



TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Professur für Hybride Elektronische Systeme

**Zustandsüberwachung optischer Elemente in
Laserschneidanlagen mittels akustischer
Thermometrie**

Benedikt Neumeier

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Prof. Dr.-Ing. Norbert Schwesinger

Prüfende der Dissertation:

1. Prof. Dr. rer. nat. Franz Kreupl
2. Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Alexander W. Koch

Die Dissertation wurde am 12.09.2017 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am
14.02.2018 angenommen.

Abstract

Optische Elemente in Laserbearbeitungsköpfen weisen Absorptionsverluste an deren optischen Oberflächen sowie innerhalb ihrer Volumen auf. Die Absorptionsrate ist abhängig von den Eigenschaften der verwendeten optischen Materialien, der Qualität der Oberflächenvergütung sowie insbesondere dem Zustand der optischen Oberflächen. Im Fall von Verunreinigung der optischen Oberflächen durch Prozessemissionen oder Aufnahme von Schmutz aus der Umgebung kann deren Absorptionsrate jene von sauberen Oberflächen um Größenordnungen übersteigen. Der absorbierte Anteil der Laseremission führt zu einer thermischen Belastung der Komponenten, welche wiederum deren Abbildungsleistung aufgrund von thermischen Linseneffekten negativ beeinträchtigt. Veränderte Abbildungseigenschaften des optischen Systems können zu inakzeptablen Bearbeitungsergebnissen und folglich zu Produktionsausschuss führen.

Die aktuellen Entwicklungen im Markt für Laserbearbeitungsanlagen - stetige Erhöhung der Laserleistung bei gleichzeitiger Steigerung der Strahlqualität sowie Zunahme des Automatisierungsgrades der Maschinen - erhöhen das Risiko von Bearbeitungsfehlern aufgrund von thermischen Linsen. Die höheren Laserleistungen verstärken die thermischen Linseneffekte, während die rechtzeitige Erkennung von Bearbeitungsfehlern durch die zunehmende Abwesenheit von Maschinenbedienern unwahrscheinlich ist. Es besteht daher ein wachsender Bedarf an Vorrichtungen zur Überwachung von optischen Elementen in Echtzeit, welche die rechtzeitige Detektion von Defekten im optischen System ermöglichen.

In der vorliegenden Arbeit werden die Temperaturverteilung innerhalb von optischen Elementen aufgrund der Absorption von Laserstrahlung sowie deren Einfluss auf die Abbildungseigenschaften untersucht. Des Weiteren werden Methoden zur Kompensation des thermischen Linseneffekts diskutiert und bestehende Sensorsysteme hinsichtlich ihrer Eignung als Echtzeitüberwachungssystem analysiert.

Eine neuartige Messmethode zur mitlaufenden Temperaturmessung von optischen Komponenten in Laserbearbeitungsköpfen wird vorgestellt, entwickelt und experimentell erprobt. Die Methode nutzt die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in optischen Materialien von deren Temperatur. Ein Ultraschallwandler emittiert dabei ein Ultraschallwellenpaket, welches das überwachte optische Element durchläuft. Das reflektierte Wellenpaket wird als Echo wieder vom Wandler empfangen, wobei der Empfangszeitpunkt und damit die Laufzeit der Wellen durch die optische Komponente durch einen Zeit-zu-Digital-Wandler mit Sub-Nanosekunden Auflösung bestimmt wird. Dieser Zeit-zu-Digital-Wandler ist in einem günstigen FPGA implementiert und erreicht die zeitliche Auflösung durch Auswertung der endlichen Gatterlaufzeiten. Anhand der aufgezeichneten Laufzeit und einem, im Vorfeld bestimmten, Temperaturkoeffizienten wird eine gemittelte Temperatur für die überwachte optische Komponente berechnet. Die Leistung des Messsystems wird sowohl durch Temperaturmessungen an einer ZnSe-Fokussierlinse eines CO₂-Laserschneidkopfs, als auch durch Temperaturmessungen an einer Quarzglas-Kollimationsoptik sowie an einem

Schutzglas eines Faserlaserschneidkopfs verifiziert. Die optischen Zustände der überwachten Komponenten können dabei eindeutig identifiziert werden. Das entwickelte System setzt zur Messung kompakte Ultraschallwandler ein, welche direkt mit den optischen Elementen verbunden und günstig zu fertigen sind. Die Erzeugung der Anregungssignale eines Ultraschallwandlers sowie die Auswertung von Ultraschallechos wird von einer Elektronik kleiner Bauform ausgeführt, welche in Bearbeitungsköpfe integriert werden kann.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vi
Tabellenverzeichnis	viii
1 Einleitung	1
2 Laseroptik für die Lasermaterialbearbeitung	3
2.1 Materialbearbeitung mit Laserstrahlung	3
2.2 Laserquellen hoher Leistung	3
2.2.1 Gaslaser	4
2.2.2 Festkörperlaser	5
2.2.3 Halbleiterlaser	7
2.3 Laseroptik	8
2.3.1 Laserstrahleigenschaften	8
2.3.2 Optische Komponenten	14
2.3.3 Thermischer Linseneffekt	18
3 Thermalmodell einer optischen Komponente	31
3.1 Aufbau des Thermalmodells	31
3.2 Lösung des Thermalmodells	35
3.3 Evaluierung des Thermalmodells	40
4 Werkzeuge für die Strahldiagnostik	43
4.1 Überwachung eines Optiksystems	44
4.2 Überwachung einzelner optischer Komponenten	46
5 Messprinzip der Ultraschallthermometrie	48
5.1 Merkmale des Ultraschalls	48
5.1.1 Schallausbreitung in optischen Materialien	48
5.1.2 Erzeugung von Ultraschallwellen	49
5.1.3 Einkopplung von Ultraschallwellen in das Messobjekt	51
5.1.4 Ausbreitung von Ultraschallwellen in optischen Elementen	59
5.2 Beschreibung des realisierten Ultraschallwandlers	66
5.3 Mögliche Messmethoden zur Temperaturmessung	73
5.4 Beschreibung des Messsystems	75
5.4.1 Elektrische Anregung des Ultraschallwandlers	75
5.4.2 Empfang des Ultraschallsignals	79
5.4.3 Aufbau des Messsystems	83
6 Sub-Nanosekunden-Laufzeitmessung	86
6.1 Methoden zur Sub-Nanosekunden-Zeitintervallmessung	87
6.1.1 Zeit-zu-Amplituden Wandlung	87

6.1.2	Interpolation	89
6.1.3	Schwerpunktermittlung	90
6.1.4	Vernier-Interpolator	91
6.1.5	Phasenverschobene Oszillatoren	92
6.1.6	Verzögerungsleitung (tapped delay line)	95
6.2	Genauigkeit von Zeit-zu-Digital-Wandlern	97
6.2.1	Einfluss der Eingangssignale	97
6.2.2	Einfluss des TDC-Kerns	100
6.2.3	Robuste Schätzverfahren	102
6.3	Vergleich der Methoden zur Messung der Laufzeit eines Ultraschallpulses	103
6.3.1	Anforderungen an das Messsystem	103
6.3.2	Abgleich der TDC-Architekturen mit den Anforderungen	104
6.4	Realisierung einer Sub-Nanosekunden-Zeitintervallmessung	105
6.4.1	Takterzeugung	106
6.4.2	Empfänger	107
6.4.3	Multiplexer	107
6.4.4	One-Shot-Modul	107
6.4.5	Synchronisation	108
6.4.6	Verzögerungsleitung mit Abgriffen	109
6.4.7	Zustandsspeicher	111
6.4.8	Flankendetektor	111
6.4.9	Zählcode-zu-Binär- / Unary-to-Binary-Umsetzer	112
6.4.10	Flankenzähler	112
6.4.11	Grobzähler	112
6.4.12	Messsteuerung und Dual-Port RAM	113
6.4.13	Synthese des TDC-Moduls	114
7	Messvorgang der Ultraschallthermometrie	118
7.1	Vorbereitung der Messung	118
7.1.1	Parametrisierung der Messung	118
7.1.2	Empfangsfenster	119
7.1.3	Festlegung der Triggerschwelle	119
7.1.4	Referenzierung	120
7.2	Temperaturmessung	121
7.2.1	Auswertung der Zeitmarken	122
7.2.2	Nachführung der Triggerschwelle und des Fensters	122
7.3	Fehlerkorrektur	123
7.3.1	Plausibilitätsprüfung	123
7.3.2	Auftreten von Phasensprüngen	124
7.3.3	Fehlerbehebung	124
7.4	Auswertung eines Doppelechos	124
7.5	Messung dreiecksförmiger Reflexionen	126
8	Ultraschallthermometrische Messungen	128
8.1	CO ₂ -Laserschneidanlage: Messungen an ZnSe-Fokussierlinsen	128
8.1.1	Temperaturmessung an einer neuen Linse	129
8.1.2	Temperaturmessung an einer verschmutzten Linse	129
8.1.3	Vergleich von Ultraschallthermometrie mit Pyrometrie	130
8.2	Faserlaserschneidanlage	132
8.2.1	Temperaturmessung an der Kollimationseinheit	133

8.2.2	Temperaturmessung am Schutzglas	136
9	Zusammenfassung und Ausblick	138
	Publikationen des Autors	142
	Literaturverzeichnis	143
	Abkürzungsverzeichnis	147
	Symbolverzeichnis	149
	Danksagung	152

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau eines längsgeströmten CO ₂ -Lasers	4
2.2	Optik eines Scheibenlasers	6
2.3	Aufbau eines Faserlasers	7
2.4	Querschnitt durch einen Gauß-Strahl	9
2.5	Aufbau eines Laserschneidkopfes	17
2.6	Temperaturverteilung entsprechend der Wärmeleitungsgleichung	22
2.7	Transmission einer ZnSe-Probe	29
3.1	Aufbau eines FEM-Modells	32
3.2	Wärmeleitwerte eines Zylindersegmentes	34
3.3	Nummerierungsschema des FEM-Modells	35
3.4	Bildschirmfoto: Temperaturverlauf bei freier Konvektion	41
3.5	Bildschirmfoto: Temperaturverlauf bei erzwungener Konvektion	42
5.1	Auftreten einer Luftschicht zwischen Wandler und Messobjekt	51
5.2	Luftverdrängung durch Koppelmittel	52
5.3	Transmission einer Silikonkautschukschicht	56
5.4	Simulationsergebnis der Schallausbreitung im Schutzglas: Axiale Beobachtung	61
5.5	Simulationsergebnis der Schallausbreitung im Schutzglas: Radiale Beobachtung	62
5.6	Simulationsergebnis der Schallausbreitung in einer Meniskuslinse	63
5.7	Simulationsergebnis der Schallausbreitung in einer Best-Form-Linse	64
5.8	Simulierte Empfindlichkeitskarte des Messsystems	66
5.9	Zeichnung des Wandlers auf einer Trägerplatine	67
5.10	Zeichnung der lötbaren PZT-Keramik	68
5.11	Zeichnung des lötbaren Wandlers auf einer Trägerplatine	69
5.12	Isometrische Ansichten des Sensors	70
5.13	Ansicht eines angeklebten Sensors	70
5.14	Schallkeule des Wandlers aus Abbildung 5.10	71
5.15	Simulierte Empfangsleistung in Abhängigkeit der Sensorverschiebung	72
5.16	Simulierte Empfangsleistung in Abhängigkeit der Sensorverkipfung	72
5.17	Simulierte Empfangsleistung in Abhängigkeit der Koppelschichtdicke	73
5.18	Treiberelektronik des Messsystems	76
5.19	Kurzschlusschutz für die Treiberelektronik	77
5.20	Empfangelektronik des Messsystems	79
5.21	Auslösung des Empfangstriggers	82
5.22	Typisches Ultraschallsignal am Empfänger	83
5.23	Aufbau des Messsystems	84
5.24	Ansicht der Auswerteelektronik	84
5.25	Evaluierungs-Kit des Messsystems	85
6.1	Zeit-zu-Amplituden Wandlung	88

