterschiedlichen Pulsdauern und Strahlprofilen durchgeführt, dennoch haben sich vergleichbare Zerstörschwellen ergeben. Der größere genutzte Energiedichtenbereich pro Faser ist bei der R-on-1-Messung ein deutlicher Vorteil gegenüber der S-on-1-Messung, sodass hier eine Zeitersparnis ausschlaggebend ist. Die Detektion über eine Transmissionsabnahme gelingt deutlich komplizierter, da POFs im Vergleich zu Glasfasern langsam degradieren. Über 1.000 Pulse pro Energiedichte konnte trotz der mittels Kamera detektierten Entwicklung der Streuzentren teils keine Transmissionsabnahme erkannt werden. Die S-on-1-Messung ist bezüglich der Degradationserkennung deutlich effizienter in Bezug auf die transmittierte Energie. Diese Aussage ließ sich über die anschließende Mikroskopie der bestrahlten Fasern verifizieren.

Für eine sensitive Detektion Laser-induzierter Zerstörungen in optischen Fasern, bei deren Grundmaterial Zerstörungen im Volumen auftreten, ist die Monitorierung der gesamten Faser essentiell. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Erkennung von Materialänderungen im Rahmen der R-on-1-Messungen zum einen über eine CCD-Kamera und zum anderen mittels einer kontinuierlich scannenden Photodiode realisiert werden kann. Dies erfordert im Anschluss eine im Vergleich zu S-on-1-Messungen aufwendigere Auswertung mittels Abgleich der aufgenommenen Bilder oder der zeit- und positionsabhängigen Spannungswerte der scannenden Photodiode. Im Gegensatz dazu benötigen S-on-1-Messungen mit einer genügend hohen Pulsanzahl einen höheren Messaufwand, aber die Auswertung des Verhältnisses zwi-

4.8 Diskussion - Messroutine zur Bestimmung der LIDT von POFs

schen Transmission und Referenz beansprucht deutlich weniger Zeit. Des Weiteren bedarf die offline Verifizierung der induzierten Zerstörung im Kernmaterial optischer Fasern mittels Nomarski-Mikroskopie eine entsprechende Ausrüstung, um das Index-Matching umzusetzen.

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

5.1 Erarbeitung der cw-LIDT-Messroutine

In diesem Abschnitt werden die wissenschaftlichen Herausforderungen bei der Erarbeitung einer geeigneten cw-LIDT Messroutine diskutiert. Zunächst ist der Messaufbau und das genutzte Lasersystem detailliert beschrieben. Die ersten Untersuchungen verdeutlichen den Einfluss zerstörter Positionen auf die Zerstörwahrscheinlichkeit umliegender Positionen. Daraufhin werden die Resultate hinsichtlich der Materialveränderung und Kontaminationen mittels Nomarski-Mikroskopie, Streumessung, Spannungsmessung sowie REM und EDX in Abschnitt 5.1.4 präsentiert. Abschließend wird eine Messroutine zur zuverlässigen Bestimmung der cw-LIDT vorgestellt.

5.1.1 Messaufbau zur Bestimmung der cw-LIDT

Der in diesen Studien genutzte Messaufbau zur Bestimmung der cw-LIDT wurde an das thermische Zerstörverhalten der Komponenten angepasst und ist in Abbildung 5.1 (links) abgebildet.

Falls nicht anders vermerkt, wurde das Lasersystem TRUDISK 16002 von TRUMPF verwendet. Aufgrund der Strahlführung vom Lasersystem zum Messaufbau mittels der zur Verfügung stehenden Glasfaser war die Ausgangsleistung auf 6 kW begrenzt. Die Faser des Lasers ist an einen Kollimator gekoppelt, auf dessen Ausgang final eine fokussierende Linse mit einer Brennweite von 200 mm befestigt ist. Eine Photodiode wurde als Referenz auf die Streustrahlung des Kollimatorausgangs gerichtet, sodass während der Messung die Ausgangsleistung des Lasers monitoriert werden konnte. Die minimale Ausgangsleistung des Lasersystems betrug 320 W und gewährleistet

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

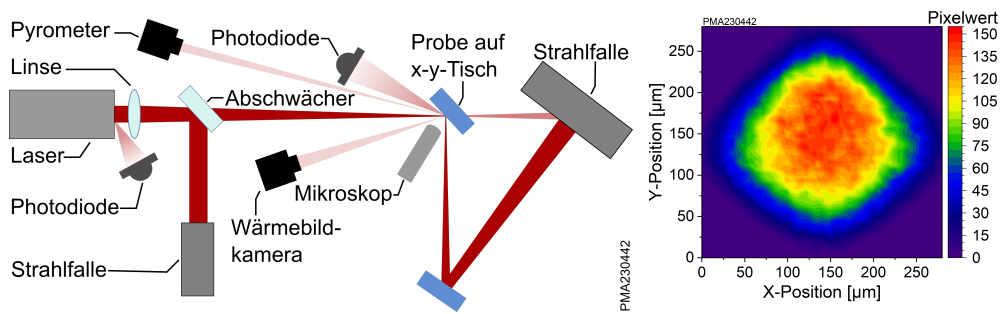


Abbildung 5.1: (Links) Aufbau zur Bestimmung der cw-LIDT. (Rechts) Das Strahlprofil in der Fokus-/Probenebene.

laut Hersteller eine Leistungskonstanz von $\pm 1\%$. Aus diesem Grund wurden für die LIDT-Messungen unpolarisierende Abschwächer, mit den im Laser Zentrum Hannover e.V. zur Verfügung stehenden IBS-Anlagen, hergestellt. Somit konnten die Testoptiken mit Leistungen zwischen 1 W und 6000 W bestrahlt werden. Im Fokus der Laserstrahlung wurde die zu untersuchende Probe auf einem X-Y-Verfahrtisch platziert, um unterschiedliche Positionen auf der Optik wie in Abschnitt 2.4.5 erläutert zu bestrahlen. Die von den Testspiegeln reflektierte Strahlung wurde anschließend über einen weiteren hochreflektiven Spiegel auf eine gekühlte Strahlfalle gelenkt, welche außerdem die restliche transmittierte Strahlung bzw. beim Auftreten einer Zerstörung die Strahlung blockte.

Zur Detektion Laser-induzierter Zerstörungen wurde zum einen eine Photodiode genutzt, welche das von einer Zerstörung erzeugte Streusignal detektiert und bei Überschreiten eines Spannungsschwellwertes die Laserbestrahlung stoppt. Zum anderen dienen ein Pyrometer (KTR 2100-1L) der Firma Maurer und eine Wärmebildkamera (2126-S309SP-ND) der Firma Seek Thermal der thermischen Überwachung der Komponente. Des Weiteren werden die Pyrometerdaten für den Vergleich zwischen Simulation und Experiment hinsichtlich der Bestimmung der maximalen Temperatur genutzt. Für die online-Überwachung wurde ein Mikroskop (AM7515MZT) der Firma AnMo Electronics Corporation genutzt.

Das Strahlprofil im Fokus ist in Abbildung 5.1 (rechts) dargestellt. Die Beugungsmaßzahl M^2 wurde bei der Fokusvermessung mittels des FokusMonitor FM+ der Firma Primes auf einen Wert von 2.39 bestimmt, und die Rayleighlänge des Strahls betrug 1.2 mm. Die berechnete Strahltaillie hatte bei einem Einfallswinkel von 0° eine Größe von $99.7\ \mu\text{m}$. Zur Durchführung von LIDT-Messungen nach DIN EN ISO 21254 soll der Strahldurchmesser nicht unter $0.2\ \text{mm}$ [6] betragen. Daher ist der genutzte Strahldurchmesser an der unteren Grenze. Dies war jedoch aufgrund der limitierenden maximalen Leistung erforderlich, um eine hohe Leistungsdichte

zu gewährleisten. Daher ist die genaue Probenpositionierung essentiell, um eine genaue Berechnung der Energiedichte zu gewährleisten. Aus diesem Grund wurde die Positionierung der Optik im Fokus vorgenommen, indem eine CCD-Kamera in den Fokus platziert, zwei Justierlaser unter großem Winkel auf dem Sensor überlagert und anschließend die Testoptik auf die überlagerte Position justiert wurde. Dennoch muss mit einer Unsicherheit der Positionierung in Höhe der Rayleighlänge gerechnet werden. Daraus folgt für die Leistungsdichtenbestimmung der in dieser Arbeit präsentierten Resultate eine Unsicherheit bis zu einem Faktor von 2.

5.1.2 Einfluss Positionsanzahl und -abstand

Zur Überprüfung der Anwendbarkeit der bekannten in der Norm DIN EN ISO 21254 [94] (s. Abschnitt 2.4.5) beschriebenen LIDT-Messroutinen auf moderne optische Komponenten wurden dielektrische Spiegel diversen Bestrahlungstests unterzogen. Die hochreflektiven dielektrischen Schichten wurden von der Laseroptik GmbH auf Substraten mit einem Durchmesser von 25.4 mm und einer Dicke von 1 mm mittels Elektronenstrahlverdampfen aufgebracht. Die ersten Voruntersuchungen zeigten, im Vergleich zu gepulsten Bestrahlungen, relativ große Zerstörmorphologien und Kontaminationen im Abstand von bis zu 5 mm, was in Abschnitt 5.1.4 anhand mehrerer Mikroskop- und Streubilder verdeutlicht und genauer diskutiert wird. Aus diesen Beobachtungen heraus wurde angenommen, dass bereits eine einzelne Laser-induzierte Zerstörung die Zerstörwahrscheinlichkeit weiterer Bestrahlungspositionen, wie anhand der Spotmatrix (s. Abbildung 2.11) veranschaulicht, erhöhen kann. Aus diesem Grund wurde der Fokus der ersten Studie, zur Erarbeitung einer geeigneten cw-LIDT-Messroutine, auf den Einfluss des Mindestabstands zwischen den Testpositionen auf die Zerstörwahrscheinlichkeit gelegt.

Die Spiegel wurden mit dem oben abgebildeten Aufbau für 30 s bei zunächst kleiner Leistung von 500 W bestrahlt. Anschließend wurde für etwa 60 s bis 120 s gewartet bis die Probe auf annähernd Raumtemperatur abgekühlt ist. Nachfolgend wurde der Prozess für alle Positionen einmal wiederholt, anschließend die Leistung um 500 W erhöht und erneut jede unzerstörte Position bestrahlt. Dies wurde wiederholt bis entweder auf jeder Position eine Zerstörung erzeugt wurde bzw. die Iteration mit maximaler Laserleistung abgeschlossen wurde. Beim Auftreten einer Zerstörung wurde die Bestrahlung schnellstmöglich über die Streulichtdetektion abgeschaltet. Für mehrere Optiken wurden unterschiedliche Mindestabstände zwischen den einzelnen Positionen gewählt und damit eine unterschiedliche Positionsanzahl pro Optik bestrahlt. Eine Übersicht der Testpositionsanzahl pro Optik, der zugehörige Min-

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

destabstand, die Probenanzahl pro Parameter und die resultierende gesamte Anzahl an Positionen ist in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Anzahl Testpositionen	Minimaler Positionsabstand [mm]	Anzahl Proben	Gesamte Positionsanzahl
1*	0.12	17	7
4	7.5	5	20
7	5.0	2	14
17	3.5	2	34

Tabelle 5.1: Anzahl der Testpositionen, der resultierende Mindestabstand zwischen zwei Positionen, die Spiegelanzahl bei den jeweiligen Parametern und die resultierende Summe der bestrahlten Positionen. (*) Bestrahlung bis zur ersten Zerstörung mit steigender Leistung nach jedem Test.

Es sei hier angemerkt, dass bei der Parameterreihe mit einer einzelnen Testposition (*) lediglich ein vergleichsweise kleiner Versatz gewählt wurde, um eine permanente Bestrahlung derselben Position zu verhindern. Im Vergleich zu den übrigen Einstellungen wird dies als Bestrahlung einer einzelnen Position definiert, da nach jeder Bestrahlung die Leistung erhöht und bei der Detektion der ersten Zerstörung die Optik nicht weiter bestrahlt wurde. Somit ist der Einfluss von Zerstörungen auf das weitere Zerstörverhalten ausgeschlossen und diese Messreihe wird als Referenz genutzt. Aufgrund der im Vergleich zur Norm geringen Statistik wurde ein kumulativer Ansatz zur Bestimmung der Zerstörwahrscheinlichkeit gewählt. Dies geschah analog zu der Bestrahlung von POFs in Abschnitt 4.5.2, insbesondere Abbildung 4.8 und Gleichung 4.1.

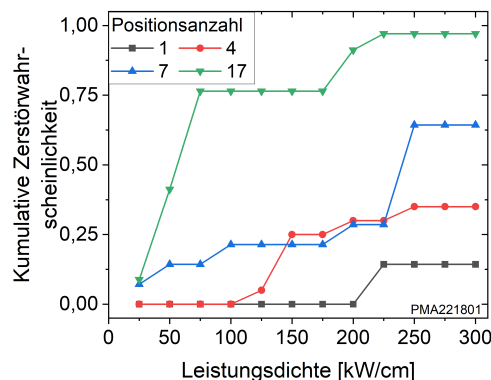


Abbildung 5.2: Zerstörwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Mindestabstands zwischen den Testpositionen. Je kleiner der Mindestabstand, desto mehr Positionen wurden auf einer einzelnen Optik beaufschlagt.

5.1 Erarbeitung der cw-LIDT-Messroutine

Diese Untersuchung zeigt einen signifikanten Einfluss der Positionsanzahl bzw. des Mindestabstandes zwischen einzelnen Testpositionen auf die Zerstörwahrscheinlichkeit. Zum einen sinkt die Energiedichte bezüglich der 0%-LIDT bei höherer Positionsdichte von 200 kW cm^{-1} auf unter 25 kW cm^{-1} . Zum anderen ist die Steigung des Graphen deutlich höher je größer die Positionsanzahl ist.

Die Ursachen dieses Verhaltens lassen sich auf zwei unterschiedliche Phänomene zurückführen. Die initiale Zerstörung scheint überwiegend Defekt-induziert zu sein. Bei einer rein intrinsischen Zerstörung sollte die 0%-LIDT bei ausreichend hoher Statistik unabhängig von der Positionsanzahl sein, da die Schmelztemperatur des Materials und die induzierte Temperaturerhöhung bis auf deutlich kleinere Einflüsse (s. Abschnitt 2.6.1) relativ konstant sein müsste. Extrinsische Einflüsse aufgrund zufällig verteilter Defekte können lokal die LIDT deutlich senken. Eine höhere Anzahl an Testpositionen pro Komponente führt zu einer größeren untersuchten Fläche und einer höheren Wahrscheinlichkeit einen Defekt zu bestrahlen. Dies hat eine Verschiebung der 0%-LIDT zu kleineren Energiedichten zur Folge. In Abbildung 5.2 lässt sich der Eintritt der Zerstörung für eine hohe Positionsanzahl (17 Positionen) als Defekt-induzierte LIDT deuten und für die geringe Positionsanzahl (1 Position) als materialspezifische LIDT. Würde für eine kleine Positionsanzahl eine deutlich größere Statistik verwendet werden, sollte die 0%-LIDT identisch zum Wert mit hoher Positionsanzahl sein. Die Verifizierung dieser These war jedoch wegen des Zeit- und insbesondere Kostenaufwands, des notwendigen enorm hohen Probenbedarfs, nicht im Rahmen dieser Arbeit zu realisieren.

Die zunehmende Steigung des Zerstörverhaltens mit höherer Positionsanzahl lässt sich nicht auf die initialen intrinsischen und extrinsischen Materialeigenschaften zurückführen. Dies lässt sich vermuten, da der Unterschied zwischen den Messreihen nicht so enorm sein sollte und der eindeutige Trend in Abhängigkeit der Positionsanzahl vermutlich kein Zufall ist. Der Unterschied zwischen den verschiedenen Positionsanzahlen lässt vermuten, dass die Erzeugung einer Laser-induzierten Zerstörung das Zerstörverhalten der umliegenden Testpositionen negativ beeinflusst. Die Annahme beruht auf der Beobachtung der kumulativen Zerstörwahrscheinlichkeit, welche für eine einzelne Testposition, im Vergleich zu den Mehrfachpositionen, deutlich geringer ist. Bei der Einzelpositions-Bestrahlung wird beim Auftreten einer Zerstörung keine weitere Beaufschlagung durchgeführt, daher kann ein Einfluss von Zerstörungen auf das weitere Zerstörverhalten ausgeschlossen werden. Dennoch ist die Statistik (s. Tabelle 5.1) ausreichend hoch, um den Unterschied zwischen den Zerstörwahrscheinlichkeiten auf die durch die induzierten Zerstörungen entstehende Kontamination und Schwächung des umliegenden Materials zurückzuführen.

5.1.3 Positionsabhängige Temperaturerhöhung

Bei der Bestrahlung mehrerer Positionen auf einer Optik wird der Strahl relativ zur Optikmitte versetzt. In Abschnitt 2.6.1 wurde ein Strahlversatz simuliert und eine positionsabhängige Temperaturerhöhung beobachtet. Aus diesem Grund wurde für jeweils bis zu drei Spiegel pro Substratmaterial, im Rahmen der in Abschnitt 5.1.2 diskutierten Messkampagne, die Temperaturerhöhung in Abhängigkeit des Abstandes zur Testposition im Zentrum berechnet. Die Statistik der dielektrischen Spiegel basiert auf einer Optik je Substratmaterial. Zur Bestimmung der Temperatur wurde der maximale und minimale Spannungswert des Pyrometers nach einer Bestrahlungsdauer von 30 s berechnet. Anschließend wurde die Differenz gebildet, um auf die Temperaturerhöhung zu schließen. Für die Kalkulation wurde jeweils die höchste Leistung betrachtet, bei welcher keine Zerstörung induziert wurde. Aufgrund der größten zur Verfügung stehenden Temperaturdifferenz hatte dies den Vorteil, das beste Signal-Rausch-Verhältnis zu nutzen. Diesbezüglich wurde zuvor ein lineares Verhalten zwischen eingestrahelter Leistung und induzierter Temperaturerhöhung verifiziert. Die Resultate sind in Abbildung 5.3 für hybride Spiegel (links) und dielektrische Spiegel (rechts) dargestellt.