6.2	Methode der linearen Zeitdehnung	89
6.3	Interpolationsmethode	90
6.4	Methode der Schwerpunktermittlung	91
6.5	Vernierinterpolation	91
6.6	Messprinzips der Zeit-zu-Digital Wandlung durch Speicherung der Zustände von phasenverschobenen Oszillatoren	93
6.7	Aufbau eines Ringoszillators	94
6.8	Verzögerungsleitung mit Abtastung eines START-Signals	96
6.9	Verzögerungsleitung mit Abtastung eines Taktsignals	96
6.10	Schematischer Aufbau des TDC	106
6.11	One-Shot	108
6.12	Draufsicht auf den FPGA Baustein	110
6.13	Darstellung einer FPGA Slice	110
6.14	Darstellung der Aufteilung der TDC-Module innerhalb des FPGA	116
6.15	Darstellung der genutzten Leitwege innerhalb des FPGA	117
7.1	Dreiecksförmige Ultraschallreflexion	126
8.1	Temperaturverlauf einer neuen 7,5 in-Linse	129
8.2	Temperaturverlauf einer verschmutzten 5 in-Linse	130
8.3	Foto einer stark verschmutzten ZnSe-Linse	131
8.4	Vergleich von Ultraschallthermometrie mit Pyrometrie	132
8.5	Aufbau Precitec HP SSL Kopf mit Ultraschallwandlern	133
8.6	Temperaturverlauf einer defektfreien Kollimiereinheit	134
8.7	Temperaturverlauf einer verschmutzten Kollimiereinheit	134
8.8	Temperaturverlauf einer Linse mit Partikeleinbrand	135
8.9	Temperaturverlauf des Kollimators während einer Schneidsimulation	135
8.10	Temperaturverlauf eines defekten Schutzglases	136
8.11	Temperaturverlauf eines Schutzglases bei Druckbeaufschlagung	137

Tabellenverzeichnis

2.1	Kenndaten eines verschmutzten Schutzglases	25
2.2	Temperaturabhängige Kenndaten ausgewählter Gläser	27
3.1	Tabelle der internen Wärmeleitwerte	34
3.2	Kenndaten eines Schutzglases für Rechenbeispiel	38
3.3	Wärmeübergangszahl Schutzglas zu Prozessgas	39
3.4	Simulationsparameter der Thermalsimulation	40
3.5	Wärmeübergangszahlen bei konvektiver Kühlung	40
5.1	Schallgeschwindigkeiten und Temperaturkoeffizienten	49
5.2	Akustische Impedanzen ausgewählter Materialien	53
6.1	Tabelle zur Berechnung der Vorlaufzeit t_F und Nachlaufzeit t_B	93

1 Einleitung

In den letzten zehn Jahren hat sich das Angebot von Laserquellen hoher Leistung und guter Strahlqualität für die Lasermaterialbearbeitung insbesondere von metallischen Werkstoffen rapide gewandelt. Über Jahrzehnte war der CO₂-Laser die einzige zuverlässige und wirtschaftlich zu betreibende Laserquelle mit Ausgangsleistungen im Multi-Kilowatt-Bereich, welche die notwendige Brillanz für anspruchsvolle Anwendungen, wie etwa dem Laserschneiden, bereitstellte. Eine neue Generation von Festkörperlasern, allen voran der Faserlaser, konnte den CO₂-Laser durch eine Reihe von Vorzügen jedoch weitgehend verdrängen: Die neuen Laserquellen zeichnen sich durch einen höheren Wirkungsgrad aus und benötigen neben Elektrizität keine weiteren Betriebsstoffe, wodurch sich geringere Gesamtbetriebskosten ergeben. Die Quellen können einfacher in Bearbeitungsanlagen integriert werden, da sie eine kleinere Aufstellungsfläche benötigen und die Strahlzuführung zum Bearbeitungsort statt durch freie Strahlpropagation durch ein Lichtleitkabel erfolgen kann. Des Weiteren kann eine hervorragende Strahlqualität auch bei mehreren Kilowatt optischer Ausgangsleistung erreicht werden, welche dank des modularen Aufbaus der Quellen nahezu beliebig skalierbar ist. Dies hat eine kontinuierliche Steigerung der Laserleistung neu produzierter Bearbeitungsanlagen zur Folge.

Jedes optische Bauelement im Strahlengang des Lasers absorbiert jedoch an seinen optischen Oberflächen sowie im Volumen einen Teil der Laserstrahlung, wodurch sich die Komponente erwärmt und aufgrund von thermischen Linseneffekten ihre Abbildungseigenschaften verändern kann. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn sich die Absorptionsrate unvorhergesehen durch Kontamination der optischen Oberflächen mit Schmutzpartikeln aus dem Bearbeitungsprozess oder der Umgebung potenziert. Die Steigerung von Laserleistung und Strahlqualität führt zu einer höheren thermischen Belastung der optischen Komponenten sowie zu erhöhten Anforderungen an deren Abbildungsleistung, weswegen thermische Linseneffekte schneller zu einer negativen Beeinträchtigung des Bearbeitungsprozesses führen können.

Die Problematik gewinnt durch die zunehmende Automatisierung der Produktionsanlagen an Schärfe, wodurch Störungen des Bearbeitungsprozesses womöglich lange Zeit unbemerkt bleiben und zu Fertigungsausschuss sowie Anlagenschäden führen können. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, den Zustand der Optik prozessbegleitend zu überwachen, wodurch Defekte der optischen Baugruppen rechtzeitig festgestellt und korrigierende Maßnahmen eingeleitet werden können.

Der Zweck dieser Arbeit ist die Untersuchung des thermischen Linseneffektes und auftretender Temperaturverteilungen in optischen Elementen sowie die Entwicklung und Realisierung einer Sensorik auf Basis der Ultraschallthermometrie zur Erfassung der Optiktemperaturen und -zustände in Echtzeit. Zunächst wird ein Überblick über gebräuchliche Laserquellen und optische Komponenten gegeben. Im Folgenden wird die Absorption und die resultierende Temperaturverteilung sowie deren Einfluss auf die optischen Eigenschaften

der Komponenten thematisiert. Nachdem Methoden zur Kompensation des thermischen Linseneffektes diskutiert worden sind, werden bestehende Messverfahren zur Zustandsüberwachung betrachtet. Im Anschluss wird ein neuartiges Messsystem vorgestellt, welches durch Messung der Laufzeit von Ultraschallwellen durch optische Komponenten deren Temperatur erfassen kann. Abschließend werden durchgeführte Messungen an Laserbearbeitungsoptiken unter Produktionsbedingungen dargestellt und mögliche Weiterentwicklungen sowie zukünftige Entwicklungen behandelt.

2 Laseroptik für die Lasermaterialbearbeitung

2.1 Materialbearbeitung mit Laserstrahlung

Der Einsatz von Licht als Werkzeug hat eine Reihe von Vorzügen, denen gegenüber meist nur die häufig hohen Anschaffungskosten sowie Betriebskosten für Laserbearbeitungsanlagen stehen:

- Berührungsfreie Bearbeitung, daher kein Verschleiß des Werkzeugs.
- Geringer Krafteintrag in das Werkstück, häufig kein Aufspannen notwendig.
- Niedriger Wärmeeintrag in das Werkstück.
- Hohe Energiedichte am Bearbeitungsort erzeugbar, daher ideal zur Mikrobearbeitung.
- Große Flexibilität durch vielseitig einsetzbares Werkzeug und Breite der bearbeitbaren Materialien.

Aufgrund dieser Vorteile haben sich in vielen Bereichen der Materialbearbeitung Laserbearbeitungsverfahren etabliert und besitzen dort häufig ein Alleinstellungsmerkmal. Laserbasierte Verfahren existieren in folgenden Fertigungstechniken:

- Stoffeigenschaft ändern: Härten, Schmelzen, Umformen, Markieren
- Trennen: Bohren, Schneiden, Abtragen
- Fügen: Schweißen, Löten
- Beschichten: Beschichten, Legieren, Lasersintern (3D-Druck)

2.2 Laserquellen hoher Leistung

Strahlungsquellen für die Lasermaterialbearbeitung sind gekennzeichnet durch eine hohe mittlere Ausgangsleistung von einigen Watt bei der Mikrobearbeitung bis hin zu mehreren Kilowatt, die beim Härten oder Schweißen notwendig sein können. Des Weiteren zeichnen sich Laserquellen für die Materialbearbeitung durch eine hohe Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit sowie eine gute Strahlqualität aus. Diese Eigenschaften werden von Gaslasern, Festkörperlasern und Halbleiterlasern erfüllt [1, 2, 3].

2.2.1 Gaslaser

Zwei Strahlungsquellen mit einem Gas als aktivem Lasermedium weisen für die Lasermaterialbearbeitung eine hohe Relevanz auf: Der Excimerlaser und der CO₂-Laser.

Excimerlaser sind leistungsstarke Quellen von Strahlung im UV-Bereich, welche nur gepulst betrieben werden können. Ihr Einsatz ist aufgrund ihrer hohen Betriebskosten auf Präzisionsanwendungen, beispielsweise als Lichtquelle für die Lithografie in der Halbleiterfertigung, beschränkt.

Im industriellen Umfeld ist der CO₂-Laser der verbreitetste Gaslaser und neben dem Festkörperlaser der derzeit am häufigsten eingesetzte Laser zur Bearbeitung von Metallen. Der CO₂-Laser kann im Dauerstrichbetrieb arbeiten und weist einen vergleichsweise hohen elektrisch-optischen Wirkungsgrad im Bereich von 10 % bis 20 % auf. Die emittierte Wellenlänge liegt im mittleren infraroten Bereich des Spektrums bei 10,6 μm. Das aktive Lasermedium ist ein Gasgemisch aus Helium, Stickstoff und Kohlendioxid bei einem Druck von etwa 100 mbar, welches durch eine elektrische Glimmentladung angeregt wird. Aufgrund des Wirkungsgrades bewirkt ein Großteil der eingesetzten elektrischen Energie eine Erwärmung des Lasergases. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit zur Entwärmung des Lasergases durch Diffusionskühlung mit dem Resonatorgehäuse oder Austausch des Lasergases durch gekühltes Gas. Die endliche Kühlleistung durch Wärmeaustausch mit dem Resonatorgehäuse bzw. die Wärmekapazität des Lasergases limitieren dabei die maximale Laserleistung, welche pro Streckeneinheit des Resonators maximal erreicht werden kann. Die Resonatorlänge eines Lasers der Kilowatt-Klasse beträgt daher meist mehrere Meter. Um dennoch kompakte Laserquellen aufzubauen, wird der Resonator mehrfach gefaltet, wobei der Laserstrahl durch Spiegel umgelenkt wird. Abbildung 2.1 zeigt eine solche Resonatorfaltung und den generellen Aufbau eines CO₂-Lasers, wobei in diesem Fall der Resonator aus Quarzglasröhren besteht. Üblicherweise befindet sich außerhalb des Resonators noch eine Optik zur Strahlaufweitung. Da das Produkt aus Strahldurchmesser und Divergenz eines Laserstrahls konstant ist, lässt sich durch diese Strahlaufweitung die Divergenz des Laserstrahls verringern. Der Laserstrahl kann somit über weite Strecken geführt werden ohne sich zu stark aufzuweiten.

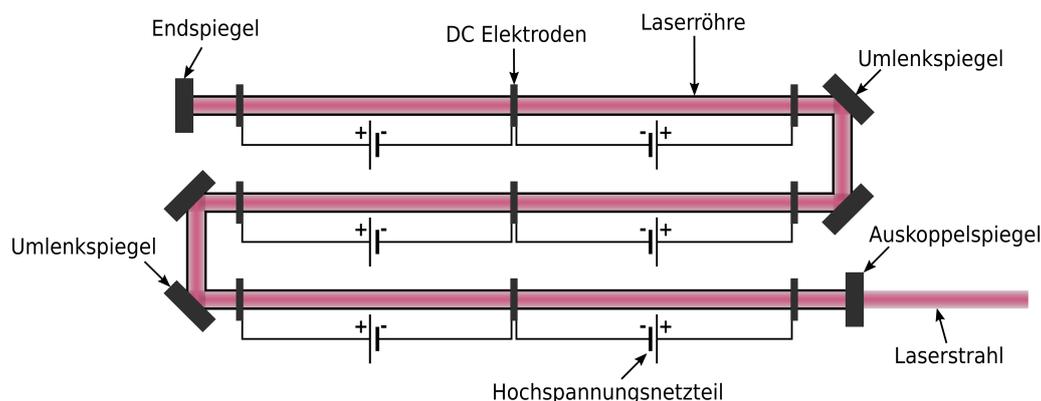


Abbildung 2.1: Aufbau eines längsgeströmten CO₂-Lasers: Das aktive Medium stellt ein CO₂-N₂-He-Gasgemisch dar. Dieses wird durch elektrische Glimmentladungen zwischen Elektroden gepumpt, welche sich innerhalb der Entladungsröhren befinden. Der Resonator ist zur Platzeinsparung mehrmals mittels Umlenkspiegel gefaltet.

Als Alternative zum röhrenförmigen Resonator haben sich Slablaser etablieren können. Diese können kompakter gebaut werden, da die elektrische Entladung beim Slablaser zwischen zwei eng anliegenden Elektrodenplatten stattfindet, welche neben der Einleitung von elektrischer Energie in das Gasgemisch eine sehr effektive Abfuhr der Verlustwärme bewerkstelligen. Parabolische, metallische Resonatorspiegel bewirken eine Faltung des Laserstrahlverlaufs und ermöglichen die Auskopplung des Strahls, indem dieser durch die Spiegel aus dem Resonator gelenkt wird. Das entstehende Strahlprofil ist bei dieser Anordnung jedoch rechteckig und muss durch externe Strahlformungskomponenten wieder in ein rotationssymmetrisches Strahlprofil umgeformt werden.

Die optischen Komponenten zur Strahlführung und -formung eines CO₂-Laserstrahls sind nahezu ausschließlich reflektiver Art. Dies ist der Wellenlänge von 10,6 µm geschuldet, welche durch Optiken aus Quarzglas oder optische Gläsern vollständig absorbiert werden würde. Transmissive optische Elemente für diesen Lasertyp bestehen daher aus den Materialien Silizium, Germanium, Diamant, Salzkristallen, Galliumarsenid oder Zinkselenid bzw. Zinksulfid und weisen eine vergleichsweise hohe Absorption auf. Der Einsatz von transmissiven optischen Komponenten beschränkt sich daher meist auf den Auskoppelspiegel des Resonators oder einem Fenster zum hermetischen Abschluss eines Arbeitsgasraumes sowie der letzten Strahlformungskomponente vor dem Bearbeitungsort. Der Einsatz von Lichtleitern ist nur bei sehr kleinen Leistungen und kurzen Leitungslängen möglich. Die Strahlführung erfolgt bei industriellen Anwendungen ausschließlich über freie Strahlpropagation und Umlenkspiegel.

2.2.2 Festkörperlaser

In Festkörperlasern besteht das aktive Medium aus Kristallen oder Gläsern, die mit Metallen aus der Gruppe der Seltenen Erden dotiert sind. Die Anregung des aktiven Lasermediums erfolgt durch optisches Pumpen. Festkörperlaser emittieren bei einer Wellenlänge von etwa 1 µm, wobei die genaue Wellenlänge von der Dotierung und dem Aufbau des Lasers abhängig ist. Die Strahlführung von der Laserquelle zur Bearbeitungsanlage kann über Lichtleiter (Glasfasern) erfolgen.

Scheibenlaser

Zwei Typen von Festkörperlasern sind derzeit von herausragender Bedeutung für die Lasermaterialbearbeitung: Der erste Typ ist der Scheibenlaser, bei dem der dotierte Kristall als dünne Scheibe ausgeführt ist [4]. Vorteilhaft bei dieser Anordnung ist die dünne Kristallscheibe, welche eine effiziente Wärmeabfuhr, der bei strahlungslosen Niveauübergängen des Lasermediums freigesetzten Wärme, durch rückseitige Kühlung erlaubt. Das optische Pumpen des Scheibenlasers erfolgt durch eine Vielzahl von Diodenlasern, die durch parabolische Metallspiegel auf die Kristallscheibe gelenkt werden, siehe Abbildung 2.2. Mehrere Kristallscheiben können durch entsprechende Strahlführung mittels Umlenkspiegeln zu einem einzigen Resonator kombiniert werden, wodurch die maximale Ausgangsleistung des Lasers steigt. Zur Fertigung eines Scheibenlasers sind eine Vielzahl von Oberflächenspiegeln notwendig. Im Gegensatz zu CO₂-Laser-Anwendungen sind die Spiegel für den Einsatz in Festkörperlasern wesentlich präziser zu fertigen, da die Wellenlänge der Festkörperlaser um

eine Größenordnung geringer ist und somit die maximalen, tolerierbaren Oberflächenfehler gleichermaßen skaliert werden müssen.

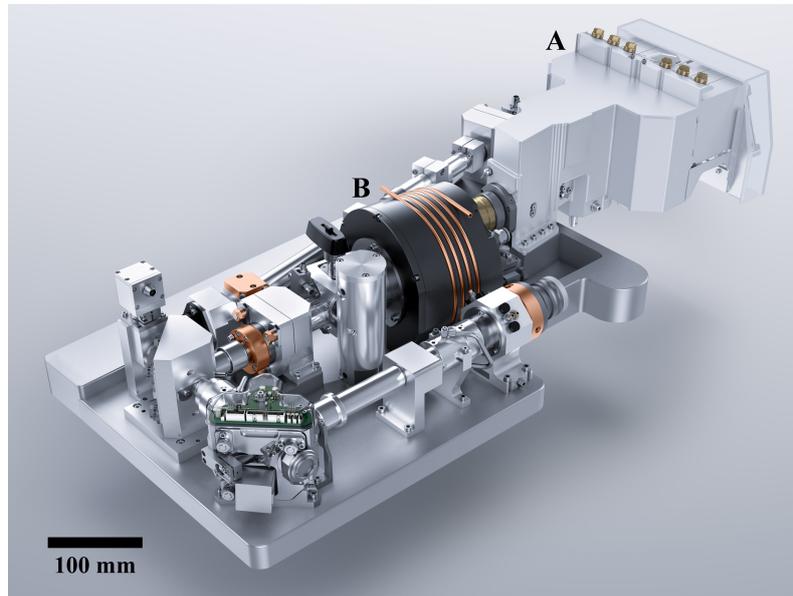


Abbildung 2.2: Kompakte Optik eines Scheibenlasers: Das Pumplicht wird von Halbleiterlasern (A) geringer Brillanz erzeugt und mehrfach durch eine aktiv gekühlte Kristallscheibe (B) reflektiert. Die Kristallscheibe ist rückseitig mit einer hochreflektiven Spiegelschicht versehen und stellt einen Umlenkspiegel des mehrfach gefalteten Resonators dar [4]. Bildquelle: TRUMPF [5]

Faserlaser

Der zweite wichtige Lasertyp ist der Faserlaser. Bei diesem Laser ist das aktive Medium eine dotierte Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von wenigen Mikrometern. Diese Faser, der aktive Kern, ist von einem Pumpkern umgeben, der einen ein bis zwei Größenordnungen größeren Durchmesser aufweist. Das Pumplicht wird durch fasergekoppelte Diodenlaser erzeugt, deren Ausgangsfasern in den Pumpkern der Faser eingespleißt oder über die Stirnflächen der Faser eingekoppelt werden. Die Resonatorspiegel bilden meist direkt in die aktive Faser eingeschriebene Faser-Bragg-Gitter (FBG). Der Aufbau ist in Abbildung 2.3 verdeutlicht. Der Vorteil der Faserlaser ist der einfache, da monolithische Aufbau. Es lassen sich hohe Ausgangsleistungen erzielen, da die aktive Faser durch das hohe Oberflächen-Querschnitt-Verhältnis gut gekühlt werden kann. Mehrere Faserlaser kleiner Leistung können zudem in eine einzelne Ausgangsfaser eingespleißt werden. Die Strahlqualität der Faserlaser ist hervorragend und wird im wesentlichen vom Querschnitt der Ausgangsfaser bestimmt. Derzeit können bis zu 10 kW Laserleistung mit einer Singlemode Ausgangsfaser bereitgestellt werden. Bei Multimode Fasern mit 50 μm Kerndurchmesser beträgt die maximale Ausgangsleistung derzeit 6 kW. Durch die Möglichkeit der Kopplung mehrerer Laser durch Einspleißen in eine größere Faser sind der maximalen Ausgangsleistung kaum Grenzen gesetzt, wobei sich jedoch die Strahlqualität mit zunehmendem Faserquerschnitt verschlechtert. Der elektrisch-optische Wirkungsgrad der, hier beschriebenen, Festkörperlaser beträgt zwischen 25 % und nahezu 50 %.

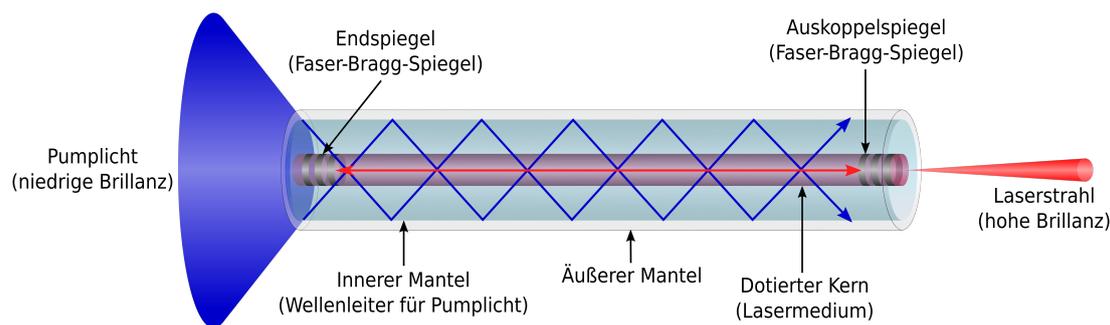


Abbildung 2.3: Aufbau eines Faserlasers: Das Pumplicht wird von Halbleiterlasern geringer Brillanz erzeugt und über die Stirnflächen oder mittels angespleißter Fasern in den Pumpkern einer Faser eingekoppelt. Der dotierte Kern der Faser absorbiert das Pumplicht und bildet mit den in die Faser geschriebenen Faser-Bragg-Gittern den Resonator.