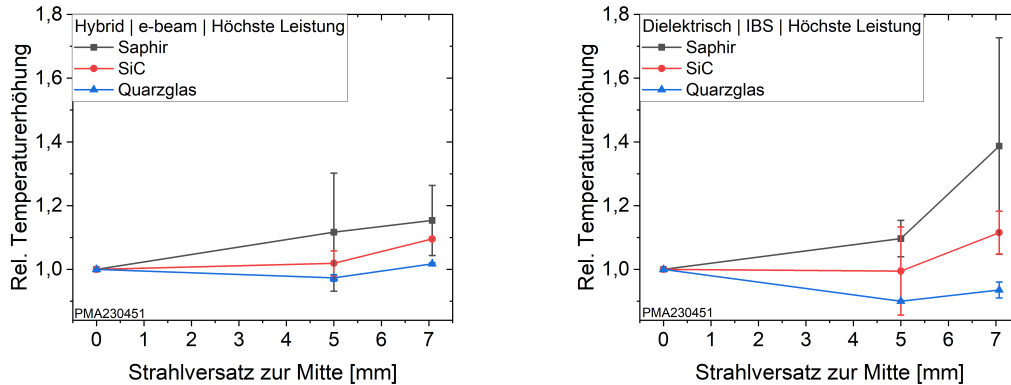


Abbildung 5.3: Positionsabhängige Temperaturerhöhung von hybriden (links) und dielektrischen (rechts) Spiegeln für ein Quarz-, Saphir- bzw. SiC-Substrat.

Im Allgemeinen ist für Saphir und SiC eine signifikante Temperaturerhöhung mit steigendem Abstand zur mittleren Testposition zu beobachten. Im Gegensatz dazu ist das Verhalten für Quarzglas nicht eindeutig. Anhand eines exponentiellen Fits an die Simulationsdaten war für Quarzglas ein relativ geringer Einfluss für den Messbereich zu erwarten. Die Simulationen wurden analog für ein 1.5 mm dickes SiC-Substrat durchgeführt und zeigten aufgrund des höheren Volumens ein zu Quarzglas ähnliches Verhalten, trotz der höheren Wärmeleitfähigkeit. Die Werte sind für den Vergleich in Tabelle 5.2 aufgelistet. Insgesamt sind die gemessenen Werte für Saphir

und SiC im Vergleich zur Simulation deutlich höher. Bei den Ergebnissen der dielektrischen Spiegel ist die Standardabweichung sehr hoch, da nur eine Probe gemessen wurde.

Substratmaterial	Abstand [mm]	Rel. dT Simulation Fit [%]	Rel. dT Experiment hybrid [%]	Rel. dT Experiment dielektrisch [%]
Quarzglas	5	101.0	97.3	90.0
	7.07	102.5	101.7	93.5
Saphir	5	102.2	111.6	109.6
	7.07	104.7	115.3	138.6
1.5 mm SiC	5	100.5	101.8	99.5
	7.07	101.1	109.5	111.5

Tabelle 5.2: Vergleich der prognostizierten positionsabhängigen Temperaturerhöhungen relativ zur mittleren Position anhand der Simulationsdaten mit den experimentell ermittelten Werten für unterschiedliche Substratmaterialien und Schichtdesigns.

Zusammenfassend konnte die mittels der Simulation prognostizierte positionsabhängige Temperaturerhöhung in den Bestrahlungstests verifiziert werden. Die Ursachen dieses Verhaltens sind in Abschnitt 2.6.1 detailliert diskutiert. Abweichungen zwischen Simulation und Experiment sind einerseits auf die geringe Statistik zurückzuführen und andererseits auf die idealen Simulationsbedingungen. Darüber hinaus bestätigt dies die Aussage, dass eine mittige Bestrahlung für die cw-LIDT essentiell ist. Andernfalls muss eine Fehlerabschätzung vorgenommen werden, welche vom Substratmaterial und vermutlich sowohl der Optikgeometrie als auch der Strahlgröße abhängt. Ein Strahlversatz kann, wie anhand von Tabelle 5.2 ersichtlich, zu einer signifikant erhöhten Unsicherheit in der LIDT-Bestimmung führen.

5.1.4 Kontamination und Stress

In diesem Abschnitt werden die Resultate unterschiedlicher Mikroskopie- und Analysemethoden präsentiert, um zu verifizieren, dass Laser-induzierte Zerstörungen im Hochleistungs-cw-Bereich die Optikoberfläche deutlich kontaminieren. Die Verunreinigung führt folglich zu einer Reduzierung der Leistungsverträglichkeit, weshalb weitere LIDT-Messungen auf selbiger Komponente zu einem verfälschten Resultat führen können.

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

Die Laser-induzierten Zerstörungen von dielektrischen und hybriden Spiegeln wurden zunächst mittels Nomarski-Mikroskopie untersucht und dienten bereits bei Voruntersuchungen zur Abschätzung des Mindestabstands. In Abbildung 5.4 ist die typische Zerstörmorphologie eines Spiegels mit einem dielektrischen Schichtdesign (links) und eines Hybriddesigns (rechts) exemplarisch abgebildet.

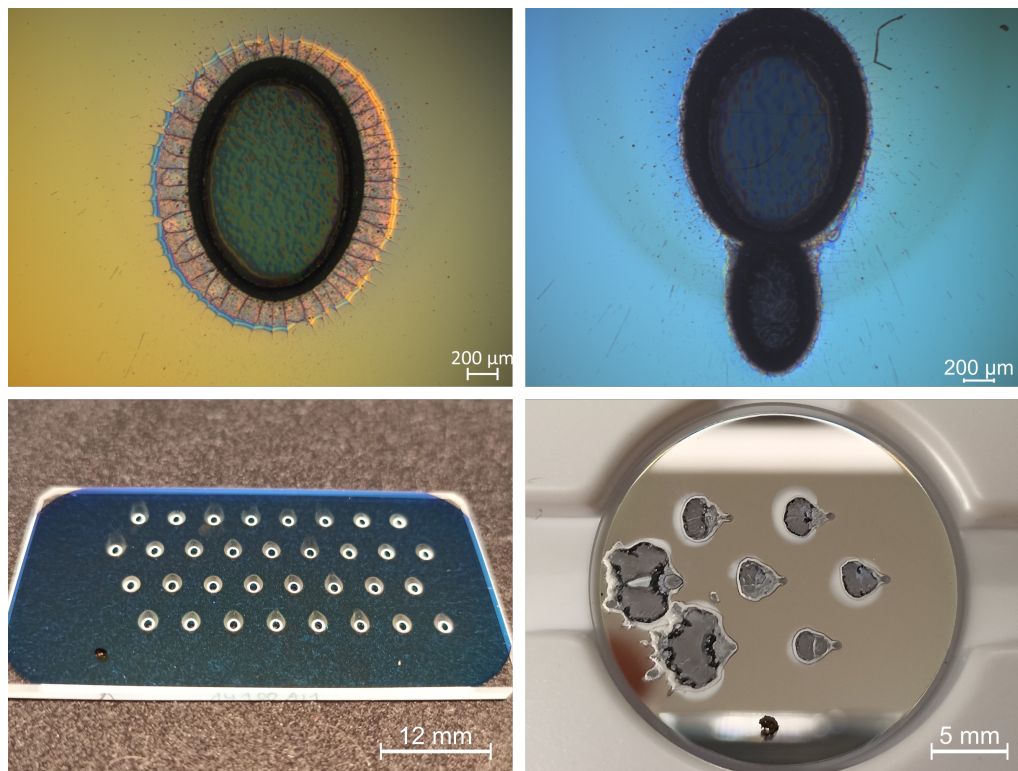


Abbildung 5.4: Die mittels cw-Bestrahlung erzeugten Zerstörmorphologien dielektrischer (links) und hybrider (rechts) Spiegel. Die Abmaße der Optik u. l. betragen 60 cm · 35 cm · 2 cm.

Insgesamt führte bei beiden Schichtsystemen das aufgrund des Einfallswinkels von 45° ovale Strahlprofil zu einer elliptischen Zerstörung. Rein dielektrische Schichten weisen in den LIDT-Untersuchungen eine sehr markante Morphologie mit Abmaßen von ca. 1.8 bis 2.0 mm der langen Ellipsenachse und 1.6 bis 1.7 mm der kurzen Achse auf. Somit ist die Größe der Zerstörung fast eine Größenordnung höher als der gemessene Strahldurchmesser. Im Gegensatz dazu weisen Hybridspiegel ein teils ähnliches Zerstörverhalten auf. Die initiale Zerstörung scheint ähnlicher Größe zu sein, aber überwiegend ist eine zweite elliptisch geformte Zerstörung zu beobachten (s. Abb. 5.4 r. o.). Berechnungen hinsichtlich der Lichtbrechung im Material und der Reflexion an der Substratrückseite lassen darauf schließen, dass nach Erzeugung der Zerstörung der Rückreflex den zweiten Krater erzeugt. Dies ist wahrscheinlich, da die Metallschicht des Hybriddesigns von dem Rückreflex nicht durch eine hochreflektie-

rende dielektrischen Schicht geschützt wird und vergleichsweise geringe Leistungen innerhalb der Abschaltdauer die Metallschicht erneut zerstören. Darüber hinaus lässt sich der Unterschied in den Morphologien, in Abhängigkeit verschiedener Leistungsdichten anhand der unteren Bilder in Abbildung 5.4, abschätzen. Die dielektrischen Schichten (links, unten) weisen eine zueinander sehr ähnliche Morphologie auf, obwohl die Leistungsdichten zur Zerstörung zwischen 1000 W und 4500 W lagen. Im Gegensatz dazu lässt sich im Fall von Hybridspiegeln mit Leistungsdichten bei der Zerstörung zwischen 1500 W und 3000 W (unten rechts) erkennen, dass unterschiedlich hohe Leistungsdichten schnell zu einer vergleichsweise großflächigen Zerstörung führen können und das Ausmaß der Zerstörung schwer im Vorfeld abzuschätzen ist. Darüber hinaus ist sowohl bei den Hybridspiegeln (oben rechts) und dielektrischen Spiegeln (unten links) über den Zerstörungen eine Korona zu erkennen, welche auf eine deutlich größere Einflusszone hindeutet.

Des Weiteren sind von den Zerstörungen radial ausgehend langgezogene Kontaminationen, welche auf der Oberfläche erstarrt sind, in einer Entfernung von bis zu 5 mm zu beobachten. Exemplarisch wurden Untersuchungen an einigen ausgewählten Optiken mittels EDX und REM durchgeführt. Die REM-Aufnahmen sind in Abbildung 5.5 abgebildet.

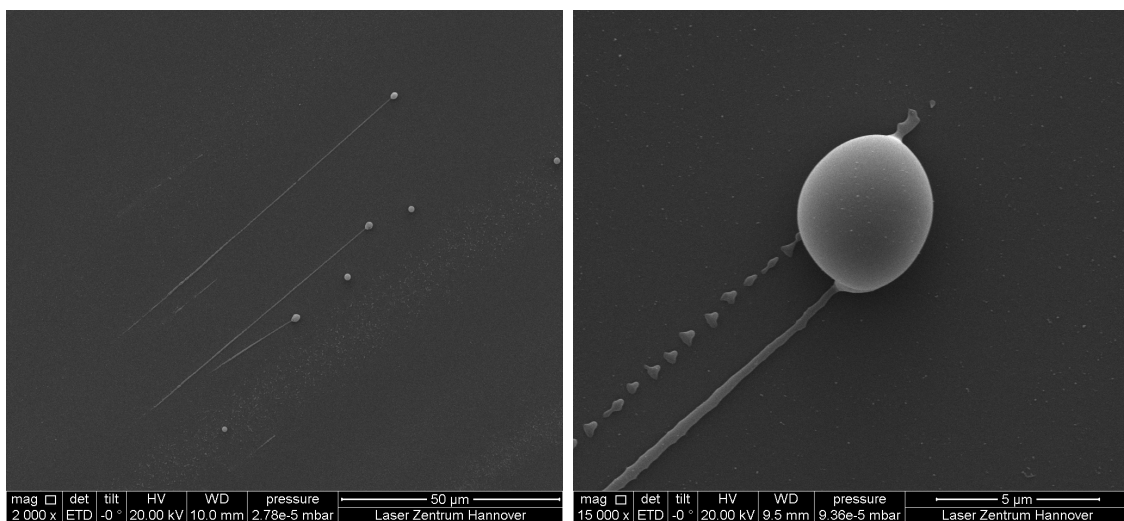


Abbildung 5.5: REM-Aufnahmen einer Kontaminationen aus einer Laser-induzierten Zerstörung auf der Optikoberfläche. Die Kontamination lässt sich nicht eindeutig einer Zerstörung zuordnen, ist jedoch bei einer Bestrahlung mit entweder 1000 oder 1500 W und einem Strahldurchmesser der Hauptachse der Ellipse von 282 µm.

Abbildung 5.5 zeigt geschmolzenes Material, welches aufgrund der Laser-induzierten Zerstörung aus der Bestrahlungszone heraus radial verteilt wurde. Es lässt sich erahnen, dass die heißen Partikel nach einer beliebigen Flugstrecke auf die Oberfläche

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

getroffen sind. Anschließend wird der Partikel durch die Reibung abgebremst und erstarrt wieder. Mittels EDX wurde die Kontamination analysiert und mit der Referenzoberfläche verglichen. Die Messung ergab ein zur Referenz erhöhtes Materialaufkommen des hochbrechenden Materials der dielektrischen Schicht. Dies bestätigt die Annahme, dass die Kontamination aus der Zerstörungszone stammt.

Zur besseren Visualisierung und Quantifizierung der induzierten Kontamination wurden Streuuntersuchung am FastTS sowie Spannungsmessungen am Polarimeter durchgeführt. Anhand des Streubildes in Abbildung 5.6 (links) wird das Ausmaß der Kontamination auf einem dielektrischen Spiegel ersichtlich. Zusätzlich zum erzeugten Einschussloch ist die Streuung in einem Bereich von etwa 4 mm Länge und 3 mm Breite um mehr als eine Größenordnung erhöht. Die Kalkulation des kontaminierten Bereichs wurde für die Schwellenwerte des doppelten und dreifachen Mittelwerts des Grundsignals (lila Bereich) berechnet und ergab einen Anteil von 35 % und 28 %. Darüber hinaus konnte mittels Polarimetermessung (s. Abbildung 5.6) an rein dielektrischen Spiegeln ein ähnliches Verhalten beobachtet werden. Bei einem Mindestabstand von 5 mm überlagern sich die induzierten Spannungen zwischen den Zerstörungen. Die präsentierten Resultate hinsichtlich der Streuung und des induzierten Stresses ergänzen die Mikroskopaufnahmen. Der von der Zerstörung veränderte Bereich ist dabei signifikant höher als Nomarski-Mikroskopaufnahmen vermuten lassen.

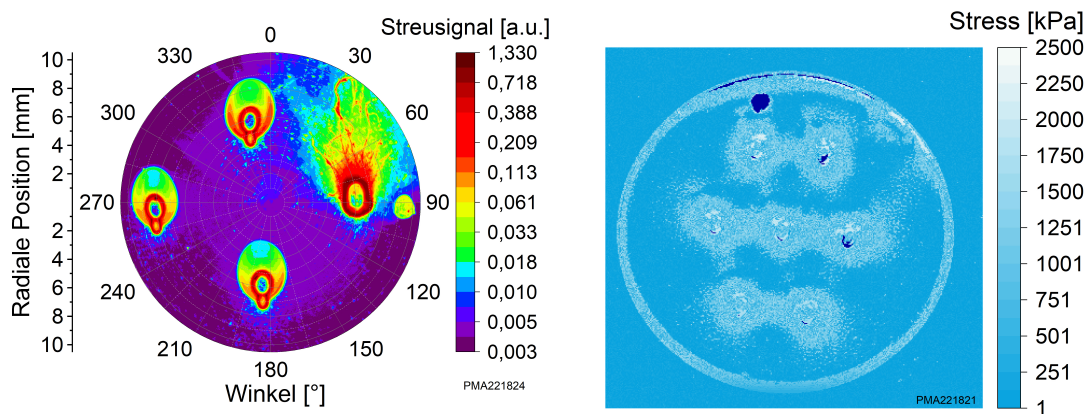


Abbildung 5.6: (Links) Streumapping nach vier Laser-induzierten Zerstörungen auf einem dielektrischen Spiegel und (rechts) die durch sieben Zerstörungen induzierten Spannungen auf einer dielektrischen Optik. Die Propagationsrichtung der Strahlung war in beiden Fällen von oben nach unten unter einem Winkel von 45° zur Flächennormalen. Abbildungen aus [118].

Abschließend ist festzuhalten, dass die in Abschnitt 5.1.2 präsentierte Verschlechterung der LIDT auf die Kontaminationen und den induzierten Stress zurückzuführen ist. Des Weiteren lässt sich der modifizierte Bereich nicht allgemein einschätzen, da

insbesondere bei Hybridspiegeln die Zerstörung signifikant von der Leistungsdichte und der Abschaltzeit nach Eintritt der Zerstörung abhängt.

5.1.5 Umgesetzte cw-Messroutine

Die durchgeführten Voruntersuchungen und die auf diesen basierenden zuvor genannten Ergebnisse dienen der Ausarbeitung einer geeigneten Messroutine zur Bestimmung der cw-LIDT. Grundsätzlich baut die Messroutine auf dem in Abschnitt 5.1.2 beschriebenen Vorgehen auf. Basierend auf der vom Mindestabstand bzw. der Positionsanzahl abhängigen kumulativen Zerstörwahrscheinlichkeit (s. Abbildung 5.2), sowie der großflächigen Materialmodifikation aufgrund von Kontamination und induzierter Spannung (s. Abschnitt 5.1.4), wurde beschlossen, die Bestrahlung einer einzelnen Optik zu beenden, falls eine Zerstörung auftritt. Des Weiteren wurden die Optiken im Folgenden möglichst mittig mit einem Strahlversatz, der geringfügig größer war als der Strahldurchmesser, bestrahlt. Die benötigte Probenanzahl zur verlässlichen Bestimmung der cw-LIDT wird zwar erhöht, jedoch kann mit diesem Verfahren eine Verfälschung der LIDT, aufgrund erzeugter Materialmodifikationen, und der Einfluss auf das weitere Zerstörverhalten einer einzelnen Optik ausgeschlossen werden. Die finale Messroutine ist in Abbildung 5.7 veranschaulicht.

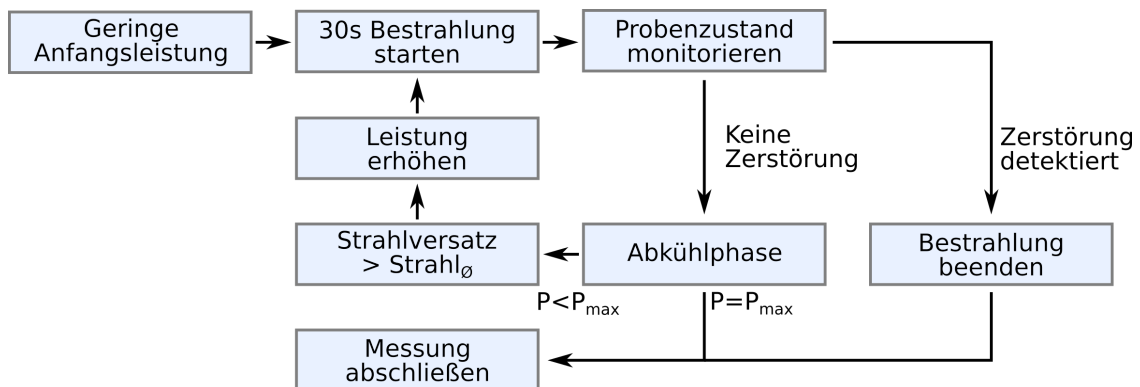


Abbildung 5.7: Flussdiagramm der Messroutine zur Bestimmung der cw-LIDT.

Abschließend sei angemerkt, dass die Bestrahlungsdauer einerseits gewählt wurde, um den anfänglich sehr starken Temperaturanstieg von Spiegeln mit Quarzglas-Substraten zu messen. Andererseits sollte die Temperatur am Ende der Bestrahlung nicht signifikant von der Sättigungstemperatur abweichen, jedoch ist das Erreichen der Gleichgewichtstemperatur von der Geometrie und dem Substratmaterial abhängig. Zusätzlich wurde vor jeder Bestrahlung darauf geachtet, dass die Proben auf annähernd Umgebungstemperatur abgekühlt sind. Dies gewährleistete gleiche

Anfangsbedingungen und diente dazu, weitere hier nicht behandelte Effekte auszuschließen. Darüber hinaus wurde die Anfangsleistung im Regelfall auf 40–320 W reduziert und die Leistungserhöhung auf 40–180 W. Ab einer absoluten Leistung von 500 W wurde die Schrittgröße auf 250–500 W angehoben. Insgesamt musste ein Kompromiss zwischen investiertem Zeitaufwand und dem Umfang der Parameterstudien eingegangen werden.

5.2 Strahldurchmesserabhängigkeit bei Hybridspiegeln

Die Strahldurchmesserabhängigkeit der LIDT ist von essentieller Bedeutung. Zum einen kann abgeschätzt werden, inwiefern bei der LIDT-Messung moderner Optiken der Strahldurchmesser den Anwendungsparametern entsprechen muss, zum anderen dient die Untersuchung dazu, den Zerstörprozess genauer einordnen zu können. In Abschnitt 2.6.3 wurde die Temperaturerhöhung in Abhängigkeit des Strahldurchmessers simuliert und mit der aus der Theorie zu erwartenden linearen Leistungsdichte verglichen. Für diese Untersuchung wurde ein kurzzeitig zur Verfügung stehender ARM Faserlaser mit einer Ausgangsleistung bis zu 2 kW der Firma Coherent mit einer Wellenlänge von 1070 nm genutzt, um aufgrund der größeren Rayleighlänge eine genauere Bestimmung des Strahldurchmessers und der Probenpositionierung zu gewährleisten. Im Experiment wurden vier unterschiedlich große Strahldurchmesser genutzt, um die Zerstörschwelle von Hybridspiegeln in Abhängigkeit des Strahldurchmessers zu bestimmen. Mittels Kaustikmessungen wurden die Strahltaillen berechnet, und es ergaben sich Werte zwischen 105 μm und 390 μm . Die in der Fokusebene unter 0° gemessenen Strahlprofile sind in Abbildung 5.8 für die jeweiligen Brennweiten und berechneten effektiven Strahldurchmesser dargestellt.

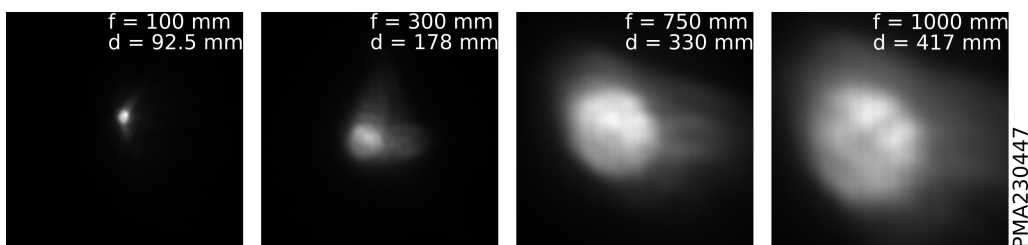


Abbildung 5.8: Gemessene Strahlprofile in der Nähe der Fokusebene, welche für die Strahldurchmesserabhängigkeit genutzt wurden.

Bei den bestrahlten Optiken handelte es sich um HR-Beschichtungen für 1030 nm und einem Einfallswinkel von 45° , bestehend aus einem mittels Ionenstrahlgestütz-

5.2 Strahldurchmesserabhängigkeit bei Hybridspiegeln

ter Beschichtung hergestelltem Hybriddesign. Aufgrund des Spiegeldesigns kann eine niedrigere Reflexion und somit eine erhöhte Absorption in der Metallschicht auftreten. Dies kann eine im Vergleich zu den übrigen Messungen geringere LIDT zur Folge haben. Die bestimmte kumulierte 0%-, 50%- und 100%-Zerstörwahrscheinlichkeit wurde in Abhängigkeit des effektiven Strahldurchmessers bzw. der effektiven Strahlfläche unter 45° in Abbildung 5.9 dargestellt. Für die Berechnung der linearen Leistungsdichte wurde ein konservativer Ansatz gewählt und die lange Strahlachse unter einem Einfallswinkel von 45° genutzt.

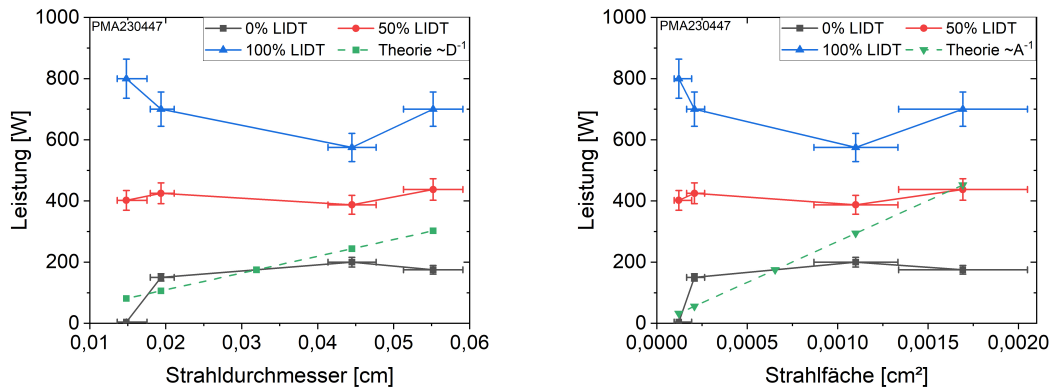


Abbildung 5.9: cw-LIDT in Abhängigkeit des effektiven Strahldurchmessers und der effektiven Fläche für eine Zerstörwahrscheinlichkeit von 0 %, 50 % und 100 %.

Insgesamt ist kein signifikanter Einfluss des Strahldurchmessers bzw. der Strahlfläche auf die Leistung der jeweiligen Zerstörwahrscheinlichkeiten ersichtlich. Die 0%-Wahrscheinlichkeit zeigt einen leichten Aufwärtstrend. Im Gegensatz dazu sinken die 50 %- und 100 %-Wahrscheinlichkeiten mit größerer bestrahlter Fläche. Zum einen deutet die steigende 0 %-Wahrscheinlichkeit auf eine Wärmeverteilung auf eine größere Fläche hin, weshalb eine höhere Leistung benötigt wird, um eine Zerstörung zu induzieren. Zum anderen scheint eine Durchmesserabhängigkeit der 0 %-Wahrscheinlichkeit eine bessere Näherung zu sein. Die Ergebnisse sind jedoch nicht eindeutig, da sich vermutlich zwei Effekte überlagern und eine teils defektgetriebene Zerstörung die Analyse der Strahldurchmesserabhängigkeit bei besonders kleinen Strahlgrößen verhindert. Ein größerer Strahldurchmesser könnte zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit führen, eine Fehlstelle bzw. Unreinheit zu bestrahlen. Wie bereits im theoretischen Teil dieser Arbeit diskutiert, steigern Inhomogenitäten lokal die Temperaturerhöhung, weshalb eine geringere Leistung zur Zerstörung benötigt wird. Dies wird anhand der sinkenden 50 %- und 100 %-Wahrscheinlichkeiten vermutet.

Diese Untersuchung konnte aus den vorher genannten Gründen keine klare Aussage

zur Strahldurchmesserabhängigkeit der cw-LIDT machen. Dennoch liefern die Studien die wichtige Erkenntnis, dass bei hochmodernen Optiken mit kleinem Durchmesser Fehlstellen im Fokus des Zerstörprozesses stehen können. Dies ist eine gute Übereinstimmung mit den in Abschnitt 5.1.2 beobachteten Resultaten, da die Zerstörwahrscheinlichkeit mit steigender Positionsanzahl signifikant sank und eine defektgetriebene Zerstörung vermutete wurde. Darüber hinaus wird in Abschnitt 5.6, im Rahmen der anwendungsnahen Bestrahlung der Scanner-Spiegel, detaillierter auf die thermische Zerstörung von Inhomogenitäten und deren Auswirkung auf den Prozess eingegangen.

5.3 Einfluss der Varianz optischer Parameter auf das Zerstörverhalten

Im Rahmen der Arbeit konnte eine signifikante Varianz zwischen zwei Spiegelchargen mit gleichem Design und gleichen Materialien während den LIDT-Messungen festgestellt werden. Aus dieser Beobachtung heraus wurde eine ausführliche Untersuchung durchgeführt, um einen Zusammenhang zwischen Zerstörverhalten und optischen Parametern zu belegen. In dieser Studie wurden drei Chargen mit Hybriddesign, wobei die Metallschicht aus Aluminium bestand, untersucht. Charge 1 und Charge 2 basierten jeweils auf dem gleichen Spiegeldesign und bestanden beide aus Nb_2O_5 und SiO_2 . Charge 3 diente dem Vergleich eines alternativen Spiegeldesigns mit Ta_2O_5 und SiO_2 und wurde als Kontrollcharge genutzt. Zunächst wurden LIDT Messungen mittels der im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Messroutine an jeweils fünf Proben pro Charge durchgeführt. Aus den aufgenommenen Messdaten wurde die in Abbildung 5.10 (links) dargestellte kumulierte Zerstörwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der eingestrahnten Leistung bzw. linearen Leistungsdichte bestimmt. Wie einleitend erwähnt, ist in dieser Messreihe ein signifikanter Unterschied im Zerstörverhalten zu erkennen, obwohl Materialien und Prozess von Charge 1 und Charge 2 identisch sind. Die 0%-Zerstörwahrscheinlichkeit liegt mit Werten von 46.5 kW cm^{-1} und 70 kW cm^{-1} um einen Faktor von 1.5 auseinander. Wohingegen die 100%-Zerstörwahrscheinlichkeit von Charge 1 im Vergleich zu Charge 2 mit einem Wert von 274 kW cm^{-1} fast viermal höher ist. Aufgrund dieser Beobachtung wurden aus den jeweiligen Chargen jeweils drei bis sechs Optiken für Untersuchungen hinsichtlich der Varianz optischer Parameter genutzt. Diesbezüglich wurden die Streuung, Absorption und die totalen Verluste mittels FastTS, LCA und CRD bestimmt. Für die Streumessung wurde der Mittelwert der gesamten Probe verwendet.

5.3 Einfluss der Varianz optischer Parameter auf das Zerstörverhalten

Anschließend wurde für die jeweiligen optischen Verlustkanäle die Varianz berechnet, indem das Verhältnis zwischen Standardabweichung und Mittelwert bestimmt wurde. Die Ergebnisse werden mit dem Kehrwert der Steigung der kumulierten Zerstörwahrscheinlichkeit in Abbildung 5.10 (rechts) verglichen. Der Steigungskehrwert wurde zwischen der höchsten Leistung mit 0%-Zerstörwahrscheinlichkeit und der niedrigsten Leistung mit 100%-Zerstörwahrscheinlichkeit bestimmt. Anschließend wurde der Wert auf die Einheit Watt pro Prozent berechnet. Beispielsweise ändert sich für Charge 1 die Zerstörwahrscheinlichkeit zwischen einer Leistung von 1.5 und 5.9 kW von 0% auf 100%. Daraus ergibt sich ein Kehrwert der Steigung von 44 W \%^{-1} . Der in rot dargestellte Balken ist der Mittelwert aller Varianzen unabhängig von der Messmethoden. Jedoch wurden aufgrund der großen Abweichung der Absorption innerhalb von Charge 3 (*) die verursachenden Proben von der Berechnung ausgeschlossen.

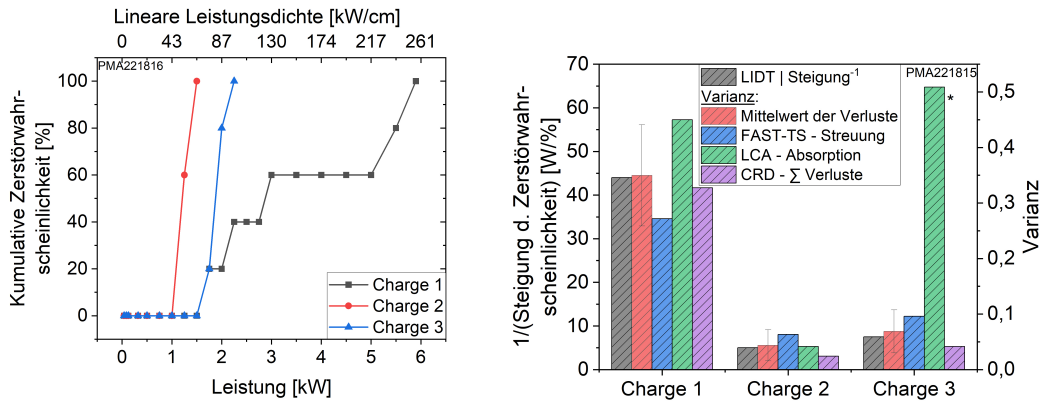


Abbildung 5.10: (Links) Die kumulative Zerstörwahrscheinlichkeit für drei Chargs wobei Charge 1 und 2 aus dem gleichen Spiegeldesign und den gleichen Materialien bestehen und Charge 3 auf einem zweiten Design basiert. (Rechts) Der Vergleich zwischen dem Kehrwert der Steigung der Zerstörwahrscheinlichkeit mit der Varianz unterschiedlicher optischer Eigenschaften.

Ein signifikanter Zusammenhang zwischen den bestimmten Varianzen innerhalb einer Charge und dem Kehrwert der Steigung der Zerstörwahrscheinlichkeit ist unabhängig von der gewählten Messroutine bzw. dem Verlustkanal ersichtlich. Insbesondere der Mittelwert der Varianzen ist proportional zum Kehrwert der Steigung und deutet somit auf eine eindeutige Korrelation zwischen der Varianz der optischen Parameter und dem Zerstörverhalten hin. Es ist anzunehmen, dass eine geringe Absorption und Streuung zu einer hohen LIDT führen. Demzufolge bedeutet eine hohe Varianz innerhalb einer Charge, dass das Zerstörverhalten der Spiegel aus der selben Charge stark variieren kann.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Bereich zwischen 0%- und 100%-

Zerstörwahrscheinlichkeit über die Varianz verschiedener optischer Verlustkanäle abzuschätzen ist. Die Bestimmung der LIDT und der optischen Parameter wurde mit unterschiedlichen Probensätzen durchgeführt. Aus diesem Grund konnte kein direkter Zusammenhang zwischen den absoluten Verlusten einer einzelnen Optik mit der LIDT hergestellt werden. Es ist davon auszugehen, dass eine geringe Absorption und Streuung zu einer erhöhten LIDT führen. Eine Bestimmung der optischen Verluste könnte aus diesem Grund genutzt werden, um das Zerstörverhalten einzuschätzen ohne eine irreversible Zerstörung zu erzeugen und trotzdem Prozesseoptimierung hinsichtlich der LIDT zu ermöglichen. Eine gezielte Auswahl an Proben, welche niedrige bzw. hohe optische Verluste innerhalb einer Charge aufweisen, könnte daher essentiell zur Durchführung der ausgearbeiteten cw-LIDT-Messroutine sein. Dieses Vorgehen benötigt zwar zusätzliche Messinstrumente, aber verringert den Kostenaufwand, da weniger Optiken beschädigt werden.