2.2.3 Halbleiterlaser

Das aktive Lasermedium eines Halbleiterlasers ist ein pn-Übergang in einem Halbleiter, weswegen synonym die Ausdrücke Diodenlaser oder Laserdiode für diesen Lasertyp verwendet werden. Die Anregung erfolgt durch Ladungsträgerinjektion in den pn-Übergang durch einen Stromfluss in Durchlassrichtung des pn-Übergangs. Der Resonator leistungsstarker Laserdioden wird durch die reflexionsbeschichteten Stirnflächen senkrecht zum pn-Übergang gebildet. Aufgrund der in der Halbleitertechnik angewendeten Planarprozesse, wie beispielsweise dem Abscheiden von dünnen Schichten auf einen scheibenförmigen Träger, weist der Auskoppelspiegel an der Stirnfläche ein rechteckiges Profil auf. Das Strahlprofil der abgestrahlten Laseremission ist daher stark elliptisch geformt und ist gekennzeichnet durch eine hohe Divergenz. Der elektrisch-optische Wirkungsgrad von Halbleiterlasern beträgt maximal etwa 70 % bei Laserdioden, die im nahen Infrarot ab einer Wellenlänge von 800 nm emittieren. Die optische Ausgangsleistung eines einzelnen Emitters ist durch die maximal mögliche Wärmeableitung der Umwandlungsverluste limitiert und beträgt typischerweise nicht mehr als einige Watt. Um die notwendige optische Leistung für die Lasermaterialbearbeitung von Metallen zu erzeugen, sind demnach eine Vielzahl von Einzel-Emittern erforderlich. Eine Aufschichtung von mehreren pn-Übergängen zu Barren ist eine häufig angewendete Möglichkeit der Leistungssteigerung.

Laserbearbeitungsprozesse wie Schneiden oder Schweißen verlangen eine brillante Laserquelle, welche sich gut fokussieren lässt und damit hohe Leistungsdichten am Bearbeitungsort zur Verfügung stellt. Eine Lichtquelle mit der erforderlichen Brillanz durch Kombination der Strahlung vieler Einzelemitter aufzubauen ist technisch anspruchsvoll. Daher werden Diodenlaser bisher meist nur als Pumplichtquelle für Festkörperlaser eingesetzt, da in dieser Anwendung keine hohen Anforderungen an die Brillanz des Strahles bestehen. Eine Möglichkeit zur Erzeugung eines brillanten Strahls besteht darin, unterschiedlich polarisierte Einzelstrahlen mittels polarisierender Strahlteiler zu überlagern. Eine andere Möglichkeit ist, Einzelstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge mittels dichroitischer, optischer Bauelemente zusammenzuführen. Auch Kombinationen beider Varianten werden angewandt. Die Anzahl der Einzelstrahlen ist jedoch durch die Anzahl der realisierbaren Polarisationsrichtungen und der spektralen Breite der dichroitischen Beschichtung der Strahlteiler begrenzt,

weswegen die maximale Ausgangsleistung des kombinierten Laserstrahls nicht unbegrenzt gesteigert werden kann. Eine neuartige Entwicklung des Unternehmens TeraDiode Inc. verspricht, die Strahlen einer nahezu beliebigen Anzahl von Einzelemittlern mit leicht unterschiedlichen Emissionswellenlängen zu überlagern. Hierbei werden die Einzelemitter gestapelt und beleuchten ein Beugungsgitter. Aufgrund der unterschiedlichen Wellenlänge der Emissionen der Einzelemitter kann das Gitter derart angeordnet werden, dass sich die gebeugten Strahlen der Einzelemitter zu einem gemeinsamen Strahl überlagern. Dieser Strahl erreicht die notwendige Brillanz, um in eine Faser geringen Durchmessers einzukoppeln. Der Strahl kann somit für Schneid- sowie Schweißanwendungen eingesetzt werden.

Die Laseremission von Halbleiterlasern direkt für Bearbeitungsprozesse zu verwenden bringt eine Reihe von Vorteilen mit sich: Der elektro-optische Wirkungsgrad eines reinen Halbleiterlasers ist gegenüber dem eines diodengepumpten Festkörperlasers höher, da eine Wellenlängenkonversion entfällt. Des Weiteren ist die emittierte Wellenlänge der Halbleiterlaser kürzer, als die der Festkörperlaser. Da die meisten Metalle bei kürzeren Wellenlängen eine höhere Absorption aufweisen, ist somit der Wirkungsgrad und die maximal erzielbare Bearbeitungsgeschwindigkeit bei der Materialbearbeitung höher.

2.3 Laseroptik

Die Aufgabe der optischen Bauelemente in einer Lasermaterialbearbeitungsanlage ist die Führung des Laserstrahls von der Emissionsquelle zum Bearbeitungsort sowie die Formung des Rohstrahls, um die für den Prozess notwendige Leistungsdichte zu erreichen. Für die Reproduzierbarkeit eines Bearbeitungsprozesses und für die Optimierung der Prozessparameter ist die Kenntnis der räumlichen und zeitlichen Eigenschaften des Rohstrahls, als auch des geformten Laserstrahls, eine Grundvoraussetzung. Im Folgenden sind wichtige Merkmale von Laserstrahlung sowie Komponenten zur Strahlführung und -formung beschrieben. Deren Kenntnis ist für ein tiefergehendes Verständnis der thermisch-optischen Effekte unerlässlich, welche durch die, in dieser Arbeit beschriebene, ultraschallbasierte Messmethode quantifiziert werden können.

2.3.1 Laserstrahleigenschaften

Aus Sicht der Lasermaterialbearbeitung mittels Laserquellen hoher Leistung ist ein Laserstrahl hauptsächlich gekennzeichnet durch eine eng begrenzte Ausdehnung, einen geringen Divergenzwinkel und eine hohe Intensität. Weitere charakteristische Merkmale eines Laserstrahls wie Kohärenz oder Polarisierung, welche diese Erscheinungsform von Licht wertvoll für andere Anwendungen machen, sind für die Lasermaterialbearbeitung mittels Hochleistungslasern meist nicht von Bedeutung oder sogar unerwünscht. Beispielsweise ruft ein polarisierter Strahl eine Abhängigkeit des Bearbeitungsergebnisses von der Bearbeitungsrichtung hervor, weswegen diese Strahleigenschaft in dieser Anwendung nachteilig ist.

Die Ausbreitung eines Laserstrahls kann durch einen Gauß-Strahl beschrieben werden [1, 6]. Abbildung 2.4 stellt wichtige Abmessungen eines Gauß-Strahls dar.

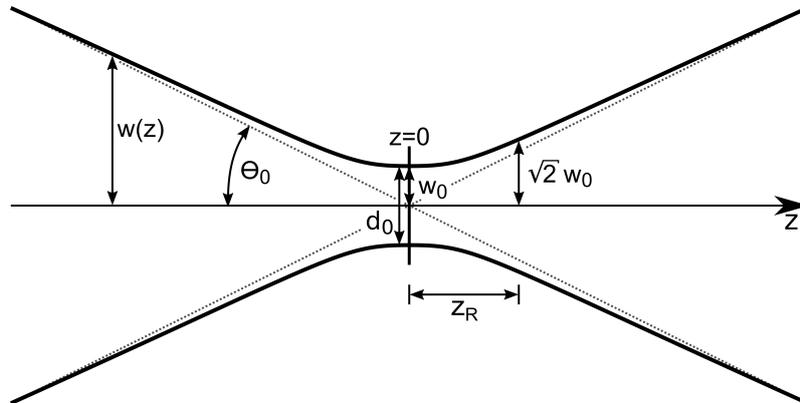


Abbildung 2.4: Querschnitt durch einen Gauß-Strahl. Eingezeichnet sind wichtige Abmessungen des Strahls: Strahlradius w , Divergenzwinkel Θ_0 und Rayleighlänge z_0 .

Dieser ist gekennzeichnet durch einen Ort, an dem der Strahldurchmesser ein Minimum aufweist - die Strahltaile $d_0 = 2 \cdot w_0$ - sowie einer Verjüngung bzw. Aufweitung entlang der Ausbreitungsachse. Die Position der Strahltaile kann sowohl innerhalb als auch außerhalb des Resonators sein, entsprechend dem Aufbau des Resonators. Ausgehend von der Strahltaile weitet sich der Laserstrahl unter dem Divergenzwinkel Θ_0 auf. Die Divergenz eines idealen Gaußschen Strahls ist umgekehrt proportional zum Strahltaillenradius w_0 :

$$\tan\Theta_0 \approx \Theta_0 = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (2.1)$$

Erfolgt die Strahlführung von der Laserquelle zum Bearbeitungsort über freie Strahlpropagation in Luft, wird meist der Strahl direkt nach dem Auskoppelspiegel des Resonators durch ein Teleskop aufgeweitet. Unter Berücksichtigung der Gesetzmäßigkeit 2.1 kann dadurch der Divergenzwinkel des Strahls gering gehalten werden, wodurch eine verlustfreie Strahlführung über weite Strecken möglich ist.

Im Strahlquerschnitt quer zur Ausbreitungsachse weist der Gauß-Strahl ein Intensitätsprofil entsprechend einer Gauß-Glocke auf. Die Intensitätsverteilung bestimmt den Strahltaillenradius w_0 oder -durchmesser d_0 . Da die Intensität eines gaußförmigen Strahls bei endlichem Radius nicht Null erreicht, wird der Strahlradius meist als der Abstand von der Strahlachse definiert, der einen Abfall der Intensität auf $1/e^2$ und somit einen Abfall der Amplitude auf $1/e$ aufweist. Von der gesamten Laserleistung sind 86,5% innerhalb dieser Fläche enthalten. Bei fasergekoppelten Lasern oder Optiken wird häufig mit einem größeren Strahlradius gerechnet, da ansonsten die Verluste beim Einkoppeln des Strahls zu hoch wären. Gängig ist ein Strahlradius, welcher 98% der Laserleistung enthält.

Der Strahlradius w vergrößert sich mit zunehmender Entfernung z von der Strahltaile entlang der Strahlachse gemäß

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{\Theta_0^2 \cdot z^2}{w_0^2}} = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot w_0^2} \right]^2} \quad (2.2)$$

In der Lasermaterialbearbeitung ist die Intensität I eine der wichtigsten Prozessgrößen. Sie ist das Verhältnis aus Laserleistung P und bestrahlter Fläche A und wird in der Einheit W cm^{-2} angegeben.

$$I = \frac{P}{A} = \frac{P}{\pi \cdot w^2} \quad (2.3)$$

Aufgrund der Abhängigkeit der Intensität von der bestrahlten Fläche ergibt sich ebenso eine Abhängigkeit vom Abstand z der bestrahlten Fläche von der Strahltaile sowie von der Intensität an der Strahltaile I_0 zu

$$I(z) = I_0 \cdot \frac{w_0^2}{w(z)^2} \quad (2.4)$$

Merkmal eines Laserstrahls ist des Weiteren die Schärfentiefe, die als Rayleigh-Länge z_R angegeben wird.

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (2.5)$$

Die Rayleigh-Länge ist definiert als der Abstand zur Strahltaile, an welchem die Intensität die Hälfte der Intensität an der Strahltaile beträgt [1, 6]. Der Strahlradius nach einer Rayleigh-Länge von der Strahltaile ist demnach um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert.

Durch Gleichung 2.2 und Gleichung 2.5 kann ein Ausdruck für den Strahlradius in Abhängigkeit der z -Position und der Rayleigh-Länge angegeben werden.

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{z}{z_R} \right]^2} \quad (2.6)$$

Die Divergenz realer Laserstrahlen kann höher sein, als die eines idealen Gauß-Strahls. Da entsprechend Gleichung 2.1 eine invers-proportionale Abhängigkeit zwischen Divergenz und Strahldurchmesser besteht, lassen sich unterschiedliche Lasersysteme hinsichtlich Strahlqualität durch alleinige Kenntnis von Divergenz oder Strahldurchmesser nur schwer miteinander vergleichen. Hierfür ist die genormte Strahlkennzahl M^2 definiert, die ein Maß für die Strahlqualität darstellt. Sie ist das Verhältnis der Divergenz Θ_0 eines idealen Gauß-Strahls und der Divergenz Θ_r eines realen Strahls mit gleichem Strahldurchmesser:

$$M^2 = \frac{\Theta_r}{\Theta_0} \quad (2.7)$$

Ein Gauß-Strahl hat demnach $M^2 = 1$, reale Laserstrahlen haben eine Strahlkennzahl $M^2 \geq 1$.