5.4 Vergleich des Substrateinflusses

Im Rahmen der Erarbeitung der zuvor präsentierten LIDT-Messroutine, wurden exemplarisch dielektrische und hybride Spiegeldesigns auf Quarzglas-, Saphir- und SiC-Substraten zum Vergleich mit den Simulationsergebnissen in Abschnitt 2.6.4, durchgeführt. Die Statistik beruht auf bis zu drei Optiken je Parameter, um zunächst das Verhalten bei Substrat- und Schichtvariation abzuschätzen. Des Weiteren wurden zu diesem Zeitpunkt noch je sieben Positionen je Optik bestrahlt, aber bereits nach der ersten Zerstörung die Bestrahlung abgebrochen. Eine weiterführende Untersuchung mit besserer Statistik ist für Quarzglas und Saphir für Hybridspiegel in Abschnitt 5.5 aufgeführt.

In Abbildung 5.11 ist links die Temperaturerhöhung bei mittiger 30-sekündiger Bestrahlung mit einer Leistung von 1 kW in Abhängigkeit des Substratsmaterials und des Schichtdesigns aufgetragen. Die Werte dienen dem Zusammenhang einer kritischen Temperatur mit der bestimmten Zerstörschwelle, welche in Abbildung 5.11 rechts dargestellt ist. Der Probenumfang ermöglicht lediglich eine Auswertung der Anfangszerstörung, sodass bzgl. der 0%-LIDT der Leistungswert bei welchem keine Zerstörung auftrat genutzt wurde. Der Strahldurchmesser betrug 300 μm unter einem Einfallswinkel von 0° . Zur Berechnung der LIDT wurde ein konservativer Ansatz gewählt und die lange Achse unter 45° genutzt.

Die Temperaturerhöhungen (links) sind nicht vollkommen mittels höherer bzw. niedrigerer Wärmeleitfähigkeit zu erklären. Der erhöhte Wert für den dielektrischen SiC-Spiegel wird auf die transmittierte Leistung des Spiegeldesigns zurückgeführt, welche

5.4 Vergleich des Substrateinflusses

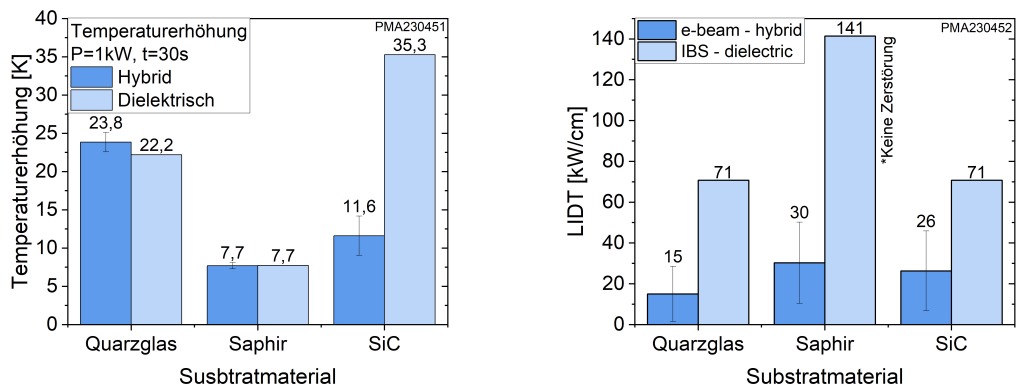


Abbildung 5.11: (Links) Materialabhängige Temperaturerhöhung von hybriden und dielektrischen Spiegeln für ein Quarz-, Saphir- bzw. SiC-Substrat. Die Optiken wurden mit einer Leistung von 1000 W für 30 s bestrahlt. (Rechts) Vergleich der LIDT in Abhängigkeit des Substratmaterials und Schichtdesigns.

im SiC vollkommen absorbiert wird. Im Gegensatz dazu kann die Absorption von Saphir und Quarzglas vernachlässigt werden.

Qualitativ lässt sich die Temperaturerhöhung auf die LIDT der Optiken übertragen. Besonders bei den Hybriddesigns kann der Zusammenhang zwischen Temperaturerhöhung und LIDT erkannt werden. Die durch Saphir um 68 % reduzierte Temperaturerhöhung ergibt eine im Vergleich zu Quarzglas doppelt so hohe LIDT. Mittels SiC wird die Temperaturerhöhung um 51 % verringert und die LIDT um einen Faktor von 1.7 erhöht. Darüber hinaus ist die Zerstörmorphologie des Quarzglas-Spiegels ähnlich zu den in Abbildung 5.4 abgebildeten Morphologien. Im Gegensatz zu diesen Beobachtungen zerbrechen die Spiegel mit einem Saphir- bzw. SiC-Substrat. Vermutlich ist dies nicht die Ursache der Zerstörung, sondern eine Konsequenz des rapiden Temperaturanstiegs nach Eintritt der Zerstörung. Jedoch zeigt dies, dass die induzierten thermischen Spannungen im Material signifikant höher sind.

Die Simulationen, basierend auf einer Näherung für Hybridspiegel, ergaben im Vergleich zu einem Quarzglas-Substrat für Saphir eine sechs- bis achtfach höhere Leistung und für 1.5 mm-SiC eine um 12–19 höhere Leistung zum Erreichen der gleichen kritischen Temperatur. Hier wird angenommen, dass die LIDT proportional dazu ansteigt. Die Erhöhung der LIDT aufgrund der erhöhten Wärmeleitfähigkeit konnte hier nicht in dem erwarteten Verhältnis beobachtet werden. Die Studie verdeutlicht jedoch den signifikanten Unterschied zwischen den Spiegeldesigns und deutet darauf hin, dass die Metallschicht die kritische Schwachstelle des Hybriddesigns ist.

5.5 Einfluss der optischen Eigenschaften von Hybriddesigns auf die LIDT

Das Zerstörverhalten von Hybridspiegeln wurde detailliert studiert, da dieses Schichtsystem insbesondere für die Anwendung von Galvo-Scannern von hohem Interesse ist. Aus diesem Grund wurden sowohl Quarzsubstrate als auch Saphirsubstrate am Laser Zentrum Hannover e.V. mittels thermischen Verdampfens mit einer Aluminiumschicht beschichtet. Anschließend wurde eine Schutzschicht aus MgF_2 aufgetragen, um eine Oxidation zu verhindern. Auf dieser Schutzschicht wurde mit einer IBS-Beschichtungsanlage ein hochreflektierender Spiegel aus Ta_2O_5 und SiO_2 erzeugt. Einerseits wurde die Transmission der Al- und MgF_2 -Schicht zwischen 0 %, 16 %, 28 % variiert, damit insbesondere die Absorption der Optik gesenkt wird. Dies entspricht einer mittels der Software OptiRe [119] ermittelten Aluminiumschichtdicke von 180 nm, 8 nm und 5 nm. Andererseits wurde die Reflexion des Mehrschichtdesigns zwischen etwa 99.9 %, 99 % und 90 % variiert, damit die eingetragene Leistung in die Metallschicht reduziert bzw. erhöht wird. Dies ist vor allem für die Scanneroptiken von großem Interesse, weil die Spiegelwinkel während der Anwendung in einem Bereich von 34° und 56° verstellt werden und Reflexionsänderungen nicht vollkommen verhindert werden können. Ein Überblick über die mittels LCA bestimmten Absorptionswerte in Abhängigkeit der Schichtparameter und die Anzahl der untersuchten Optiken ist in Tabelle 5.3 aufgelistet. Hierzu wurde die Absorption der Spiegel auf einem Quarzglas-Substrat bestimmt, um die Substratabsorption zu vernachlässigen.

Die Abhängigkeit der Leistungsdichte, welche zu keiner Zerstörung führte, von der Transmission der Aluminiumschicht bzw. der Reflexion der HR-Schicht ist Abbildung 5.12 zu entnehmen. Des Weiteren ist in Abbildung 5.13 die entsprechende Leistungsdichte der gemessenen Absorption gegenübergestellt. Bei dem mit „*“ markierten Datenpunkt konnte bei höchster Leistung keine Zerstörung induziert werden, weswegen dieser Wert potentiell höher sein könnte.

Die Ergebnisse in Abbildung 5.12 weisen sowohl mit zunehmender Transmission der Aluminiumschicht als auch bei höherer Reflexion der dielektrischen Schichten eine Zunahme der Leistungsfestigkeit auf. Dies deutet auf eine durch die Metallschicht getriebene Zerstörung hin, da im ersten Fall die Absorption der Metallschicht geringer ist und in der zweiten Situation die eingebrachte Leistung reduziert wird. Des Weiteren ist bei dieser Untersuchung die LIDT der Saphirkomponente im Vergleich zur Quarzglasoptik um 4.0 bis 6.9 höher. Dabei sind die geringen Werte auf eine vermutlich Defekt-induzierte Zerstörung bzw. den markierten Wert (*)

5.5 Einfluss der optischen Eigenschaften von Hybriddesigns auf die LIDT

Transmission des Al-MgF ₂ -Systems [%]	Reflexion des Ta ₂ O ₅ -SiO ₂ -Schichtsystems [%]	Mittels LCA gemessene Absorption [ppm]	Anzahl der gemessenen Optiken bzgl. der LIDT
0	90	13600	3
0	99	8500	2
0	99.9	1550	3
16	99.9	349	3
28	99.9	188	3

Tabelle 5.3: Transmission des Aluminium-MgF₂-Systems, Reflexion des dielektrischen Ta₂O₅-SiO₂-Schichtsystems, die mittels LCA bei 1064 nm und einem Einfallswinkel von 45° bestimmten Absorptionswerte des Gesamtsystems und die Anzahl der untersuchten Optiken.

zurückzuführen. Insgesamt ist dies eine gute Übereinstimmung mit den zuvor diskutierten Simulationsergebnissen, welche für Saphir eine um 6.0 bis 8.5 höhere LIDT prognostizierten.

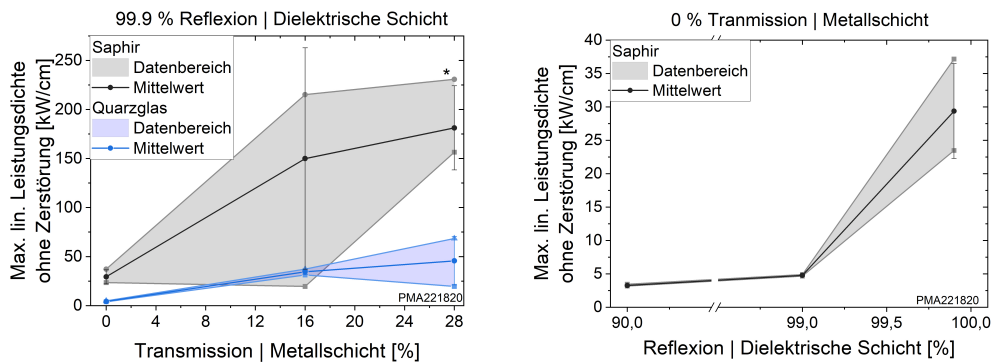


Abbildung 5.12: Änderung der cw-LIDT hybrider Spiegeldesigns mit unterschiedlichen optischen Parametern. (Links) Die Leistungsdichte, welche nicht zur Zerstörung geführt hat, in Abhängigkeit der Transmission der Aluminiumschicht mit einer Reflexion der dielektrischen Schicht von 99.9%. (Rechts) Die unkritische Leistungsdichte für Hybridspiegel in Abhängigkeit der Reflexion des dielektrischen Mehrschichtsystems mit einer Aluminiumschicht mit vernachlässigbarer Transmission.

Der in Abbildung 5.13 dargestellte Zusammenhang zwischen Leistungsfestigkeit und Absorption der Spiegel zeigt ein exponentielles Verhalten. Eine signifikante Erhöhung der maximal verträglichen Leistungsdichte von 3.2 kW cm^{-1} auf 181 kW cm^{-1} konnte durch die Verringerung der Absorption von 1.36% auf ca. 0.02% erreicht werden. Dementsprechend kann eine Reduzierung der Metallschichtabsorption und insbesondere eine Erhöhung der Reflexion des dielektrischen Schichtdesigns die cw-LIDT von Hybridspiegeln deutlich erhöhen. Jedoch werden beide „Stellschrauben“

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

aufgrund ihres Nutzens, wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, eingeschränkt. Die Metallschicht dient einer hohen Reflexion in einem breiten Spektralbereich zur Temperaturüberwachung mittels Pyrometer und der Justage mittels Pilotlasers. Außerdem darf das dielektrische Schichtsystem keine hohen Spannungen induzieren, um eine Spiegeldeformation zu verhindern.

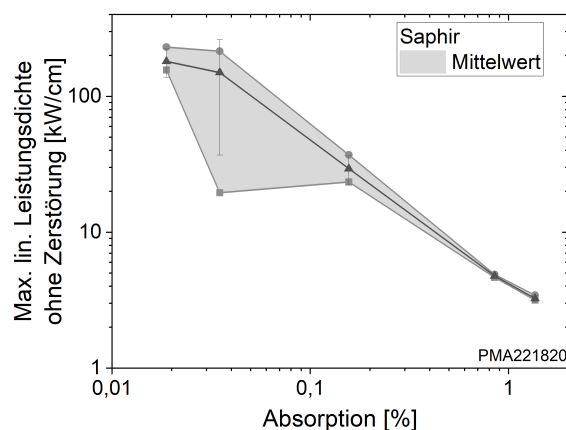


Abbildung 5.13: Die unkritische Leistung für Hybridspiegel in Abhängigkeit der Absorption der gesamten Optik.

5.6 Temperatur- und Zerstörverhalten von Scannerspiegeln

Abschließend wurden Hybridspiegel in einem Galvo-Scanner der RAYLASE GmbH hinsichtlich der Leistungsverträglichkeit untersucht. Einerseits war die Analyse des Zerstörverhaltens von hohem Interesse, und die ausgearbeitete cw-LIDT-Messroutine wurde somit möglichst anwendungsnah getestet. Andererseits wurden seitens der RAYLASE GmbH Infrarotsensoren (MLX90614) der Firma Melexis im Scannerkopf hinter die Spiegel implementiert, um eine verlässliche Temperaturbestimmung zu gewährleisten. Ein Einblick in das „Innenleben“ ist durch Abbildung 5.14 gegeben. Für das Verständnis der späteren Diskussion ist hier angemerkt, dass der kollimierte Strahl zunächst auf den X-Spiegel trifft und anschließend auf die Y-Komponente gelenkt wird. Des Weiteren ist der Y-Spiegel mit den Maßen von $43 \cdot 61.4 \cdot 0.8 \text{ mm}^3$, im Vergleich zur X-Komponente mit den Maßen $35 \cdot 55.7 \cdot 0.8 \text{ mm}^3$, signifikant größer. Der Strahldurchmesser wurde über die Numerische Apertur der Faser und

5.6 Temperatur- und Zerstörverhalten von Scannerspiegeln

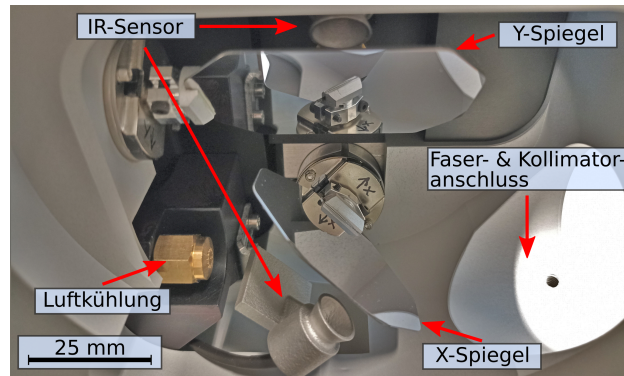


Abbildung 5.14: Die relevanten optischen Komponenten und Sensoren in dem genutzten Galvo-Scanner der RAYLASE GmbH.

den Brennweiten der im Kollimator eingebauten Linsen auf einen Durchmesser von 27.6 mm bestimmt. Der Strahldurchmesser wurde gewählt, um der typischen Anwendung zu entsprechen.

Hinsichtlich der cw-LIDT war insbesondere das Temperaturverhalten der Spiegel bei unterschiedlichen Spiegelwinkeln von Interesse, weil der Winkel in der Anwendung in einem Bereich von 34° bis 56° variiert wird. Aus diesem Grund wurden im Rahmen zweier Studien die Temperaturerhöhungen nach zwei-minütiger Bestrahlung mit einer Leistung von 2 kW für mehrere Winkel im für die Anwendung interessanten Bereich gemessen. Die Temperaturerhöhungen wurden aus der Differenz der Anfangstemperatur und maximalen Temperatur der IR-Sensoren des Scanners berechnet. Die ermittelte winkelabhängige Temperaturerhöhung ist zusammen mit dem theoretischen R^{-1} -Winkelspektrum des Spiegeldesigns (Mittelwert s- und p-pol.) in Abbildung 5.15 für den X-Spiegel (links) und Y-Spiegel (rechts) dargestellt. Grundsätzlich ist das theoretische Winkelspektrum des X-Spiegels in der winkelabhängigen Temperaturerhöhung wiederzuerkennen. Die Temperaturerhöhung des Y-Spiegels, basierend auf der winkelabhängigen Reflexion, ist lediglich anhand der drei lokalen Peaks zu erahnen. Die Verschiebung und Stauchung bzw. Streckung im Winkelspektrum könnte auf Variationen in der Schichtdicke und der Brechungsindizes der Materialien zurückzuführen sein. Des Weiteren sind Unsicherheiten in der Spiegeljustage in Höhe von $\pm 0.5^\circ$ möglich. Aufgrund der geringen winkelabhängigen Reflexionsänderung konnte das tatsächliche Winkelspektrum der optischen Komponenten nicht ohne größeren Aufwand gemessen werden, da das zur Verfügung stehende kommerzielle Spektralphotometer keine ausreichend hohe Absolutgenauigkeit besitzt. Die absoluten Unterschiede in der Temperaturerhöhung zwischen den beiden Spiegelkomponenten sind einerseits auf die Reflexion zurückzuführen, andererseits sind, wie zu Beginn erwähnt, die Spiegelmaße unterschiedlich. Die geringe

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

Größe des X-Spiegels führt zu einer Verteilung der eingetragenen Wärme auf eine kleinere Masse, weshalb folglich die Temperaturerhöhung höher ist.