Die Verteilung der Intensität über den Querschnitt eines realen Laserstrahls weicht von dem idealen Profil einer Gauß-Glocke ab. Die Höhe der Abweichung ist abhängig von der transversalen Modenstruktur (TEM) des realen Laserstrahls. Ursprung der Moden sind unterschiedlich stehende Wellen, welche sich innerhalb des Resonators eines Lasers ausbilden können. Ein Gauß-Strahl besitzt die Modenstruktur TEM₀₀, womit Divergenz und Fokussierbarkeit eines Gauß-Strahls nur durch Beugung begrenzt sind. Der Ausgangsstrahl der Lasertypen, welche im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurden, weist für gewöhnlich ein Multimodenprofil auf. Aufgrund der idealen Fokussierbarkeit und Ausbreitungseigenschaften eines Gauß-Strahles wird aber zumeist versucht, die Intensität der Nebenmoden gering zu halten, sodass der Ausgangsstrahl realer Laserquellen näherungsweise eine Gauß-Form aufweist. Bei fasergekoppelten Laserquellen ist die Intensitätsverteilung des Strahls am Bearbeitungsort wesentlich von der Einkopplung der Laseremission in die Faser sowie von der Faser selbst bestimmt. Das Profil des Ausgangsstrahls von Singlemodefasern ist gaußförmig, sofern beim Einkoppeln des Laserstrahls in die Faser der Strahl genau auf den Faserkern am Faserende fokussiert ist und nicht ein Teil der Strahlung in den Fasermantel gekoppelt wird. Das Profil bei Multimodefasern ist davon abhängig, welche Moden sich in der Faser ausbilden können. Vom näherungsweise gaußförmigen Profil bis hin zum sogenannten Top-Hat Profil mit nahezu gleichmäßiger Intensitätsverteilung ist vieles möglich.

Höhere Lasermoden werden bei der Ermittlung von M^2 durch eine modifizierte Wellenlänge λ berücksichtigt. Viele Strahleigenschaften können anhand der Kenntnis von M^2 berechnet werden:

Der Strahlradius bei der Entfernung z von der Strahltaile berechnet sich zu

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{M^2 \cdot \lambda \cdot z}{\pi \cdot w_0^2} \right]^2} \quad (2.8)$$

Die Rayleigh-Länge bestimmt sich gemäß

$$z_R = \frac{\pi \cdot d_0^2}{4 \cdot M^2 \cdot \lambda} \quad (2.9)$$

Bei fasergekoppelten Festkörperlaser ist statt der Strahlkennzahl M^2 häufig das Strahlparameterprodukt BPP (englisch „Beam Parameter Product“) in der Einheit mm x mrad angegeben. Das BPP wird auch als die Brillanz eines Lasers bezeichnet.

$$BPP = \frac{d_0}{\Theta_0} \quad (2.10)$$

Der Zusammenhang zwischen BPP und M^2 lautet

$$BPP = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.11)$$

Um die, für die Lasermaterialbearbeitungsprozesse notwendige, Leistungsdichte zu erzeugen, muss der Laserstrahl in fast allen Fällen fokussiert werden. Die Eigenschaften der Fokussieroptik haben großen Einfluss auf den Bearbeitungsprozess. Die Fokussierung kann durch transmissive oder reflektierende optische Elemente oder eine Kombination aus beiden erfolgen. Die Fokussieroptik transformiert die einfallende Laserstrahlung mit Divergenz Θ_0 und Strahldurchmesser d_0 zu einem Strahl mit der Divergenz Θ_1 und dem Strahldurchmesser d_1 , wobei gilt:

$$\Theta_0 \cdot d_0 = \Theta_1 \cdot d_1 = \text{const} \quad (2.12)$$

Der Fokusradius w_f und damit die maximal erreichbare Intensität berechnet sich zu

$$w_f = w_0 \cdot \frac{f}{\sqrt{z_R^2 + (z_1 - f)^2}} \quad (2.13)$$

wobei $w_0 = d_0/2$ der Strahltaillenradius des einfallenden Strahls, z_1 der Abstand der Strahltaille zur Optik, f die Brennweite der Optik und z_R die Rayleigh-Länge des einfallenden Strahls ist. Die Fokuslage z_2 entspricht nur der Brennweite f der Optik, wenn die Divergenz des einfallenden Strahls gering ist. Andernfalls gilt die Beziehung

$$z_2 = f + (z_1 - f) \cdot \frac{f^2}{(z_1 - f)^2 + z_R^2} \quad (2.14)$$

Die Divergenz Θ_f des transformierten Strahls ist

$$\Theta_f = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_f} = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \cdot \frac{\sqrt{z_R^2 + (z_1 - f)^2}}{f} \quad (2.15)$$

Vereinfacht kann der minimale Durchmesser d_{min} des fokussierten Strahls angegeben werden zu

$$d_{min} = \frac{4 \cdot f \cdot M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot d_0} \quad (2.16)$$

Entsprechend der genannten Beziehungen zwischen den Merkmalen des Laserstrahls und der Optik kann ein möglichst kleiner Fokusdurchmesser durch eine große Apertur und kleine Brennweite des fokussierenden Elementes sowie durch Einsatz eines brillanten Lasers mit kurzer Wellenlänge erreicht werden. Eine Fokussierung auf einen einzigen Punkt ist aufgrund von Beugungseffekten nicht möglich.

Die Schärfentiefe, angegeben als Rayleigh-Länge, eines fokussierten Strahls ist

$$z_R = \frac{\lambda \cdot f^2}{\pi \cdot w_0^2} \quad (2.17)$$

Anhand der Gleichung 2.17 ist ersichtlich, dass die Schärfentiefe für optische Systeme mit großer Brennweite zunimmt, wobei in Folge von Gleichung 2.16 in diesem Fall die Größe des kleinst möglichen Fokusdurchmessers ansteigt. Aus diesem Grund wird man zur präzisen Bearbeitung von dünnen Materialien oder von Oberflächen bevorzugt kurze Brennweiten einsetzen, um einen möglichst kleinen Fokusdurchmesser und damit möglichst feine Strukturgrößen bei der Bearbeitung zu erzielen. Bei der Bearbeitung von dicken Materialien bringt hingegen der Einsatz von langen Brennweiten Vorteile mit sich. Beispielsweise bildet sich beim Laserschneiden durch den größeren Fokusdurchmesser ein breiterer Schnittspalt, aus welchen das geschmolzene Material besser abfließen kann. Zusätzlich kann die Strahlenergie an der Schnittfront auch tiefe Bereiche erreichen, da die Aufweitung des Strahls gering ist. Beim Laserschneiden von dickwandigen Rohren würde man wiederum eine eher kurze Brennweite einsetzen. Die geringe Aufweitung einer langen Brennweite wäre bei der Rohrbearbeitung problematisch, da die Gefahr bestünde, die Rohrinneenseite des gegenüberliegenden Rohrabschnitts zu verbrennen. Im Allgemeinen ist die Kaustik des Laserstrahls für den Bearbeitungsprozess von entscheidender Bedeutung. Laserbearbeitungsanlagen sind daher oft mit einem wechselbaren Optiksistem ausgestattet, um die Eigenschaften des fokussierten Strahls möglichst gut an die Anforderungen des Prozesses anzupassen und somit eine vielseitig einsetzbare Bearbeitungsanlage zu erhalten.

Die Rayleigh-Länge z_R ist ein wichtiges Maß zur Charakterisierung einer Laseroptik, sowie von Fokusverschiebungen, welche beispielsweise durch thermische Effekte auftreten können. Je nach Laserbearbeitungsprozess ist ein begrenztes Maß einer Fokusverschiebung und damit eine Veränderung der Intensität am Bearbeitungsort akzeptabel und hat noch keine oder vernachlässigbare Auswirkungen auf die Bearbeitungsqualität. Eine Fokusverschiebung wird bevorzugt als Anteil der Rayleigh-Länge des betrachteten optischen Systems angegeben, da dadurch direkt auf die Intensitätsänderung am Bearbeitungsort geschlossen werden kann. Aus den Gleichungen 2.4 und 2.6 ergibt sich die entsprechende Beziehung:

$$\frac{z}{z_R} = \sqrt{\frac{I_0}{I} - 1} \quad (2.18)$$

Erlaubt ein Bearbeitungsprozess eine Veränderung von 20 % der Intensität am Bearbeitungsort, so entspricht dies nach Gleichung 2.18 einer halben Rayleigh-Länge. Nach Gleichung 2.9 ist die Rayleigh-Länge umgekehrt proportional zur Strahlkennzahl M^2 . Bearbeitungsprozesse mit engen Prozessparameterfenstern erfordern daher Strahlquellen mit hoher Brillanz (und kleiner Strahlkennzahl), damit unvermeidbare Fokusverschiebungen in einem gewissen Bereich tolerierbar sind und keinen Einfluss auf die Prozessstabilität ausüben.

2.3.2 Optische Komponenten

Zur verlustarmen Führung des Laserstrahls zum Bearbeitungsort ohne Beeinträchtigung von dessen Strahlqualität sowie zur Formung des Laserstrahls entsprechend der Anforderungen des Bearbeitungsprozesses wird eine Vielzahl unterschiedlicher optischer Elemente benötigt. Diese sind im nachfolgenden Abschnitt näher beschrieben.

Planparallele Platten

Das einfachste optische Element stellt die planparallele Platte aus optisch transparentem Material dar. Wichtigste Kenngrößen der Planplatte sind die mechanischen Abmessungen, die Planität der optischen Oberflächen (für Laseranwendungen üblich $1/10$ bis $1/20$ der Laserwellenlänge), die Parallelität der Flächen, die Absorption, sowie die Reflektivität. Planplatten dienen als hermetischer Abschluss von Arbeitsgasräumen oder als Schutzgläser, um höherwertige optische Komponenten vor Verschmutzung aus der Umgebung zu schützen. In modernen Bearbeitungsköpfen für Laser mit einer Emissionswellenlänge um $1\ \mu\text{m}$ befinden sich mindestens Schutzgläser zwischen der von der Laserquelle kommenden Faser und der Kollimationsoptik sowie zwischen Fokussieroptik und Prozess. Schutzgläser sind als Verschleißteile anzusehen, deren Austausch im Fall einer Verschmutzung einfacher und günstiger ist, als der Austausch einer teuren Linse.

Linsen

Zur Strahlformung werden Linsen in unterschiedlichsten Ausführungen verwendet. Sie sind aus transparentem Material gefertigt und besitzen mindestens eine sphärische oder asphärische Fläche. Linsen lassen sich nach deren Eigenschaften hinsichtlich Wirkung (lichtsammelnd oder -zerstreuend), Brennweite, mechanischen Abmessungen, Absorptivität, Reflektivität und Abbildungseigenschaften klassifizieren. Die Geometrie der gekrümmten Flächen bestimmt die Abbildungseigenschaften. Sphärische Flächen sind einfach und günstig in der Herstellung, verursachen aber eine stärkere Brechung von achsfernen Strahlen gegenüber der Brechung von achsnahen Strahlen. Dieser Effekt, die sphärische Aberration, verhindert eine beugungsbegrenzte Fokussierung des Laserstrahls. Durch Optimierung von unterschiedlichen Krümmungsradien an beiden Flächen kann eine Minimierung der sphärischen Aberration erfolgen. Bei fokussierenden Linsen ist das Ergebnis, je nach Brechungsindex des Materials und der Brennweite, eine bikonvexe oder meniskusförmige Linse. Bei langen Brennweiten (etwa ab $200\ \text{mm}$) und ohne Ausnutzung der vollen freien Apertur kann mit diesen „Best Form“-Linsen eine nahezu beugungsbegrenzte Abbildungsleistung erreicht werden. Alternativ können sphärische Linsen unterschiedlichen Aufbaus zu einem Linsendublett kombiniert werden, um die sphärische Aberration zu minimieren. Zum Einsatz in der Lasermaterialbearbeitung werden diese Dubletts nicht, wie sonst in der Optik üblich, verkittet, da der Kitt schlechte Absorptionseigenschaften aufweist. Moderne Herstellungsverfahren, wie CNC gesteuertes Schleifen und magnetorheologisches Polieren sowie leistungsfähige Software zum optischen Design, ermöglichen auch die Herstellung von Linsen mit frei definierbaren optischen Flächen. Die sphärische Aberration kann somit völlig verhindert werden. Asphären erfahren zunehmende Verbreitung in Bearbeitungsoptiken von Laserschneid- oder Laserschweißanlagen. Oft lässt sich ein Dublett durch eine

Asphäre ersetzen. In Folge befinden sich weniger Oberflächen und optisches Material im Strahlengang des Lasers, was zu geringerer Absorption des gesamten optischen Systems führt.