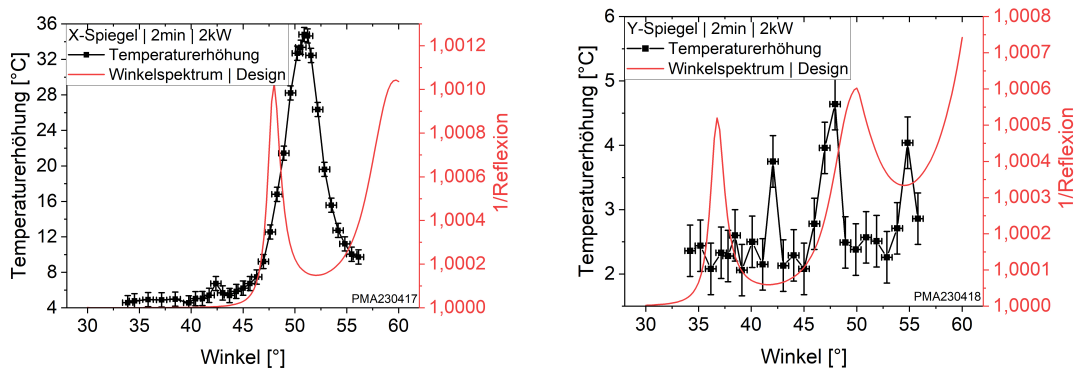


Abbildung 5.15: Die durch eine zwei-minütige Bestrahlung, mit einer Leistung von 2kW, induzierte Temperaturerhöhung für die X- (links) und Y-Spiegelkomponente (rechts). Zusätzlich ist das theoretische R^{-1} -Winkelspektrum dargestellt, um die zu erwartenden kritischen Winkel zu veranschaulichen.

Im Anschluss an die Winkelabhängigkeitsmessung wurde die Leistungsfestigkeit der Spiegel anwendungsnah im Scanner mittels der erarbeiteten Messroutine gemessen. Aufgrund der Anordnung der optischen Komponenten und der Funktionsweise des Galvo-Scanners wurden die Spiegel für jedes Leistungsniveau an derselben Position bestrahlt. Für die Bestimmung der cw-LIDT wurde die X-Komponente unter einem Winkel von 45°, 50° und 56° bestrahlt. Das Verhältnis des Streudiensignals zum Signal des Leistungsmesskopfes ist in Abbildung 5.16 (links) für die Bestrahlungen unter 56° abgebildet. Darüber hinaus wurde exemplarisch eine Bestrahlung mit 5.5 kW für 300 s unter 51° durchgeführt, um möglichst kritische Bedingungen zu untersuchen. Die zugehörigen Messsignale sind separat inklusive der Temperaturerhöhung in Abbildung 5.16 (rechts) dargestellt.

Das Signal des Leistungsmesskopfes ist vergleichsweise träge, weshalb das Signalverhältnis sinkt und nach etwa 45 s in Sättigung übergeht. Im Gegensatz zu den LIDT-Messungen an 25 mm-Spiegeln konnte jedoch kein signifikantes Signal, welches auf eine Laser-induzierte Zerstörung hinweist, detektiert werden. Zusätzlich deutet die gemessene Ausgangsleistung auf einen stabilen Prozess hin. Darüber hinaus konnte weder mittels Pyrometer, Wärmebildkamera oder der nachträglichen Mikroskopie, eine vergleichsweise charakteristische Zerstörung nachgewiesen werden. Ein Anzeichen auf eine Zerstörung sind lokale Temperaturpeaks, welche während der Bestrahlung in der Infrarotkameraaufnahme beobachtet wurden sowie geringfügige Materialveränderungen, die unter dem Nomarski-Mikroskop sichtbar sind. Zwei Momentaufnahmen der Infrarotkamera sind in Abbildung 5.17 für Spiegel auf einem

5.6 Temperatur- und Zerstörverhalten von Scannerspiegeln

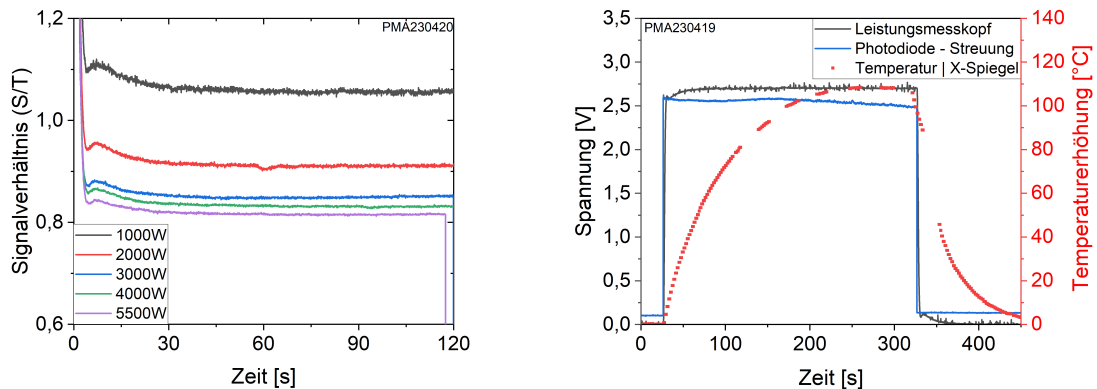


Abbildung 5.16: Verhältnis der Streudiode zum Leistungsmesskopf während einer R-on-1-Messreihe unter 56° (links). Signal der Streudiode und des Leistungsmesskopfs und die Temperaturerhöhung des X-Spiegels bei einer Bestrahlung von 5 min mit einer Leistung von 5.5 kW und einem Einfallswinkel von 51° (rechts).

Quarzsubstrat (links) und einem SiC-Substrat (rechts) gezeigt.



Abbildung 5.17: Aufnahme der IR-Kamera kurz vor Abschluss der letzten Bestrahlung einer R-on-1-Messreihe.

Die Mikroskopaufnahmen in Abbildung 5.18 zeigen für thermische Zerstörungen charakteristische Morphologien und unterscheiden sich deutlich von den zuvor gezeigten Zerstörungen. Die Ursache für dieses Verhalten ist einerseits der etwa 100-mal so große Strahldurchmesser, welcher den Wärmeeintrag auf eine deutlich größere Fläche verteilt. Andererseits wird anhand dieser Ergebnisse das Vorhandensein von Fehlstellen und Kontaminationen wiederholt ersichtlich. In den vorherigen Untersuchungen führte die Bestrahlung von Defekten zu einer deutlich reduzierten Zerstörschwelle (s. Abb. 5.2 und Abb. 5.13). Der große Strahldurchmesser verteilt die Leistung auf eine größere Fläche, sodass Defekte eine geringe Leistung absorbieren und eine katastrophale Zerstörung verhindert wird.

Insgesamt konnten viele Erkenntnisse aus diesen Untersuchungen gewonnen werden. Die bestrahlten Defekte führen bei großem Strahldurchmesser nicht zu einer katastrophalen Zerstörung, aber eine thermische Materialmodifikation ist mittels Nomarski-Mikroskopie nachweisbar. Diese Änderung hat während einer Dauerbe-

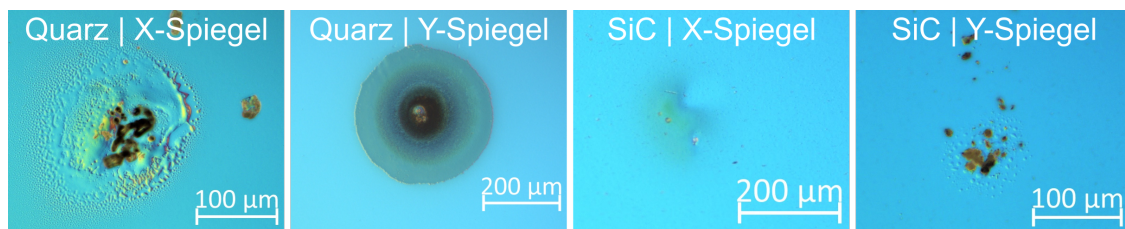


Abbildung 5.18: Mikroskopaufnahmen der Spiegeloberfläche nach abgeschlossener Bestrahlung für Spiegel mit einem Quarzsubstrat und einem SiC-Substrat für die X- und Y-Komponente.

strahlung jedoch zu keiner messbaren Reduzierung der Ausgangsleistung der Scannereinheit geführt. Des Weiteren ist die Detektion der Störstellen mit einer Wärmebildkamera realisierbar und deutlich sensitiver als das Streu- bzw. Transmissions-signal.

5.7 Diskussion - Messroutine zur Bestimmung der cw-LIDT von Spiegeln

Die präsentierten Studien hinsichtlich der cw-LIDT geben einen detaillierten Eindruck in das spezifische Zerstörverhalten hochmoderner optischer Spiegel, welche für die Führung von emittierter Strahlung mit 1 µm Wellenlänge und Leistungen im Kilowattbereich verwendet werden. Bei der Ausarbeitung der Messroutine hat sich gezeigt, dass erzeugte Zerstörungen einen signifikanten Einfluss auf die Zerstörwahrscheinlichkeit weiterer Testpositionen haben. Die Ursache der LIDT-Reduzierung ist die durch vorangegangene LIDT-Messstellen erzeugte Kontamination der Oberfläche und der induzierte Stress. Aus diesem Grund wurde im weiteren Verlauf die Bestrahlung nach dem Eintritt einer Zerstörung abgebrochen, weswegen eine ausreichend hohe Statistik über eine entsprechende Probenanzahl gewährleistet werden muss. Diesbezüglich konnte ein Zusammenhang zwischen Varianz optischer Parameter und der Zerstörschwelle verifiziert werden. Dieses Wissen kann wiederum genutzt werden, um gezielt Optiken mit hoher und niedriger optischer Qualität aus einer Charge für LIDT-Messungen auszuwählen.

Des Weiteren wurde die in den Simulationen gezeigte positionsabhängige Temperaturerhöhung im Experiment nachgewiesen. Dies hat zur Folge, dass entweder die Optik nur mittig bestrahlt werden kann, um den Effekt zu umgehen, oder eine Abschätzung der LIDT-Skalierung stattfinden muss, indem die Positionsabhängigkeit zuvor untersucht wird. Eine ausschließlich mittige Bestrahlung hat den Vor- bzw.

5.7 Diskussion - Messroutine zur Bestimmung der cw-LIDT von Spiegeln

Nachteil, dass eine geringe Fläche bestrahlt und ein Defekteinfluss vernachlässigt wird. Defekte wurden sowohl bei der Strahldurchmesserabhängigkeit vermutet, als auch bei der Bestrahlung der Scannerspiegel in der Anwendung nachgewiesen.

Es konnte für Strahldurchmesser zwischen $105\ \mu\text{m}$ und $390\ \mu\text{m}$ keine eindeutige Abhängigkeit der LIDT vom Strahldurchmesser oder -fläche gemessen werden. Die Simulationsergebnisse für kleine optische Komponenten ($<25\ \text{mm}$) haben zwischen der Durchmesserskalierung und der benötigten Leistung konstanter Temperaturerhöhung einen Unterschied von 49 % bei einer Skalierung von $200\ \mu\text{m}$ auf $2500\ \mu\text{m}$ ergeben. Dies weist analog zur DIN EN ISO 21254 das Problem auf, dass eine Skalierung von kleinen Durchmessern auf größere Werte die LIDT deutlich überschreiten kann und berücksichtigt werden muss. Eine anwendungsnahe LIDT-Messung ist aus diesem Grund zwingend notwendig.

Eine ausführliche Parameterstudie wurde mit hybriden Spiegeln durchgeführt. Einerseits war die LIDT von hybriden Spiegeln auf Saphir-Substraten, im Vergleich zu Quarzglas-Substraten, um einen Faktor 4 bis 6.9 höher. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den durchgeführten Simulationen und ist auf die Wärmeleitfähigkeit zurückzuführen. Andererseits konnte gezeigt werden, dass die Metallschicht die Zerstörung einleitet und eine Reduzierung der Absorption der gesamten Optik von 1.36 % auf etwa 0.02 % die LIDT von $3.2\ \text{kW cm}^{-1}$ auf $181\ \text{kW cm}^{-1}$ erhöht. Folglich ist eine Reduzierung der Absorption der Metallschicht bzw. der Schutz dieser Schicht durch eine Reflexionserhöhung des dielektrischen Mehrschichtsystems essentiell zur Optimierung der LIDT hybrider Spiegel.

Auf Basis der Erkenntnisse wurden die Messungen am Galvo-Scanner anwendungsnahe durchgeführt. Hierbei konnte keine vergleichsweise katastrophale Zerstörung mit dem zur Verfügung stehenden Lasersystem erzeugt werden. Hingegen konnten, mit Hilfe einer Wärmebildkamera und Nomarski-Mikroskopaufnahmen, thermische Zerstörungen in der Größenordnung von bis zu $200\ \mu\text{m}$ beobachtet werden. Diese haben den Prozess nicht beeinflusst, aber werden nach DIN EN ISO 21254 [6] aufgrund einer irreversiblen Materialveränderung als Zerstörung kategorisiert. Aus diesem Grund wäre eine der Anwendung entsprechende Definition der Zerstörung, welche die Auswirkung auf den Prozess berücksichtigt, vorteilhaft.

In der Gesamtheit erfordert eine geeignete Messroutine zur Bestimmung der cw-LIDT, bzw. vermutlich allgemein für thermisch induzierte Zerstörungen, im Vergleich zu gepulsten Bestrahlungen im Piko- und Femtosekundenbereich eindeutig Einschränkungen. Des Weiteren sind weitere Angaben im Messprotokoll erforderlich. Im Rahmen eines standardisierten Messverfahrens zur zuverlässigen Bestimmung der cw-LIDT sollte aufgrund des thermischen Zerstörmechanismus und des

5 Zerstörschwellenmessung von optischen Hochleistungskomponenten

teils trägen Abkühlungsprozesses sichergestellt werden, dass vor jeder Bestrahlung die Probe auf die Umgebungstemperatur abgekühlt ist. Folglich könnte eine Angabe bezüglich der Umgebungs- und Anfangstemperatur notwendig sein. Aus den oben genannten Gründen ist es essentiell keine weitere Bestrahlung nach dem Eintritt der ersten Zerstörung auf selbiger Probe durchzuführen. Außerdem sollte die Probengeometrie angegeben werden. Des Weiteren ist es empfehlenswert, die Komponente möglichst mittig zu bestrahlen und den Strahlversatz sowohl minimal zu halten als auch aufzuführen. Abschließend ist angemerkt, dass die Strahlgröße dem Durchmesser der Anwendung entsprechen sollte, um keine zusätzlichen Messunsicherheiten einzubringen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Messroutinen zur Bestimmung der Laser-induzierten Zerstörschwelle (LIDT) von modernen Strahlführungsoptiken konzipiert, umgesetzt und deren Anwendung detailliert untersucht. Der Fokus wurde auf Nanosekunden-gepulste Bestrahlung polymerer optischer Fasern (POF) aus PMMA und der kontinuierlichen (cw) Bestrahlung hybrider Spiegeldesigns für den Einsatz in einem Galvanometer-Scanner mittels Leistungen im Kilowattbereich gelegt.

Auf Basis des in der Literatur publizierten Zerstörverhaltens der jeweiligen Komponenten wurden entsprechende Simulationen durchgeführt, um für die Messroutine kritische Aspekte zu studieren. Die im Polymervolumen der Fasern induzierten Zerstörungen wurden mittels Raytracing simuliert. Die radiale und axiale Zerstörverteilung zeigten eine deutliche Abhängigkeit von der Propagationslänge in der Faser. Im Rahmen der cw-Untersuchungen konnten mittels Wärmeübertragungssimulationen für das Messverfahren relevante Einflüsse hinsichtlich einer für die cw-LIDT kritischen Temperaturerhöhung vorab betrachtet werden. So wurde insbesondere der für LIDT-Messungen übliche Strahlversatz als problematisch eingeschätzt.

Die POFs wurden hinsichtlich des Kurzzeiterstörverhaltens und des Einflusses der Brennweite zur Einkopplung in die Faser mittels R-on-1-Messungen untersucht. In Übereinstimmung mit der Literatur bzgl. der LIDT von polymeren Materialien, wurden überwiegend Zerstörungen im Faservolumen induziert. Hierbei konnte insbesondere die Detektion induzierter Streuzentren mittels CCD-Kamera als sensitive Methode demonstriert werden. Es hat sich gezeigt hat, dass eine scannende Photodiode zur Monitorierung der Streuung entlang der Faser eine geeignete Alternative darstellt. Aufgrund der aufwendigen Messroutine mit vergleichsweise geringer Statistik wurde eine kumulative Berechnung der Zerstörwahrscheinlichkeit herangezogen, um eine verlässliche Bestimmung der LIDT zu gewährleisten. Ein Einfluss der Brennweite auf die Zerstörschwelle ist im Rahmen dieser Messungen nicht nachgewiesen, und die ermittelte LIDT liegt bei einem Wert in Höhe von 0.04 J cm^{-2} . Zum Vergleich wurden im Anschluss Langzeitbestrahlungen in Anlehnung an S-on-1-Messungen durchgeführt, welche eine LIDT von 0.06 J cm^{-2} ergaben. Diese Werte

weichen um eine Größenordnung von Literaturwerten und der Vorform-LIDT ab und können auf weitere durch den Herstellungsprozess induzierte Materialschwächungen zurückzuführen sein. Abschließend wurden Zerstörverhalten und -verteilung intensiv untersucht. Die radiale und axiale Verteilung der erzeugten Zerstörungen in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulsenergie ist in guter Übereinstimmung mit den Simulationsdaten. Aus diesen Beobachtungen kann geschlussfolgert werden, dass die Intensitätsverteilung einen großen Einfluss auf die Entstehung der Zerstörungen hat. Bei kleinen Energiedichten wurden ausschließlich Zerstörungen in den ersten Zentimetern der Faser detektiert. Aus diesem Grund ist für die LIDT-Bestimmung die Angabe über Faserkomponenten zur homogenen Einkopplung in die Faser kritisch, da eine gleichmäßige Energieverteilung lokale Überschreitungen der LIDT verhindern kann und sehr wahrscheinlich die LIDT um einen Faktor von 2-3 erhöhen kann. Die Zerstörursache scheint vergleichbar zur Literatur bzgl. PMMA-Grundmaterialien zu sein und ist auf die erhöhte Absorption von Fehlstellen und Unreinheiten im Material zurückzuführen. Es wird angenommen, dass die Mehrpulsbestrahlung zu einer hohen Temperatur führt. Final folgt die Thermolyse bzw. Depolymerisation der Polymerketten und damit die Entstehung von Streu-/Zerstörzentren.