Reflektoren

Neben transmittierenden optischen Elementen haben auch reflektierende Vorderflächenspiegel in der Laseroptik eine tragende Rolle bei der Strahlführung und auch Strahlformung. Sie können als Planspiegel, sphärische oder asphärische Spiegel gefertigt werden. Die Reflektivität wird durch das Material an der Spiegeloberfläche bestimmt. Reine Metallspiegel kommen hauptsächlich bei CO₂-Lasern zum Einsatz, da die geforderte Oberflächenplanarität von mindestens $\lambda/10$ aufgrund der langen Wellenlänge bei diesen Lasern noch mit relativ einfachen Mitteln auf Metalloberflächen zu erreichen ist und die Reflektivität bei der Laserwellenlänge gut ist. Bei den Mikrometerlasern bestehen Spiegel meist aus einem (Glas-)Substrat mit aufgedampften dielektrischen Schichten. Für die Abbildungseigenschaften von Spiegeln mit gekrümmten Oberflächen gelten die für Linsen getroffenen Aussagen ebenfalls.

Eine Sonderform von Metallspiegeln mit oder ohne aufgedampften dielektrischen Schichten existiert in Form der variablen Spiegel. Bei diesen Spiegeln kann die Oberflächenkrümmung durch einen Aktor in gewissen Grenzen eingestellt werden. Als Aktor dient üblicherweise der einstellbare Wasserdruck des Kühlwassers des Spiegels oder der einstellbare Luftdruck in einer Kavität innerhalb des Spiegels. In modernen CO₂-Laser Bearbeitungsanlagen, hauptsächlich in Schneidanlagen, sind mehrere dieser Spiegel verbaut. Mit ihnen kann die Fokusposition am Werkstück eingestellt werden, ohne die Fokussierlinse verfahren zu müssen. Des Weiteren werden sie als Teleskop im Strahlengang der Schneidanlagen verbaut, um den Strahldurchmesser und die Strahldivergenz an der Fokussierlinse an allen Bearbeitungsstellen konstant zu halten. Indem der Strahl eines CO₂-Lasers in freier Strahlpropagation zum Bearbeitungsstelle geleitet wird, verändert sich die Länge des Strahlweges während der Bearbeitung, da beim Laserschneiden üblicherweise die Bearbeitungsoptik statt dem Werkstück bewegt wird. Durch das Teleskop kann der Einfluss des veränderbaren Strahlweges auf die Strahlkaustik am Bearbeitungsstelle kompensiert werden. Der Einsatz von variablen Spiegeln würde sich auch bei Anlagen mit Festkörperlasern anbieten, da auf eine motorische Linsenverstellung zur Fokuseinstellung verzichtet werden könnte. Erfahrungsgemäß ist der Einfluss der Spiegel auf die Strahlqualität jedoch nicht vernachlässigbar, nachdem die variablen Spiegel die Oberflächengenauigkeit von besser $\lambda/10$ anscheinend nicht immer einhalten können.

Faseroptik

Von herausragender Bedeutung für die Strahlführung sind optische Fasern. Die Strahlführung erfolgt durch Totalreflexion am Übergang des Faserkerns zum Fasermantel, welche unterschiedliche Brechzahlen aufweisen. Der Übergang kann dabei in Stufen oder stetig erfolgen. Totalreflexion erfolgt nur, wenn die Strahlen unterhalb des Akzeptanzwinkels Θ_a in die Faser einkoppeln. Der Akzeptanzwinkel Θ_a wird nicht direkt angegeben. Stattdessen werden Fasern durch deren numerische Apertur NA gekennzeichnet:

$$\Theta_a = \sin^{-1}(NA) \quad (2.19)$$

Die Faserenden von Lichtleitern zur Übertragung von Leistungen im Kilowatt-Bereich dürfen nicht offen sein. Aufgrund der geringen Faserkerndurchmesser ist die Leistungsdichte an den Faserenden enorm, sodass bereits geringe Absorptionskoeffizienten zur thermischen Zerstörung der Faserenden führen würden. Es wird daher ein Block aus Quarzglas an das Faserende angeschweißt, innerhalb dessen sich das austretende Licht des Faserendes zunächst unter dem Akzeptanzwinkel aufweitet, bevor es mit geringerer Leistungsdichte den Quarzblock verlässt. Des Weiteren wird kurz hinter dem Faserende der Fasermanteldurchmesser entlang einer gewissen Strecke stark vergrößert. Licht, welches durch Rückreflexionen oder Fehleinstellungen am Faserende fälschlicherweise in den Fasermantel einkoppelt, wird an dieser Stelle wieder ausgekoppelt. Dadurch werden Beschädigungen der Faserumhüllung verhindert, welche im Normalbetrieb nahezu keiner Laserstrahlung ausgesetzt ist. Für Schneidanwendungen werden kleine Kerndurchmesser angestrebt, da der Kerndurchmesser den minimalen Fokusbereich bestimmt. Gängig sind Kerndurchmesser von 50 μm und 100 μm .

Der minimale Fokusbereich am Werkstück lässt sich nicht nach den Gesetzen für den Freistrahler berechnen, wenn der Laserstrahl durch eine Faser geführt wurde. In diesem Fall gelten die Gesetze der abbildenden Optik, da durch die Optik im Bearbeitungskopf nur das Faserende auf das Werkstück abgebildet wird. Aufgrund der Notwendigkeit, die Fokusposition gegenüber anderen Komponenten eines Bearbeitungskopfes, beispielsweise einer Düse, verschieben zu können, kann zur Strahlformung am Bearbeitungskopf keine einzelne Sammellinse verwendet werden. Meist wird ein System aus zwei sammelnden optischen Systemen verbaut: Einem Kollimator, welcher das divergente Licht aus dem Faserende parallelisiert, sowie einer Fokussieroptik, welche wiederum das Licht gebündelt auf das Werkstück projiziert. Eines der beiden Systeme ist dabei motorisch verstellbar, um die Position des Fokuspunktes am Werkstück einstellen zu können. Der Fokusbereich d_0 berechnet sich anhand des Faserkerndurchmessers d_k , sowie der Brennweiten von Kollimator f_c und Fokussieroptik/Objektiv f zu

$$d_0 = \frac{f}{f_c} \cdot d_k \quad (2.20)$$

Für Schneidanwendungen liegt der Vergrößerungsfaktor d_0/d_k im Bereich von eins bis zwei, bei Kollimatorbrennweiten um 100 mm und Objektivbrennweiten im Bereich von 125 mm bis 200 mm. Einige aktuelle Schneidoptiken besitzen statt des einfachen Kollimators ein einstellbares Teleskop, welches den Durchmesser des Strahles vor dem Objektiv variabel macht. Der Vergrößerungsfaktor kann somit verändert werden.

Der typische optische Aufbau eines Laserschneidkopfes für fasergekoppelte Laserquellen mit 1 μm Emissionswellenlänge ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

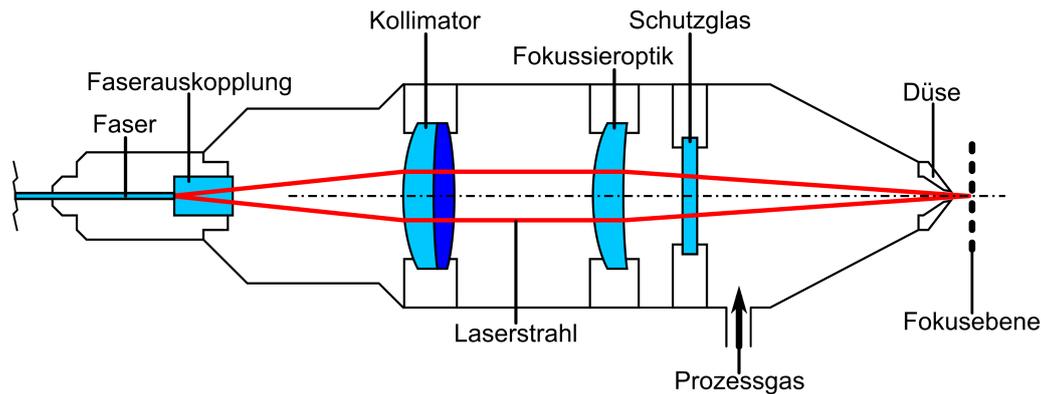


Abbildung 2.5: Typischer optischer Aufbau eines Laserschneidkopfes für 1 µm Laserquellen. Die Laseremission wird mittels Lichtleitkabel zum Schneidkopf geführt und verlässt dort die Faser über einen angespleißten Quarzglasblock. Der entstehende divergente Laserstrahl wird durch einen Kollimator parallelisiert und mittels einer Fokussieroptik gebündelt. Der konvergente Strahl durchläuft ein Schutzglas, welches den Arbeitsgasraum eines Prozessgases abschließt. Der geformte Laserstrahl sowie ein Prozessgas treten durch eine Düse aus und können zur Materialbearbeitung eingesetzt werden.

Die Laseremission weitet sich nach Verlassen des Faserkerns innerhalb eines Quarzglasblocks auf und wird durch eine Kollimationsoptik (hier ein Linsendublett) zu einem parallelen Strahlenbündel geformt. Eine Fokussieroptik (hier eine einzelne Meniskuslinse) bildet aus diesem Strahlenbündel einen Fokusfleck zur Bearbeitung eines Werkstücks. Zum Schutz der Fokussieroptik sowie zum Abschluss des Prozessgasraumes befindet sich ein Schutzglas im Strahlengang. Zur Einstellung der Fokusposition relativ zur Düse lässt sich die Position der Fokussieroptik entlang der Strahlachse verändern. Alternativ kann auch die Kollimationsoptik verfahren werden, wodurch statt einem parallelen Strahlenbündel ein konvergierender bzw. divergierender Strahl entsteht. Entsprechend Gleichung 2.14 verändert sich dabei die Fokuslage der Fokussieroptik. Die Optik eines Bearbeitungskopfes für CO₂-Laserquellen besteht üblicherweise nur aus einer einzelnen Fokussierlinse, welche den parallel eintreffenden Laserstrahl bündelt sowie den Prozessgasraum abschließt.

Optische Materialien und Absorption

Transmissive Optiken für Anwendungen mit einer CO₂-Laserquelle der Kilowatt-Klasse werden nahezu ausschließlich aus Zinkselenid (ZnSe) gefertigt. Aufgrund seiner außergewöhnlich hohen Wärmeleitfähigkeit verwendet man an Orten mit sehr hohen Leistungsdichten gelegentlich auch Diamant, beispielsweise als Auskoppelfenster von Slablasern. Die Größe des Diamantfensters beträgt hier nur 10 mm x 5 mm. Zur Verminderung von Reflexionen an optischen Oberflächen werden diese mit einer Antireflexionsschicht versehen. Gute transmissive Optiken für CO₂-Laser Anwendungen, beispielsweise die MP-5 Serie der Firma II-VI Inc., reflektieren pro optischer Oberfläche $\leq 0,2\%$ der Laserleistung. Die Absorption dieser Linsen beträgt bestenfalls $< 0,1\%$.