Die Ausarbeitung der cw-Messroutine für die Untersuchung moderner Spiegel wies einen signifikanten Einfluss von induzierten Zerstörungen auf das weitere Zerstörverhalten von Testpositionen in der Umgebung auf. Dies wurde auf die Erzeugung von Kontamination und Spannungen zurückgeführt. Darüber hinaus wurde im Rahmen der Messungen der Effekt von Fehlstellen auf die LIDT mehrfach beobachtet. Die mittels der Simulationen prognostizierte positionsabhängige Temperaturerhöhung konnte im Rahmen dieser Studien im Experiment nachgewiesen werden. Des Weiteren wurde eine ausführliche Parameterstudie hinsichtlich der optischen Eigenschaften von hybriden Schichtdesigns durchgeführt. Es wurde verdeutlicht, dass die von der Metallschicht absorbierte Leistung die Zerstörung induziert. Abschließend wurde die angepasste Messroutine auf den praxisnahen Einsatz von Spiegelkomponenten in einen Galvanometer-Scanner angewendet. Die Untersuchungen führten aufgrund des großen Strahldurchmessers zu keiner Einschränkung der Strahlführung der optischen Komponenten, wohingegen thermische Materialmodifikationen mittels Nomarski-Mikroskopie nachgewiesen werden konnten.

Zusammengefasst wurden im Rahmen dieser Arbeit Messroutinen basierend auf der DIN EN ISO 21254 entwickelt, um das Zerstörverhalten zweier optischer Strahlführungsarten zu untersuchen. Es wurde verdeutlicht, dass die Anpassung bekannter Messroutinen und benötigter Detektoren notwendig ist, um eine verlässliche Ermittlung der Zerstörschwelle zu gewährleisten. Hingegen führen die Fasergeometrie und

die erarbeitete cw-Messroutine zu einer geringen Statistik, welche aus einer einzelnen Probe gewonnen werden kann. Dennoch ist anzunehmen, dass zerstörungsfreie Voruntersuchungen zumindest im Rahmen der cw-LIDT dem Kosten- und Zeitaufwand für eine zuverlässige Bestimmung der LIDT entgegenwirken können.

In zukünftigen Diskussionen zur Weiterentwicklung von standardisierten Messroutinen können die Zerstörungsdefinition und LIDT-Messroutinen hinsichtlich des Einflusses von Partikeln auf die Zerstörschwelle von Interesse sein. Vor allem sind Partikel vielfältig, unterscheiden sich vom Material, der Größe und Form, und benötigen folglich zur Bestimmung und Monitorierung der Zerstörung geeignete Detektoren.

A Anhang

A.1 Raytracing - Intensitätsverteilung im Querschnitt

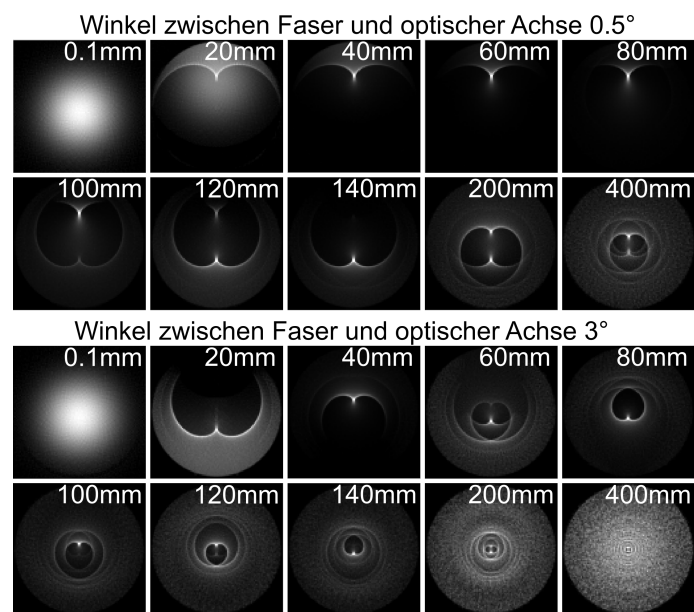


Abbildung A.1: Die mittels Raytracing simulierte Intensitätsverteilung für verschiedene Winkel zwischen optischer Achse und Faserlängsachse.

A.2 Comsol - Einstellungen und Materialparameter

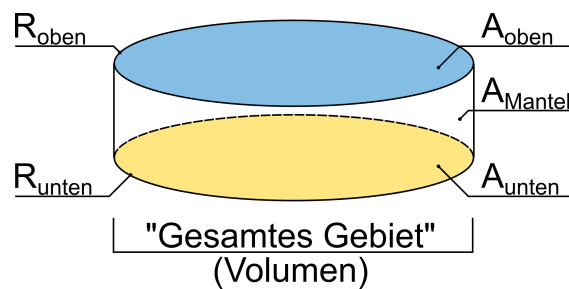


Abbildung A.2: Die in Comsol Multiphysics verwendete Zylindergeometrie.

A Anhang

Randbedingung	Angewendet auf	Sonstige Einstellung
Wärmetransport in Feststoffen	Gesamtes Gebiet	Referenztemperatur 293.15 K
Festkörper	Gesamtes Gebiet	-
Anfangswerte	Gesamtes Gebiet	Temperatur 293.15 K
Thermische Isolierung	Überschrieben	-
Oberfläche-zu-Umgebung Strahlung	Alle Ränder und Flächen	Emissionsgrad 0.95 K Umgebungstemperatur 293.15 K
Konvektion	Alle Ränder und Flächen	Konvektiver Wärmefluss Wärmeübergangskoeffizient $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ Externe Temperatur 293.15 K
Strahlenbündel in absor- bierenden Medien	Gesamtes Gebiet	-
Absorptionsmedium	Gesamtes Gebiet	-
Anfangswerte	Gesamtes Gebiet	-
Transparente Oberfläche	$R_{\text{unten}}, R_{\text{oben}},$ A_{unten} und A_{Mantel}	-
Absorptionsmedium	Gesamtes Gebiet	-
Einfallende Intensität	A_{unten}	Strahlrichtung $\{1,0,1\}$ Verteilungsart: Gaußsch
Opake Oberfläche	A_{oben}	-

Tabelle A.1: Zuordnung der Randbedingungen der Wärmeübertragungs-Simulationen in Comsol Multiphysics.

A.3 Comsol - Temperaturverteilung

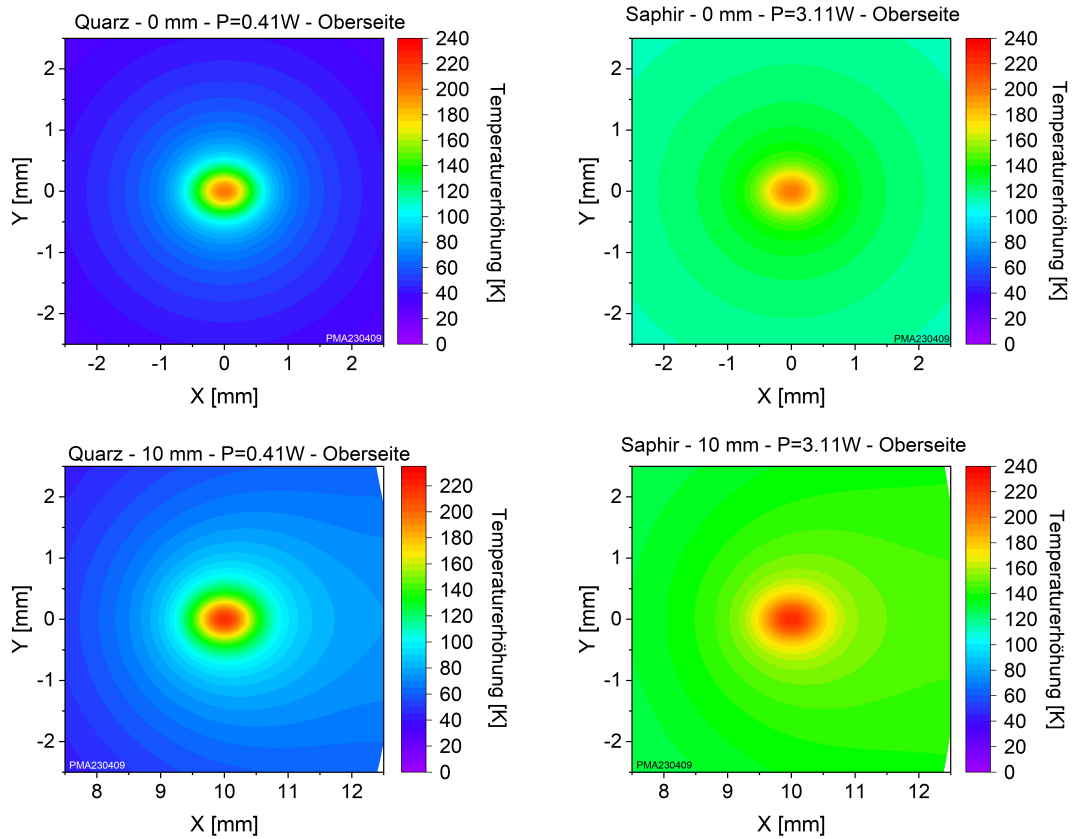


Abbildung A.3: Die simulierte Temperaturverteilung im Gleichgewicht für ein Quarz- bzw. Saphir-Substrat aus Abbildung 2.19 mit einem kleinerem Ausschnitt zur besseren Darstellung der Temperaturverteilung in der Umgebung des Laserstrahls.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Bindungs- und Photonenenergie in Abhängigkeit der Wellenlänge . . .	9
2.2	Chemische Struktur von PMMA	10
2.3	Schematische Darstellung des Faserziehprozesses	12
2.4	Modentypen in einer optischen Faser	14
2.5	Skizze zum Nahfeld mittels Raytracing	14
2.6	Skizze eines dielektrischen und hybriden Schichtdesigns	21
2.7	Zeitskala der Lasermaterial-Wechselwirkungen	23
2.8	Erwärmung aufgrund von Laserpulsen	24
2.9	Veranschaulichung der zur Zerstörung führenden Partikel bei einer Bestrahlung	29
2.10	Polymer LIDT in Abhängigkeit der Monomerreinheit	31
2.11	Vergleich der R-on-1 und S-on-1 Messroutine	36
2.12	Schematischer Aufbau der Raytracing-Simulation	39
2.13	Simulierte Intensitätsverteilung im Faserquerschnitt	41
2.14	Raytracing-Simulation Maximum und Median	42
2.15	Raytracing-Simulation Standardabweichung	42
2.16	Raytracing-Simulation axiale Datenauswertung	43
2.17	Geometrie und Netzoptimierung der Simulation	46
2.18	Schaubild der Wärmebilanz der Simulationen	47
2.19	Schaubild der simulierten Temperaturverteilung	48
2.20	Simulierter Temperaturverlauf auf Optikoberflächen	50
2.21	Simulierte Temperaturerhöhung in Abhängigkeit der Kühlart	51
2.22	Simulierte Temperaturerhöhung in Abhängigkeit der Substratdicke . .	53
2.23	Simulierte Strahldurchmesserabhängigkeit für kleine Optiken	54
2.24	Simulierte rel. LIDT für unterschiedliche Substratmaterialien	57
3.1	Schaubild des Fast Total Scatter Streumappings	60
4.1	POF Oberfläche nach Präparation	63
4.2	Zerstörmorphologie in einer PMMA-Vorform	66

Abbildungsverzeichnis

4.3	POF LIDT Aufbau	67
4.4	Streusignal zur Detektion von Zerstörungen in POFs	69
4.5	Räumliches Strahlprofil des Quanta Ray Lasersystems	70
4.6	Ereignisse R-on-1 Faser Degradation	71
4.7	R-on-1 Zerstörposition	72
4.8	R-on-1 kumulative Zerstörwahrscheinlichkeit der POFs	73
4.9	Räumliches Strahlprofil des Minilite Lasersystems	76
4.10	S-on-1 Abhängigkeit der Transmission von der Pulsenergie	76
4.11	S-on-1-Zerstörwahrscheinlichkeit und Dosisabhängigkeit von POFs . .	77
4.12	Mikroskopaufnahmen von Laser-induzierten Zerstörungen in POFs . .	79
4.13	Mikroskopaufnahmen einer Zerstörung in POFs unter diversen Winkeln	80
4.14	Axiale Verteilung der induzierten Zerstörungen nach S-on1-Bestrahlung	81
4.15	Zerstörungsdichte in Abhängigkeit der Pulsenergie und des radialen Abstands	83
4.16	Degradation und Defektanzahl in Abhängigkeit der Pulsenergie . . .	84
4.17	SLOT-Aufnahme einer katastrophalen Zerstörung	84
4.18	REM-Aufnahme einer Zerstörung in einer POF	85
4.19	EDX-Analyse vom Kern einer polymeren optischen Faser	86
4.20	Tomografie und Multiphotonenmikroskopie von POFs	87
5.1	Aufbau und Strahlprofil zur Bestimmung der cw-LIDT	92
5.2	cw-Zerstörwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Mindestabstands . .	94
5.3	Positionsabhängige Temperaturerhöhung im Experiment	96
5.4	cw-Zerstörmorphologie dielektrischer und hybrider Spiegel	98
5.5	REM-Aufnahmen einer Laser-induzierter Kontamination	99
5.6	Streu- und Spannungsmapping von Optiken mit cw-Zerstörungen . .	100
5.7	Flussdiagramm der cw-Messroutine	101
5.8	Strahlprofile bzgl. der Strahldurchmesserabhängigkeits-Messung . . .	102
5.9	cw-LIDT in Abhängigkeit des Strahldurchmessers	103
5.10	Vergleich zwischen Zerstörverhalten und der Varianz optischer Eigen- schaften	105
5.11	Materialabhängige Temperaturerhöhung und LIDT	107
5.12	Parameterstudie von Hybridspiegeln hinsichtlich Transmission und Reflexion	109
5.13	Unkritische Leistungsdichte für Hybridspiegel in Abhängigkeit der Absorption	110
5.14	Komponenten des Galvo-Scanners	111
5.15	Temperaturerhöhung der Scannerspiegel in Abhängigkeit des Winkels	112

5.16	Streu-, Leistungs- und Temperaturverhalten von Scanner-Spiegeln . . .	113
5.17	Wärmebildkamera-Aufnahmen der Scanner-Spiegel.	113
5.18	Zerstörungsmorphologie nach Bestrahlung der Galvo-Scanner	114
A.1	Simulierte Intensitätsverteilung	121
A.2	Geometrie der Wärmeübertragungs-Simulation	121
A.3	Simulierte Temperaturverteilung in der Umgebung des Laserstrahls .	123

Tabellenverzeichnis

2.1	Wellenlänge der Absorptionsbanden spezifischer Bindungen	15
2.2	Dämpfung von Verunreinigungen in POFs	17
2.3	Thermische Eigenschaften von Substratmaterialien	19
2.4	Simulationsparameter zur Berechnung der Intensitätsverteilung innerhalb einer POF	40
2.5	Simulierte Temperaturabnahme mit und ohne Probenkühlung	52
4.1	LIDT von PMMA-Proben	75
5.1	Parameter bezüglich der experimentellen Daten des Einflusses des Positionsabstands auf die cw-LIDT	94
5.2	Positiontsabhängige Temperaturerhöhung Simulation und Experiment	97
5.3	Optische Parameter der Hybridspiegeluntersuchung	109
A.1	Randbedingungen der Wärmeübertragungs-Simulationen	122

Literaturverzeichnis

- [1] International Organization for Standardization. Friendship among equals, July 2023. URL https://www.iso.org/files/live/sites/isoorg/files/aboutISO/docs/en/Friendship_among_equals.pdf.
- [2] International Organization for Standardization. Standards catalogue, July 2023. URL <https://www.iso.org/standards-catalogue/browse-by-ics.html>.
- [3] Maiman, T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736): 493–494, August 1960. doi: 10.1038/187493a0.
- [4] International Organization for Standardization. DIN EN ISO 11551:2020-05, Optik und Photonik - Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für den Absorptionsgrad von optischen Laserkomponenten (ISO 11551:2019, korrigierte Fassung 2020-01); Deutsche Fassung EN ISO 11551:2019, 2020.
- [5] International Organization for Standardization. DIN EN ISO 13696:2022-06, Optik und Photonik - Bestimmung von totaler Streustrahlung, hervorgerufen durch optische Komponenten, 2022.
- [6] International Organization for Standardization. DIN EN ISO 21254-1:2011-10, Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für die laserinduzierte Zerstörschwelle - Teil 1: Begriffe und allgemeine Grundsätze (ISO 21254-1:2011); Deutsche Fassung EN ISO 21254-1:2011, 2011.
- [7] Perka, A.K., John, M., Kuruveri, U.B., and Menezes, P.L. Advanced High-Strength Steels for Automotive Applications: Arc and Laser Welding Process, Properties, and Challenges. *Metals*, 12(6):1051, June 2022. doi: 10.3390/met12061051.
- [8] Tao, N., Chen, G., Yu, T., Li, W., and Fan, L. Dual-beam laser drilling process for thick carbon fiber reinforced plastic composites plates. *Journal of Materials*

- Processing Technology*, 281:116590, July 2020. doi: 10.1016/j.jmatprotec.2020.116590.
- [9] Zhao, C., Shi, B., Chen, S., Du, D., Sun, T., Simonds, B.J., Fezzaa, K., and Rollett, A.D. Laser melting modes in metal powder bed fusion additive manufacturing. *Reviews of Modern Physics*, 94(4):045002, October 2022. doi: 10.1103/revmodphys.94.045002.
- [10] Sanders, D.P. Advances in Patterning Materials for 193 nm Immersion Lithography. *Chemical Reviews*, 110(1):321–360, January 2010. doi: 10.1021/cr900244n.
- [11] Hell, S.W. and Wichmann, J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy. *Optics Letters*, 19(11):780, June 1994. doi: 10.1364/ol.19.000780.
- [12] Hell, S.W. Microscopy and its focal switch. *Nature Methods*, 6(1):24–32, December 2008. doi: 10.1038/nmeth.1291.
- [13] Kezirian, G.M. and Stonecipher, K.G. Comparison of the IntraLase femtosecond laser and mechanical keratomes for laser in situ keratomileusis. *Journal of Cataract and Refractive Surgery*, 30(4):804–811, April 2004. doi: 10.1016/j.jcrs.2003.10.026.
- [14] Estevez, M., Alvarez, M., and Lechuga, L. Integrated optical devices for lab-on-a-chip biosensing applications. *Laser & Photonics Reviews*, 6(4):463–487, September 2011. doi: 10.1002/lpor.201100025.
- [15] Roth, C.B. *Polymer Glasses*. Taylor & Francis Group, 2021. ISBN 9780367782436.
- [16] Thiem, J., Spelthann, S., Neumann, L., Jakobs, F., Johannes, H.H., Kowalsky, W., Kracht, D., Neumann, J., Ruehl, A., and Ristau, D. Upconversion Nanocrystal Doped Polymer Fiber Thermometer. *Sensors*, 20(21):6048, October 2020. doi: 10.3390/s20216048.
- [17] RAYLASE GmbH. Laser Powder Bed Fusion-Verfahren beim 3D-Druck erreicht eineeinzigartige und vielversprechende Qualitätswende., February 2022. URL https://www.raylase.de/_Resources/Persistent/6/6/1/7/6617f66c43852db43222ad4974c4022e7b5060d4/Raylase-TUM-Additive-Fertigung-Laser-Powder-Bed-Fusion-Verfahren.pdf.