Bei Festkörper-/Halbleiterlaser basierten Systemen im Multi-Kilowatt Bereich bestehen transmissive Optiken, aber auch die Substrate von Planspiegeln sowie optische Fasern, aus hochreinem Quarzglas. Dieses wurde auf minimalen Gehalt an Metallionen und OH-

Gruppen hin optimiert, um geringe Absorption zu gewährleisten. Der Absorptionskoeffizient vom hochreinen Quarzglas Suprasil 3001 von Heraeus beträgt < 1 ppm/cm, der einer hervorragenden Antireflexbeschichtung 0,25 ppm [7]. Durchschnittliche Quarzglassorten, wie Corning 7980, weisen Absorptionskoeffizienten von etwa 20 ppm/cm auf. Zum Zweck der besseren Entwärmung eines optischen Elementes werden vereinzelt auch Elemente aus Saphir gefertigt, dessen Wärmeleitfähigkeit mit $41,9 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ im Vergleich zu der von Quarzglas mit $1,38 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ wesentlich besser ist [8, 9]. Zur Kompensation thermischer Einflüsse auf die Leistung eines optischen Systems wird der Einsatz von Komponenten aus Fluoriden, zum Beispiel Calciumfluorid, erprobt [10]. Deren Änderung des Brechungsindex bei Temperaturänderung ist dem Verhalten von Quarzglas entgegengesetzt, weshalb es sich zur Kompensation thermischer Einflüsse eignet. Allerdings ist Calciumfluorid hinsichtlich Robustheit, Wärmeausdehnung und Kosten unterlegen.

2.3.3 Thermischer Linseneffekt

Ein Teil der Laserstrahlung wird beim Auftreffen auf die Oberfläche eines optischen Elements und, im Fall von transmissiven optischen Elementen, beim Durchtritt durch dessen Volumen absorbiert. Ursache für die Absorption können die physikalischen Eigenschaften der Materialien von Volumen und Beschichtung, Verunreinigungen der Materialien durch Fremdstoffe sowie Einschlüsse im Material sein. Neben diesen materialbedingten Absorptionsursachen können, aus der Umgebung oder dem Lasermaterialbearbeitungsprozess stammende, anhaftende Verschmutzung die Absorption an den Oberflächen um ein vielfaches Erhöhen. Durch Absorption eines Teils der Laserstrahlung heizen sich die optischen Elemente auf, wodurch räumliche und zeitliche Temperaturänderungen stattfinden. Der Temperaturanstieg bewirkt eine Veränderung von optischen und mechanischen Eigenschaften eines optischen Systems. Unter anderem kommt es zu

- Zunahme der Oberflächenradien aufgrund von Wärmeausdehnung,
- Zunahme des Abstandes zwischen einzelnen Komponenten,
- Ausbildung asphärischer Oberflächen durch Wärmeausdehnung,
- Verformung der Fassungen und Halterungen durch Wärmeausdehnung,
- Mechanische Spannungen innerhalb der Komponenten, die zu Verspannungen und Doppelbrechung führen,
- Änderung der Brechungsindizes der optischen Materialien und der umgebenden Luft.

In Folge verändert sich die Brechkraft des optischen Systems und damit Lage und Form des Fokuspunktes auf dem zu bearbeitenden Werkstück. Diese zeitabhängige Änderung der Strahlintensität am Werkstück kann, je nach Bearbeitungsprozess, bis zu einem gewissen Ausmaß toleriert werden. Darüber hinausgehende Fokusverschiebungen beeinflussen die Stabilität des Prozesses sowie die Qualität der Bearbeitung. Neben der Fokusverschiebung kann der mechanische Stress aufgrund der thermischen Ausdehnung des Materials im Extremfall sogar zu Rissen im Material und damit zur Zerstörung des optischen Elements sowie zu Folgeschäden an Halterungen und anderen Komponenten führen.

Temperaturverteilung in optischen Elementen

Die Temperaturverteilung innerhalb eines optischen Elements aufgrund von Absorption von Laserstrahlung kann anhand der allgemeinen Wärmeleitungsgleichung abgeschätzt werden [11, 12, 13, 14]. Um eine analytische Lösung des Problems zu ermöglichen, sind einige vereinfachende Annahmen notwendig. Es wird im Folgenden angenommen, dass die Kühlung des zylindrischen optischen Elementes ausschließlich über Wärmeleitung entlang der Mantelfläche geschieht, wodurch der Wärmefluss in radialer Richtung verläuft. Hierbei beinhaltet die Annahme keinen Wärmeübergangskoeffizienten zum Kühlmedium, d.h. die Temperaturverteilung innerhalb der optischen Komponente ist unabhängig vom Ausmaß der Wärmeübertragung zur Umgebung. Diese Annahme ist zulässig, da die Unstetigkeit der Temperatur zwischen Mantelfläche und Kühlmedium keinen Einfluss auf die Temperaturgradienten innerhalb der Komponente hat, welche den größten Anteil des thermischen Linseneffekts verursachen. Des Weiteren wird angenommen, dass die Komponente dünn ist in Relation zu ihrem Durchmesser. Die Temperaturverteilung wird daher nur in radialer Richtung betrachtet. Die Temperaturabhängigkeit des Wärmeleitkoeffizienten wird nicht beachtet. Die Laseremission wird als zylindrischer Strahl mit gleichmäßiger Intensitätsverteilung sowie als Dauerstrichemission oder Quasi-Dauerstrichemission betrachtet. Im letzteren Fall muss das Zeitintervall zwischen zwei Laserpulsen geringer als die thermische Relaxationszeit des betrachteten Systems sein. Unter Vernachlässigung der axial-, winkel-, sowie zeitabhängigen Terme lautet die Wärmeleitungsgleichung in Zylinderkoordinaten

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{\dot{q}}{k} = 0 \quad (2.21)$$

wobei die Temperatur T eine Funktion des Radius r ist. \dot{q} ist die volumetrische Wärmestromdichte, k stellt die Wärmeleitfähigkeit des optischen Materials dar. \dot{q} ergibt sich aus der Laserleistung P , welche das optische Element durchdringt, sowie dem Radius a des Laserstrahls, der Dicke l der optischen Komponente und dem effektiven Absorptionskoeffizienten β . Dieser berechnet sich aus dem Absorptionskoeffizienten des Volumens β_V , integriert über die Dicke der Komponente sowie aus den Absorptionskoeffizienten der Oberflächen β_S zu

$$\beta = 2\beta_S + \int_0^l \beta_V(z) dz \quad (2.22)$$

wodurch \dot{q} geschrieben werden kann als

$$\dot{q} = \frac{\beta P}{\pi a^2 l} \quad (2.23)$$

Einsetzen der Gleichungen 2.22 und 2.23 in 2.21 und Umstellen liefert

$$r \frac{d^2T}{dr^2} + \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = \frac{-\dot{q}r}{k} = \frac{-\beta Pr}{\pi a^2 l k} \quad (2.24)$$

Integrieren liefert

$$r \frac{dT}{dr} = \frac{-\beta P r^2}{2\pi a^2 l k} + C_1 \quad (2.25)$$

und

$$T = \frac{-\beta P r^2}{4\pi a^2 l k} + C_1 \ln(r) + C_2 \quad (2.26)$$

Es gelten unterschiedliche Randbedingungen für den Fall $r \leq a$ sowie $a < r \leq R$, wobei R der Radius der optischen Komponente ist.

Die Randbedingungen für den Fall $r \leq a$ sind die konstante Temperatur der Zylindermantelfläche T_a bei $r = a$, welche sich aus dem Wärmewiderstand R_{th} des nicht durchstrahlten Volumens bei $r > a$, der absorbierten Laserleistung und der Umgebungstemperatur T_0 ergibt, sowie gleiches Verhältnis von entstehender Wärme im durchstrahlten Volumen und Wärmeabfluss über die Mantelfläche bei $r = a$.

$$T(r = a) = T_a = R_{th} \cdot \beta \cdot P + T_0 = \frac{\beta P}{4\pi l k} \ln\left(\frac{R^2}{a^2}\right) + T_0 \quad (2.27)$$

$$\beta P = -k 2\pi a l \left. \frac{dT}{dr} \right]_{r=a} \quad (2.28)$$

Aus der Randbedingung 2.28 und Gleichung 2.25 folgt

$$\left. \frac{dT}{dr} \right]_{r=a} = -\frac{\beta P a}{2\pi a^2 k l} + \frac{C_1}{a} = -\frac{\beta P}{2\pi a k l} \rightarrow C_1 = 0 \quad (2.29)$$

Aus der Randbedingung 2.27 und Gleichung 2.26 ergibt sich

$$T_{r=a} = \frac{\beta P}{4\pi k l} \ln\frac{R^2}{a^2} + T_0 = -\frac{\beta P}{a\pi k l} + C_2 \quad (2.30)$$

C_2 ist demnach

$$C_2 = T_0 + \frac{\beta P}{4\pi k l} \left(1 + \ln\frac{R^2}{a^2}\right) \quad (2.31)$$

Letztlich ergibt sich für den Temperaturanstieg ΔT folgende Gleichung

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{\beta P}{4\pi kl} \left(1 - \frac{r^2}{a^2} + \ln \frac{R^2}{a^2} \right) \quad (2.32)$$

Die Randbedingungen für den Fall $a < r \leq R$ sind die konstante Umgebungstemperatur der Mantelfläche T_0 bei $r = R$, sowie gleiches Verhältnis von Wärmezufuhr und Wärmeabfluss über die Mantelflächen bei $r = a$ und $r = R$.

$$T_{r=R} = T_0 \quad (2.33)$$

$$\beta P = -k2\pi Rl \left. \frac{dT}{dr} \right]_{r=R} \quad (2.34)$$

Zudem wird in diesem Bereich der optischen Komponente keine Wärme durch Absorption von Laserstrahlung erzeugt, weswegen der entsprechende Term in der Wärmeleitungsgleichung entfällt. Die Wärmeleitungsgleichung lautet nun

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0 \quad (2.35)$$

Gleichung 2.35 kann umgeschrieben werden zu

$$r \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) \quad (2.36)$$

Zweimalige Integration der Wärmeleitungsgleichung 2.36 liefert

$$T = C_1 \ln(R) + C_2 \quad (2.37)$$

Aus der ersten Randbedingung 2.33 und Gleichung 2.37 folgt

$$C_2 = T_0 - C_1 \ln(R) \quad (2.38)$$

Aus der zweiten Randbedingung 2.34 und Gleichung 2.37 folgt

$$\left. \frac{dT}{dr} \right]_{r=a} = -\frac{\beta P}{2\pi Rlk} = \frac{C_1}{R} \rightarrow C_1 = -\frac{\beta P}{2\pi lk} \quad (2.39)$$

Angewendet auf die allgemeine Lösung der Differentialgleichung 2.37 ergibt sich

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{\beta P}{4\pi k l} \ln \frac{R^2}{r^2} \quad (2.40)$$

Die Temperaturverteilung, welche sich entsprechend Gleichung 2.32 und 2.40 einstellt, ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Hierin ist der Temperaturanstieg T , normiert auf $\beta P/4\pi k l$, über dem Quotienten r/a geplottet. Die Darstellung des radialen Temperaturverlaufs erfolgt für vier verschiedene Optikradien $R = \{a, 2a, 3a, 4a\}$, welche jeweils ein Vielfaches des Strahlradius a sind. Anhand der dargestellten Temperaturverläufe ist ersichtlich, dass sich ein minimaler Temperaturanstieg bei bestmöglicher Ausnutzung der freien Apertur einer optischen Komponente ergibt.