- [18] RAYLASE GmbH. Intelligent laser systems facilitate production in electromobility significantly. Blue Laser+deflection unit are ideal for welding thin copper sheets, December 2021. URL https://www.raylase.de/_Resources/Persistent/7/e/f/6/7ef6386e5bf41bd09421ccb819d7f6edf855e57/Raylase-BlueDiodelasersWeldingcopper-GB.pdf.
- [19] RAYLASE GmbH. Welche Ablenkeinheiten eignen sich für das Laser-Reinigen in den unterschiedlichen Anwendungsgebieten der Batterieherstellung?, July 2022. URL https://www.raylase.de/_Resources/Persistent/1/8/e/5/18e5865f394224e60322617b81858476ff9f5e06/Laser-Cleaning-Batterieproduktion.pdf.
- [20] von Jan, P. and Axtner, M. Mirror technology is the key. *Laser Technik Journal*, 8(3):20–23, May 2011. doi: 10.1002/latj.201190018.
- [21] McClung, F.J. and Hellwarth, R.W. Giant Optical Pulsations from Ruby. *Journal of Applied Physics*, 33(3):828–829, March 1962. doi: 10.1063/1.1777174.
- [22] Brown, A., Bernot, D., Ogloza, A., Olson, K., Thomas, J., and Talghader, J. Physical Origin of Early Failure for Contaminated Optics. *Scientific Reports*, 9(1), January 2019. doi: 10.1038/s41598-018-37337-5.
- [23] Wood, R.M. *The power-and energy-handling capability of optical materials, components, and systems*. SPIE Press, 2003. ISBN 0819447439.
- [24] Perevoznik, D., Tajalli, A., Zuber, D., Patzold, W., Demircan, A., and Morgner, U. Writing 3D Waveguides With Femtosecond Pulses in Polymers. *Journal of Lightwave Technology*, 39(13):4390–4394, July 2021. doi: 10.1109/jlt.2021.3071885.
- [25] Pätzold, W.M., Demircan, A., and Morgner, U. Low-loss curved waveguides in polymers written with a femtosecond laser. *Optics Express*, 25(1):263, January 2017. doi: 10.1364/oe.25.000263.
- [26] International Organization for Standardization. DIN EN ISO 21254-4:2011-09, Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für die laserstrahlinduzierte Zerstörschwelle - Teil 4: Prüfung, Erkennung und Messung (ISO21254-4:2011); Deutsche Fassung EN ISO 21254-4:2011, 2011.
- [27] Rabek, J.F. *Photodegradation of polymers*. Springer, 1996. ISBN 3540607161.

- [28] Gold, V., editor. *The IUPAC Compendium of Chemical Terminology*. International Union of Pure and Applied Chemistry (IUPAC), 2019. doi: 10.1351/goldbook.
- [29] Rudin, A. and Choi, P. *Elements of Polymer Science and Engineering*. Elsevier Science & Technology Books, 2012. ISBN 9780123821782.
- [30] Lechner, M.D., Gehrke, K., and Nordmeier, E.H. *Makromolekulare Chemie Ein Lehrbuch für Chemiker, Physiker, Materialwissenschaftler und Verfahrenstechniker*. Springer Spektrum, 5, 2014. ISBN 9783642417689.
- [31] Michler, G.H. and von Schmeling, H.H.K.B. The physics and micro-mechanics of nano-voids and nano-particles in polymer combinations. *Polymer*, 54(13): 3131–3144, June 2013. doi: 10.1016/j.polymer.2013.03.035.
- [32] Bäumer, S. *Handbook of Plastic Optics*. Wiley-VCH, 2005. ISBN 9783527404247.
- [33] Ziemann, O. *POF handbook*. Springer, 2008. ISBN 9783540766285.
- [34] Willamowski, U., Ristau, D., and Welsch, E. Measuring the absolute absorptance of optical laser components. *Applied Optics*, 37(36):8362, December 1998. doi: 10.1364/ao.37.008362.
- [35] LaserComponents. *Mirrors for CO₂-Laser*, 12/21 / V2 /BE-IF /lc-optics / mirrors_co2-laser. URL https://www.lasercomponents.com/fileadmin/user_upload/home/Datasheets/lbp-optics/mirrors_co2-laser.pdf. Abgerufen 21.08.2023.
- [36] Heraeus Gruppe. Transmission Calculator for Optical Applications, May 2023. URL https://www.heraeus.com/en/hca/fused_silica_quartz_knowledge_base_1/t_calc_1/transmission_calc_opt/transmission_calculator_opt.html?chartIndex=2&selection=suprasil_311_312,suprasil_3001_3002_300,suprasil_1_2a,suprasil_313,suprasil_3301_3302,suprasil_2b,suprasil_cg,infrasil_301_302,spectrosil_2000,hoq_310,nerasil&thickness=10&rangeX=120,4500.
- [37] Tian, R., Li, K., Lin, Y., Lu, C., and Duan, X. Characterization Techniques of Polymer Aging: From Beginning to End. *Chemical Reviews*, 123(6):3007–3088, February 2023. doi: 10.1021/acs.chemrev.2c00750.

- [38] Toulouse, A., Drozella, J., Thiele, S., Giessen, H., and Herkommer, A. 3D-printed miniature spectrometer for the visible range with a $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ footprint. *Light: Advanced Manufacturing*, 2(1):20, 2021. doi: 10.37188/lam.2021.002.
- [39] Thiem, J. *Temperature Measurement with Lanthanidedoped Nanocrystals*. PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2022.
- [40] Koike, Y. *Fundamentals of Plastic Optical Fibers*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2014. ISBN 9783527410064.
- [41] Beckers, M., Schlüter, T., Vad, T., Gries, T., and Bunge, C.A. An overview on fabrication methods for polymer optical fibers. *Polymer International*, 64(1):25–36, October 2014. doi: 10.1002/pi.4805.
- [42] Zubia, J. and Arrue, J. Plastic Optical Fibers: An Introduction to Their Technological Processes and Applications. *Optical Fiber Technology*, 7(2):101–140, apr 2001. doi: 10.1006/ofte.2000.0355.
- [43] Kaino, T. Plastic optical fibers. In *SPIE Proceedings*. SPIE, August 1996. doi: 10.1117/12.245264.
- [44] Paek, U.C. and Kurkjian, C.R. Calculation of Cooling Rate and Induced Stresses in Drawing of Optical Fibers. *Journal of the American Ceramic Society*, 58(7-8):330–335, July 1975. doi: 10.1111/j.1151-2916.1975.tb11490.x.
- [45] Bosc, D. and Toinen, C. Tensile mechanical properties and reduced internal stresses of polymer optical fiber. *Polymer Composites*, 14(5):410–413, October 1993. doi: 10.1002/pc.750140507.
- [46] Bachmann, F. Industrial applications of high power diode lasers in materials processing. *Applied Surface Science*, 208-209:125–136, March 2003. doi: 10.1016/s0169-4332(02)01349-1.
- [47] Britten, S. and Krause, V. Industrial Blue Diode Laser Breaks 1 kW Barrier. *PhotonicsViews*, 16(2):30–33, March 2019. doi: 10.1002/phvs.201900017.
- [48] Heraeus Gruppe. Properties of fused silica, May 2023. URL https://www.heraeus.com/en/hca/fused_silica_quartz_knowledge_base_1/properties_1/properties_hca.html#tabs-608478-5.
- [49] Shinkosha. Properties of Sapphire, June 2023. URL <https://www.shinkosha.com/english/techinfo/feature/>.

- [50] Ditmars, D., Ishihara, S., Chang, S., Bernstein, G., and West, E. Enthalpy and Heat-Capacity Standard Reference Material: Synthetic Sapphire (Alpha-Al₂O₃) From 10 to 2250 K. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 87(2):159, March 1982. doi: 10.6028/jres.087.012.
- [51] TA Instruments. Sapphire Specific Heat Capacity Literature Values, June 2023. URL <https://www.tainstruments.com/pdf/literature/TN8.pdf>.
- [52] MERSEN Deutschland Holding GmbH. optoSiC-plus - Material-Features, March 2021.
- [53] Lyngnes, O., Traggis, N., Dessau, K.L., and Myatt, C. Coating Technologies for High-Damage-Threshold Optics. *Optics and Photonics News*, 17(6):28, June 2006. doi: 10.1364/opn.17.6.000028.
- [54] Träger, F., editor. *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. doi: 10.1007/978-3-642-19409-2.
- [55] Kaiser, N. Review of fundamentals of thin film growth. In *Optical Interference Coatings*. OSA, 2001. doi: 10.1364/oic.2001.ma1.
- [56] Soileau, M.J., Williams, W.E., Mansour, N., and Stryland, E.W.V. Laser-Induced Damage And The Role Of Self-Focusing. *Optical Engineering*, 28(10), October 1989. doi: 10.1117/12.7977098.
- [57] Braunstein, R. Nonlinear Optical Effects. *Physical Review*, 125(2):475–477, January 1962. doi: 10.1103/physrev.125.475.
- [58] Danileiko, Y.K., Manenkov, A.A., and Nechitaïlo, V.S. The mechanism of laser-induced damage in transparent materials, caused by thermal explosion of absorbing inhomogeneities. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 8(1): 116–118, January 1978. doi: 10.1070/qe1978v008n01abeh008443.
- [59] Komine, N., Sakuma, S., Shiozawa, M., Mizugaki, T., and Sato, E. Influence of sodium impurities on ArF excimer-laser-induced absorption in CaF₂ crystals. *Applied Optics*, 39(22):3925, August 2000. doi: 10.1364/ao.39.003925.
- [60] Chorel, M., Lanternier, T., Lavastre, É., Bonod, N., Bousquet, B., and Néauport, J. Robust optimization of the laser induced damage threshold of dielectric mirrors for high power lasers. *Optics Express*, 26(9):11764, April 2018. doi: 10.1364/oe.26.011764.

- [61] Salleo, A., Genin, F.Y., Yoshiyama, J.M., Stolz, C.J., and Kozlowski, M.R. Laser-induced damage of fused silica at 355 nm initiated at scratches. In Exarhos, G.J., Guenther, A.H., Kozlowski, M.R., and Soileau, M.J., editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, April 1998. doi: 10.1117/12.307039.
- [62] Marburger, J. Self-focusing: Theory. *Progress in Quantum Electronics*, 4: 35–110, April 1975. doi: 10.1016/0079-6727(75)90003-8.
- [63] Feit, M.D. and Rubenchik, A.M. Implications of nanoabsorber initiators for damage probability curves, pulselength scaling, and laser conditioning. In Exarhos, G.J., Guenther, A.H., Kaiser, N., Lewis, K.L., Soileau, M.J., and Stolz, C.J., editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, June 2004. doi: 10.1117/12.523862.
- [64] Hopper, R.W. and Uhlmann, D.R. Mechanism of Inclusion Damage in Laser Glass. *Journal of Applied Physics*, 41(10):4023–4037, September 1970. doi: 10.1063/1.1658407.
- [65] Ristau, D. *Laser-Induced Damage in Optical Materials*. Taylor & Francis Group, 2014. ISBN 9781439872178.
- [66] Royon, A., Petit, Y., Papon, G., Richardson, M., and Canioni, L. Femtosecond laser induced photochemistry in materials tailored with photosensitive agents [Invited]. *Optical Materials Express*, 1(5):866, August 2011. doi: 10.1364/ome.1.000866.
- [67] Duthler, C.J. Explanation of laser-damage cone-shaped surface pits. *Applied Physics Letters*, 24(1):5–7, January 1974. doi: 10.1063/1.1655003.
- [68] Bloembergen, N. Laser-induced electric breakdown in solids. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 10(3):375–386, March 1974. doi: 10.1109/jqe.1974.1068132.
- [69] Glebov, L.B. Intrinsic laser-induced breakdown of silicate glasses. In Exarhos, G.J., Guenther, A.H., Lewis, K.L., Soileau, M.J., and Stolz, C.J., editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, March 2002. doi: 10.1117/12.461727.
- [70] Efimov, O.M. Self-optical breakdown and multipulse optical breakdown of transparent insulators in the femto-nanosecond region of laser pulse widths. *Journal of Optical Technology*, 71(6):338, June 2004. doi: 10.1364/jot.71.000338.

- [71] Jupé, M., Jensen, L., Melninkaitis, A., Sirutkaitis, V., and Ristau, D. Calculations and experimental demonstration of multi-photon absorption governing fs laser-induced damage in titania. *Optics Express*, 17(15):12269, July 2009. doi: 10.1364/oe.17.012269.
- [72] Soileau, M.J. 40 year retrospective of fundamental mechanisms. In Exarhos, G.J., Ristau, D., Soileau, M.J., and Stolz, C.J., editors, *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2008*. SPIE, October 2008. doi: 10.1117/12.804556.
- [73] Kuzuu, N., Yoshida, K., Yoshida, H., Kamimura, T., and Kamisugi, N. Laser-induced bulk damage in various types of vitreous silica at 1064, 532, 355, and 266 nm: evidence of different damage mechanisms between 266-nm and longer wavelengths. *Applied Optics*, 38(12):2510, April 1999. doi: 10.1364/ao.38.002510.
- [74] Keldysh, L.V. Ionization in the field of strong electromagnetic wave. *Soviet Physics JETP*, 20(5), May 1965.
- [75] Manenkov, A.A. Fundamental mechanisms of laser-induced damage in optical materials: today's state of understanding and problems. *Optical Engineering*, 53(1):010901, January 2014. doi: 10.1117/1.oe.53.1.010901.
- [76] Trenholme, J.B., Feit, M.D., and Rubenchik, A.M. Size-selection initiation model extended to include shape and random factors. In Exarhos, G.J., Guenther, A.H., Lewis, K.L., Ristau, D., Soileau, M., and Stolz, C.J., editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, October 2005. doi: 10.1117/12.638834.
- [77] Walker, T., Guenther, A., and Nielsen, P. Pulsed laser-induced damage to thin-film optical coatings - Part II: Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(10):2053–2065, October 1981. doi: 10.1109/jqe.1981.1070650.
- [78] Krol, H., Gallais, L., Grèzes-Besset, C., Natoli, J.Y., and Commandré, M. Investigation of nanoprecursors threshold distribution in laser-damage testing. *Optics Communications*, 256(1-3):184–189, December 2005. doi: 10.1016/j.optcom.2005.06.059.
- [79] Porteus, J.O. and Seitel, S.C. Absolute onset of optical surface damage using distributed defect ensembles. *Applied Optics*, 23(21):3796, November 1984. doi: 10.1364/ao.23.003796.
- [80] H. E. Bennett, D.M.u.B.E.N., A. H. Guenther. *Laser Induced Damage in Optical Materials: 1982*. U.S. Government Printing Office, 1984.

- [81] O'Connell, R.M. Onset threshold analysis of defect-driven surface and bulk laser damage. *Applied Optics*, 31(21):4143, July 1992. doi: 10.1364/ao.31.004143.
- [82] Agranat, M.B., Novikov, N.P., Perminov, V.P., and Yampol'skiĭ, P.A. Some aspects of the initial stage of the development of laser damage in polymethylmethacrylate. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 6(10):1240–1242, October 1976. doi: 10.1070/qe1976v006n10abeh011957.
- [83] Fouassier, J.P. *Lasers in Polymer Science and Technology*. CRC Press, 1989. ISBN 9780849348464.
- [84] O'Connell, R.M., Deaton, T.F., and Saito, T.T. Single- and multiple-shot laser-damage properties of commercial grade PMMA. *Applied Optics*, 23(5):682, March 1984. doi: 10.1364/ao.23.000682.
- [85] O'Connell, R., Ellis, R., Romberger, A., Deaton, T., Siegenthaler, K., Shaffer, A., Mullins, B., and Saito, T. Laser Damage Studies of Several Methacrylate Polymeric Materials. In *Laser Induced Damage in Optical Materials: 1984*, pages 49–49–10. ASTM International. doi: 10.1520/stp23105s.
- [86] Dyumaev, K.M., Manenkov, A.A., Maslyukov, A.P., Matyushin, G.A., Nechitaĭlo, V.S., and Tsaprilov, A.S. Influence of viscoelastic properties of the matrix and of the type of plasticizer on the optical strength of transparent polymers. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 12(7):838–840, July 1982. doi: 10.1070/qe1982v012n07abeh005410.
- [87] Dyumaev, K.M., Manenkov, A.A., Maslyukov, A.P., Matyushin, G.A., Nechitaĭlo, V.S., and Prokhorov, A.M. Transparent polymers: a new class of optical materials for lasers. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 13(4):503–507, April 1983. doi: 10.1070/qe1983v013n04abeh004204.
- [88] Manenkov, A.A. and Nechitaĭlo, V.S. Role of absorbing defects in laser damage to transparent polymers. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 10(3):347–349, March 1980. doi: 10.1070/qe1980v010n03abeh009990.
- [89] Aldoshin, M.I., Gerasimov, B.G., Manenkov, A.A., and Nechitaĭlo, V.S. Decisive importance of the viscoelastic properties of polymers in their laser damage mechanism. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 9(9):1102–1105, September 1979. doi: 10.1070/qe1979v009n09abeh009431.

- [90] Fu, X., Zhou, K., Feng, G., Han, J., Xie, N., Zhou, G., and Li, W. Complicated morphologies and instructive mechanism of laser-induced bulk damage in transparent materials. *Laser Physics Letters*, 18(10):106002, September 2021. doi: 10.1088/1612-202x/ac22b3.
- [91] Lacraz, A., Polis, M., Theodosiou, A., Koutsides, C., and Kalli, K. Femtosecond Laser Inscribed Bragg Gratings in Low Loss CYTOP Polymer Optical Fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 27(7):693–696, April 2015. doi: 10.1109/lpt.2014.2386692.
- [92] Liehr, S., Burgmeier, J., Krebber, K., and Schade, W. Femtosecond Laser Structuring of Polymer Optical Fibers for Backscatter Sensing. *J. Lightwave Technol.*, 31(9):1418–1425, May 2013. URL <https://opg.optica.org/jlt/abstract.cfm?URI=jlt-31-9-1418>.
- [93] Wandschneider, R., Klein, K.F., and Hillrichs, G. Transmission properties of polymer optical fibers for pulsed UV laser light. In Gannot, I., editor, *Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics and Treatment Applications VIII*. SPIE, February 2008. doi: 10.1117/12.770604.
- [94] International Organization for Standardization. DIN EN ISO 21254-2:2011-10, Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für die laserinduzierte Zerstörschwelle - Teil 2: Bestimmung der Zerstörschwelle (ISO21254-2:2011); Deutsche Fassung EN ISO 21254-2:2011, 2011.
- [95] Mersen OPTOSIC. Product Literature - OPTOSIC SIC OPTICS FORHIGH - END LASERPROCESSES, May 2023. URL https://www.mersen.com/sites/default/files/publications-media/gs-optosic-optics-high-end-laser-process-galvo-scanning-mersen_0.pdf.
- [96] Negres, R.A., Stolz, C.J., DeFrances, S.B., Bernot, D.M., Randi, J.A., and Thomas, J.G. 1077-nm, CW mirror thin film damage competition. In Carr, C.W., Ristau, D., and Menoni, C.S., editors, *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2022*. SPIE, December 2022. doi: 10.1117/12.2641371.
- [97] McElhenny, J.E. and Bambha, N.K. Continuous wave laser-induced damage threshold of Schott IRG-24, IRG-25, and IRG-26 at 1.07 microns. In Gruzdev, V.E., Carr, C.W., Ristau, D., and Menoni, C.S., editors, *Laser-induced Damage in Optical Materials 2019*. SPIE, November 2019. doi: 10.1117/12.2532062.

- [98] Talghader, J.J. The impact of surface particulates and laser-accelerated particles on continuous-wave laser damage. In Gruzdev, V.E., Carr, C.W., Ristau, D., and Menoni, C.S., editors, *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2021*. SPIE, October 2021. doi: 10.1117/12.2601669.
- [99] DIN 58146:2020-11, Messverfahren zur Bestimmung der Solarisation von Lichtleitfasern und Faserbündeln aus optischem Glas; Text Deutsch und Englisch.
- [100] Gebauer, H., Jupé, M., Bataviciute, G., Ristau, D., and Kling, R. Measurement of laser power resistance of fibers for PIV systems. In Exarhos, G.J., Ristau, D., Soileau, M.J., and Stolz, C.J., editors, *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2008*. SPIE, October 2008. doi: 10.1117/12.804696.
- [101] Mann, G., Jurke, M., Zoheidi, M., and Krüger, J. Influence of mechanical stress on nanosecond laser-induced damage threshold of fused silica. *Applied Surface Science*, 258(23):9153–9156, September 2012. doi: 10.1016/j.apsusc.2012.01.049.
- [102] Ferraro, M., Mangini, F., Sun, Y., Zitelli, M., Crescenzi, R., Niang, A., Crocco, M.C., Formoso, V., Agostino, R.G., Barberi, R., Luca, A.D., Tonello, A., Babin, S.A., Couderc, V., and Wabnitz, S. Laser-induced damages in silica multimode optical fibers. In Taccheo, S., Ferrari, M., and Seddon, A.B., editors, *Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials through Applications III*. SPIE, May 2022. doi: 10.1117/12.2623746.
- [103] Zemax. OpticStudio, June 2023. URL <https://www.zemax.com/pages/opticstudio>.
- [104] COMSOL Multiphysics. Heat Transfer Module, June 2023. URL <https://www.comsol.com/heat-transfer-module>.
- [105] Pinnow, D.A. and Rich, T.C. Development of a Calorimetric Method for Making Precision Optical Absorption Measurements. *Applied Optics*, 12(5): 984, May 1973. doi: 10.1364/ao.12.000984.
- [106] PerkinElmer. Technical Specifications for the LAMBDA 1050 UV/Vis/NIR and LAMBDA 950 UV/Vis/NIR Spectrophotometers, June 23. URL <https://camcor.uoregon.edu/site/wp-content/uploads/2012/11/Lambda-1050-spec.pdf>.

- [107] Kadkhoda, P., Sakiew, W., Günster, S., and Ristau, D. Fast total scattering facility for 2D inspection of optical and functional surfaces. In Lehmann, P.H., editor, *SPIE Proceedings*. SPIE, June 2009. doi: 10.1117/12.827864.
- [108] Melninkaitis, A., Mikšys, D., Maciulevičius, M., Sirutkaitis, V., Šlekys, G., and Samoylov, A.V. Laser-induced damage thresholds of starched PMMA waveplates. In Exarhos, G.J., Guenther, A.H., Lewis, K.L., Ristau, D., Soileau, M.J., and Stolz, C.J., editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, October 2006. doi: 10.1117/12.696271. URL <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/6403/640325/Laser-induced-damage-thresholds-of-starched-PMMA-waveplates/10.1117/12.696271.short>.
- [109] Kiedrowski, K., Thiem, J., Jakobs, F., Kielhorn, J., Balasa, I., Kracht, D., and Ristau, D. Determination of the laser-induced damage threshold of polymer optical fibers. In Gruzdev, V.E., Ristau, D., Soileau, M., Exarhos, G.J., and Carr, C.W., editors, *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2018: 50th Anniversary Conference*. SPIE, nov 2018. doi: 10.1117/12.2500336.
- [110] Vanda, J., Muresan, M.G., Bilek, V., Sebek, M., Hanus, M., Lucianetti, A., Rostohar, D., and Mocek, T. Laser induced damage threshold of optical fibers under ns pulses. In Exarhos, G.J., Gruzdev, V.E., Menapace, J.A., Ristau, D., and Soileau, M., editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, December 2016. doi: 10.1117/12.2245040.
- [111] Mann, G. and Krüger, J. Nanosecond laser damage of optical multimode fibers. In Jitsuno, T., Shao, J., and Rudolph, W., editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, July 2016. doi: 10.1117/12.2238515.
- [112] Butenin, A.V. and Kogan, B.Y. Mechanism of laser damage to polymer materials. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 16(10):1422–1424, October 1986. doi: 10.1070/qe1986v016n10abeh008281.
- [113] Lorbeer, R.A., Heidrich, M., Lorbeer, C., Ojeda, D.F.R., Bicker, G., Meyer, H., and Heisterkamp, A. Highly efficient 3D fluorescence microscopy with a scanning laser optical tomograph. *Optics Express*, 19(6):5419, March 2011. doi: 10.1364/oe.19.005419.
- [114] Schneider, C.A., Rasband, W.S., and Eliceiri, K.W. NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis. *Nature Methods*, 9(7):671–675, June 2012. doi: 10.1038/nmeth.2089.

- [115] Butenin, A.V. and Kogan, B.Y. Mechanism of damage of transparent polymer materials due to multiple exposure to laser radiation pulses. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 6(5):611–613, May 1976. doi: 10.1070/qe1976v006n05abeh011411.
- [116] Ferraro, M., Crocco, M.C., Mangini, F., Jonard, M., Sangiovanni, F., Zitelli, M., Filosa, R., Beltrano, J.J., Luca, A.D., Barberi, R.C., Agostino, R.G., Couderc, V., Wabnitz, S., and Formoso, V. X-ray computed μ -tomography for the characterization of optical fibers. *Optical Materials Express*, 12(11):4210, October 2022. doi: 10.1364/ome.458951.
- [117] Sandoghchi, S.R., Jasion, G.T., Wheeler, N.V., Jain, S., Lian, Z., Wooler, J.P., Boardman, R.P., Baddela, N., Chen, Y., Hayes, J., Fokoua, E.N., Bradley, T., Gray, D.R., Mousavi, S.M., Petrovich, M., Poletti, F., and Richardson, D.J. X-ray tomography for structural analysis of microstructured and multimaterial optical fibers and preforms. *Optics Express*, 22(21):26181, October 2014. doi: 10.1364/oe.22.026181.
- [118] Kiedrowski, K., Jupé, M., Ehlers, H., Kennedy, M., Wienke, A., and Ristau, D. Challenges in the development of a reliable cw-LIDT measurement routine. *Optical Materials Express*, 13(6):1712, May 2023. doi: 10.1364/ome.488629.
- [119] OptiLayer. OptiRE module of OptiLayer Thin Film Software, July 2023. URL <https://optilayer.com/optire-module-of-optilayer-thin-film-software/>.

Eigene Veröffentlichungen

Peer Review

- [1] K. Kiedrowski, M. Jupé, H. Ehlers, M. Kennedy, A. Wienke, and D. Ristau. Challenges in the development of a reliable cw-LIDT measurement routine. *Optical Materials Express*, 13(6):1712-1725, 2023.
- [2] M. Steinecke, K. Kiedrowski, M. Jupé, and D. Ristau. Very thick mixture oxide ion beam sputtering films for investigation of nonlinear material properties. *The European Physical Journal Applied Physics*, 80(3):30301, 2017.

Weitere Veröffentlichungen

- [3] K. Kiedrowski, M. Steinecke, H. Ehlers, M. Kennedy, M. Meissner, M. Mallmann, M. Jupé, A. Wienke, and D. Ristau. Temperature and damage behavior of hybrid coated mirrors under continuous wave laser irradiation. *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2023*, Paper 12726-75, 2023.
- [4] K. Kiedrowski, M. Ferraro, R. Jauberteau, S. Wabnitz, M. C. Crocco, M. Jupé, and D. Ristau. Laser-induced damage analysis of PMMA optical fibers using raytracing simulations and x-ray tomography. *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2023*, Paper 12726-76, 2023.
- [5] M. Steinecke, S. Paschel, T. Kellermann, K. Kiedrowski, M. Jupé, A. Wienke, and D. Ristau. Bandgap energy of quantizing nanolaminates and its relation to the laser-induced damage threshold in the ultraviolet. *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2023*, Paper 12726-36, 2023.

- [6] K. Kiedrowski, M. Jupé, M. Kennedy, H. Ehlers, A. Wienke, and D. Ristau. Correlation of the damage behavior of high power continuous wave laser hybrid mirrors with total losses. *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2022*, Proc. SPIE PC12300, 2022.
- [7] M. Steinecke, K. Kiedrowski, M. Jupé, A. Wienke, and D. Ristau. Nonlinear optical switching in thin film coatings in relation to the damage threshold. *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2022*, Proc. SPIE 12300, 2022.
- [8] K. Kiedrowski, M. Jupé, M. Kennedy, H. Ehlers, A. Wienke, and D. Ristau. High power laser-induced damage investigations of mirrors with several substrate materials in combination with heat transfer simulations. *Proc. SPIE 12142, Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials through Applications III*, 121420F, 2022.
- [9] M. Jupé, E. Atkocaitis, E. Zutautaitė, K. Kiedrowski, M. Steinecke, L. Herrero, L. Jensen, U. Kimbaraite, M. Šciuka, and A. Melninkaitis. Experimental study of LIDT scaling laws for metallic coatings: effect of pulse duration within fifteen orders of magnitude. *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2021*, 11910:119100G. SPIE, 2021.
- [10] K. Kiedrowski, F. Jakobs, J. Kielhorn, H.-H. Johannes, W. Kowalsky, I. Balasa, D. Kracht, and D. Ristau. Laser-induced degradation and damage morphology in polymer optical fibers. *SPIE Photonics Europe, 2020 Micro-Structured and Specialty Optical Fibers VI*, Proceedings 11355, 2020.
- [11] K. Kiedrowski, J. Kielhorn, F. Jakobs, H.-H. Johannes, W. Kowalsky, D. Kracht, I. Balasa, and D. Ristau. Leistungsfestigkeit von optischen PMMA-Fasern. *3. Deutsches POF-Symposium: Tagungsband* ISBN-10. 3959004427, 2020.
- [12] K. Kiedrowski, F. Jakobs, J. Kielhorn, H.-H. Johannes, W. Kowalsky, D. Kracht, I. Balasa, and D. Ristau. Laser-Induced Damage in Passive and Active Polymer Optical Fibers. *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, paper ce_p_21, 2019.

- [13] K. Kiedrowski, J. Thiem, F. Jakobs, J. Kielhorn, I. Balasa, D. Kracht, and D. Ristau. Determination of the laser-induced damage threshold of polymer optical fibers. *Laser Induced Damage in Optical Materials 2018: 50th Anniversary Conference*, 10805, 2018.

- [14] K. Kiedrowski, I. Balasa, D. Kracht, und D. Ristau. Bestimmung optischer Eigenschaften von Werkstoffen zur Herstellung passiver und aktiver polymer-optischer Faserkomponenten. *DGaO proceedings*, 119. Tagung, 2018.

- [15] M. Steinecke, M. Jupé, K. Kiedrowski, and D. Ristau. Measurement of the nonlinear refractive index in optical thin films. *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2017*, 10447:179-191. SPIE, 2018.

Curriculum Vitae

Personalien

Name Kevin Kiedrowski
geboren am 13.08.1992 in Hannover
ledig, deutsch

Schulbildung

06/2011 Abitur, Georg-Büchner-Gymnasium Seelze

Studium

10/2011 - 11/2017 Leibniz Universität Hannover, Studium der Physik
Thema der Masterarbeit: *Herstellung, Charakterisierung und Optimierung von oxidischen Mischschichten zur Untersuchung nichtlinearer optischer Effekte dritter Ordnung*, durchgeführt am Laser Zentrum Hannover e.V.

11/2017 Abschluss: Master of Science (Physik)
seit 04/2018 Promotionsstudium an der Leibniz Universität Hannover

Beruflicher Werdegang

02/2018 - 07/2020 Leibniz Universität Hannover,
Wissenschaftlicher Mitarbeiter
seit 08/2020 Laser Zentrum Hannover e.V.,
Wissenschaftlicher Mitarbeiter

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich während der Promotion unterstützt haben und ohne deren Unterstützung die Durchführung und Niederschrift meiner Arbeit nicht möglich gewesen wäre. An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Detlev Ristau für die Möglichkeit die Arbeit am Laser Zentrum Hannover e.V. durchführen zu dürfen, meine Arbeit zu betreuen und zur Diskussion meiner Resultate stets zur Verfügung stand. Außerdem danke ich Prof. Dr. Michael Kues und Dr. doc. Andrius Melninkaitis für die Gutachtung meiner Dissertation.

Des Weiteren gilt mein Dank Marco Jupé, welcher mir über die Jahre in vielen wissenschaftlichen Gesprächen insbesondere bzgl. der Messtechnik weitergeholfen hat, täglich für Diskussionen zur Verfügung stand und stets motivierend war.

Der gesamten Abteilung Optische Komponenten danke ich für die freundliche und produktive Zusammenarbeit sowie dem Austausch über weitere interessante Forschungsthemen. Außerdem danke ich meinen Kollegen der Abteilung Werkstoff- und Prozesstechnik für die Unterstützung bei den Arbeiten mit Hochleistungslasern, insbesondere bei der Bedienung und dem Einrichten der Systeme.

An dieser Stelle bedanke ich mich vielmals bei meinen Kollegen Morten Steinecke und Sebastian Paschel mit denen ich meine Ergebnisse und Herausforderungen des Öfteren diskutieren konnte. Meinen LUH-Kollegen bin ich dankbar für den täglichen wissenschaftlichen Austausch in der ersten Hälfte meiner Arbeit im Rahmen des LaPOF Projekts.

Den Forschungspartnern der Technischen Universität Braunschweig danke ich für die Herstellung der POFs, und bei der Laseroptik GmbH bedanke ich mich für die Herstellung der Spiegel. Des Weiteren bin ich Mario Ferraro für die Kooperation und Koordination hinsichtlich der Messungen mittels der μ -CT und MPM dankbar. Abschließend gilt mein Dank meiner Familie und insbesondere meiner Freundin Sahra für die endlose Unterstützung.

Erklärung der Selbständigkeit

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass ich alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Hannover, den

Kevin Kiedrowski