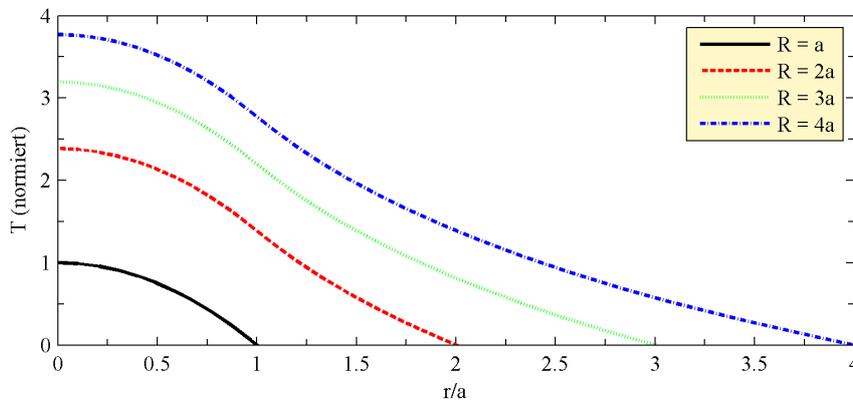


Abbildung 2.6: Temperaturverteilung in radialer Richtung innerhalb optischer Komponenten der Radien $R = \{a, 2a, 3a, 4a\}$ entsprechend Gleichung 2.32 und 2.40 aufgrund von Absorption eines Laserstrahls des Radius a und der Leistung P mit dem Absorptionskoeffizienten β sowie Kühlung über die Mantelflächen. Der Temperaturanstieg T ist normiert auf $\beta P/4\pi k l$, wobei k die Wärmeleitfähigkeit und l die Dicke der Komponente ist. Unabhängig vom absoluten Durchmesser des optischen Elements ergibt sich stets ein minimaler Temperaturanstieg bei bestmöglicher Ausnutzung der freien Apertur ($R = a$).

Die Temperaturverteilung für Gaußsche Strahlen der Formfunktion G

$$G(\rho) = e^{-2\rho^2} \quad (2.41)$$

oder für Strahlen mit Flat-Top Intensitätsprofilen, bei welchen die Intensität gleichmäßig über den Radius verteilt ist,

$$G(\rho) = e^{-2\rho^{2N}} \quad (2.42)$$

wobei ρ der auf den Strahltaillendurchmesser w_0 normierte Radius und N ein Apodisationsparameter ist, kann nicht mehr in analytisch lösbarer Form dargestellt werden.

Die Lösung des Randwertproblems der Wärmeleitungsgleichung beinhaltet die Integralexponentialfunktion

$$E_i(-x) = - \int_x^\infty \frac{e^{-u}}{u} du \quad (2.43)$$

welche nur numerisch lösbar ist. Für den Fall $r \leq a$ und dem Gaußförmigen Intensitätsprofil

$$G(r) = \frac{\beta P}{\pi a^2} e^{-\frac{r^2}{a^2}} \quad (2.44)$$

berechnet sich entsprechend Gleichung 2.32 der Temperaturanstieg zu [12]

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{\beta P}{4\pi k l} \left(E_i\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - E_i\left(\frac{R^2}{a^2}\right) - \ln\left(\frac{r^2}{R^2}\right) \right) \quad (2.45)$$

Einfluss der Temperaturverteilung auf die Brechkraft

Die Temperaturverteilung innerhalb einer optischen Komponente erzeugt aufgrund von drei verschiedenen Effekten eine thermische Linse [15, 14]. Die Brechkraft $D = 1/f$ einer thermischen Linse kann daher angegeben werden als

$$D = D_\alpha + D_P + D \frac{dn}{dT} \quad (2.46)$$

worin D_α der Anteil aufgrund thermischer Ausdehnung, D_P der Anteil aufgrund mechanischer Spannung und $D \frac{dn}{dT}$ der Anteil aufgrund von Streuung ist.

Die Dickenänderung einer optischen Komponente aufgrund von Wärmeausdehnung wird durch die Gleichung

$$l(r) = l_0 \cdot (1 + \alpha \Delta T(r)) \quad (2.47)$$

beschrieben, wobei α der Wärmeausdehnungskoeffizient und $\Delta T(r)$ die Temperaturzunahme als Funktion des Radius der Komponente ist. Es wird angenommen, dass diese Dickenänderung die Oberfläche einer Komponente hin zu einem Kugelsegment verformt. Da der Radius dieses Kugelsegments sehr viel größer als die Abmessungen der Komponente ist, kann dieser durch die Gleichung

$$R \approx - \frac{1}{\frac{d^2 l}{dr^2}} \quad (2.48)$$

angenähert werden. Mit Hilfe der Formel der dünnen Linse

$$D_{\alpha} = \frac{1}{f} = \frac{2(n-1)}{R} \quad (2.49)$$

kann die Brechkraft der Dickenänderung bestimmt werden. Einsetzen der Gleichung 2.48 in 2.49 ergibt mit der Temperaturverteilung 2.32 für den Fall $r \leq a$ die Brechkraft zu

$$D_{\alpha} = \frac{\beta P \alpha (n-1)}{\pi a^2 k} \quad (2.50)$$

Eine Berechnung für den Fall $a < r \leq R$ ist unnötig, da dieser Bereich nicht durchstrahlt wird und somit keinen Einfluss auf den Strahlenverlauf nehmen kann.

Durch die thermische Verformung hervorgerufene mechanische Spannungen haben aufgrund des photoelastischen Effekts ebenfalls Einfluss auf die Brechkraft. Die Berechnung dieses Effekts gestaltet sich schwierig, da dieser eine Abhängigkeit von der Polarisierung des eintreffenden Lichtes, sowie der Kristallorientierung des optischen Materials aufweist. In der Literatur finden sich umfangreiche Arbeiten zu diesem Thema mit speziellem Bezug zu dotierten (YAG-)Stäben für Festkörperlaser älterer Bauart [14, 16, 17]. Die Ergebnisse dieser Arbeiten können jedoch nicht direkt auf andere Materialien übertragen werden, da YAG stets als Einkristall mit bekannter Orientierung verwendet wird. Gängige Materialien in strahlformenden Optiken sind jedoch Quarzglas und ZnSe, welche in amorpher bzw. polykristalliner Form Einsatz finden. Zumindest für dünne Optiken aus Quarzglas ist des Weiteren zu bezweifeln, dass die mechanischen Spannungen eine nennenswerte Brechkraft erzeugen. Dies ist darin begründet, dass zum einen der thermische Ausdehnungskoeffizient von Quarzglas sehr gering ist und zum anderen aufgrund der typischen Form von Linsen oder Schutzgläsern eine Ausdehnung möglich ist, womit erst gar keine mechanische Spannung aufgebaut werden kann. Für Optiken aus ZnSe ist diese Annahme möglicherweise wiederum nicht gültig, wie Fälle aus der industriellen Praxis zeigen. Dort ist es üblich, gebrauchte ZnSe Linsen in einem Polarimeter zu betrachten. Geschädigte Linsen mit einer ausgeprägtem thermischen Fokusverschiebung zeigen auch nach dem Abkühlen Doppelbrechung an thermisch hoch belasteten Stellen.

Der weitaus bedeutendste Effekt für die Brechkraft einer thermischen Linse ist der Anteil der Brechung aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex [18]. Die Brechkraft eines linsenähnlichen Mediums, dessen Brechungsindex n sich nahe der optischen Achse entsprechend der Gleichung

$$n = n_0 \left(1 - 2 \frac{r^2}{b^2} \right) \quad (2.51)$$

ändert, wobei b ein Maß für die Änderung von n ist, beträgt [19]

$$D = \frac{2n_0 \sin \left(2 \frac{l}{b} \right)}{b} \quad (2.52)$$

In dem hier beschriebenen Fall und für $r \leq a$ ist, unter Berücksichtigung von Gleichung 2.32, die Änderung des Brechungsindex $n(r)$ in Abhängigkeit des Radius r

$$n(r) = n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T = n_0 + \frac{\beta P}{4\pi l k} \left(-\frac{r^2}{a^2} \right) \quad (2.53)$$

Da für die thermische Linse aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex nur Temperaturgradienten von Bedeutung sind, können alle radiusunabhängigen Terme in Gleichung 2.32 ignoriert werden. Vergleichen von Gleichung 2.51 und 2.53 liefert einen Ausdruck für b^2

$$b^2 = \frac{8n_0\pi l k a^2}{\frac{dn}{dT} \beta P} \quad (2.54)$$

Betrachtet man die Variablen zahlenmäßig, zeigt sich, dass $l \ll b$ ist. Somit ist die Kleinwinkelnäherung für den Sinus-Term gültig und die Brechkraft kann angegeben werden als

$$D_{\frac{dn}{dT}} = \frac{4n_0 l}{b^2} = \frac{\frac{dn}{dT} \beta P}{2\pi k a^2} \quad (2.55)$$

Anhand eines Rechenbeispiels soll die Größenordnung der thermischen Linse verdeutlicht werden. Betrachtet wird ein verschmutztes Schutzglas aus Quarzglas mit folgenden Kenndaten:

Tabelle 2.1: Exemplarische Kenndaten eines verschmutzten Schutzglases aus Quarzglas zur Abschätzung der Größenordnung einer thermischen Linse.

Eigenschaft	Symbol	Wert
Radius	R	15 mm
Dicke	l	5 mm
Strahlradius	a	7 mm
Absorptionskoeffizient	β	1000 ppm
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	α	$0,51 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex	dn/dT	$10 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Wärmeleitfähigkeit	k	$1,38 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Brechungsindex	n_0	1,46
Laserleistung	P	4 kW

Die Brechkraft jenen Anteils, welcher durch thermische Ausdehnung verursacht wird, beträgt

$$D_\alpha = \frac{\beta P \alpha (n_0 - 1)}{\pi a^2 k} = 4,417 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \quad (2.56)$$

Der Anteil der thermischen Linse, welcher durch die Änderung des Brechungsindex verursacht wird, beträgt

$$D \frac{dn}{dT} = \frac{\frac{dn}{dT} \beta P}{2\pi k a^2} = 9,415 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1} \quad (2.57)$$

Anhand der berechneten Werte ist ersichtlich, dass über 90 % der Brechkraft der thermischen Linse durch die Brechungsindexänderung verursacht wird. Im Fall von Quarzglas sind die Auswirkungen von thermischer Ausdehnung minimal. Forschungsgruppen, welche auch die Auswirkungen durch mechanischen Stress mitberücksichtigt haben, kommen zu einem vergleichbaren Ergebnis [14]. Demnach sind die Auswirkungen von mechanischer Spannung ebenfalls minimal.

Hierzu sei erwähnt, dass es durch einen angepassten Faktor dn/dT möglich sein sollte, sowohl den Anteil durch Brechungsindexvariation, als auch den Anteil durch mechanische Spannungen zu berücksichtigen. Die Ursache beider Effekte, der Temperaturgradient innerhalb der Komponente, ist identisch.

Kompensationsmöglichkeiten des thermischen Linseneffekts

Eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Reduzierung oder zur Kompensation des thermischen Linseneffektes wurden untersucht, um dessen Einfluss auf die Stabilität des Bearbeitungsprozesses und auf das Bearbeitungsergebnis zu minimieren. Die Brechungsindizes der üblichen Gläser für Hochleistungsanwendungen weisen durchgängig positive Temperaturabhängigkeiten auf. Einige optische Gläser und Kristalle besitzen jedoch negative Temperaturkoeffizienten, siehe Tabelle 2.2. Eine Möglichkeit zur Reduzierung des thermischen Linseneffekts besteht daher darin, die Änderung der Brechkraft einer Optik aus einem gewöhnlichem Material durch die Änderung der Brechkraft einer oder mehrerer Komponenten aus einem Material mit negativem Temperaturkoeffizienten auszugleichen. Ein solches System ist in der Lage, Fokusposition und Fokusdurchmesser am Bearbeitungsort über einen weiten Temperaturbereich konstant zu halten [10]. Derartige Systeme haben sich in der industriellen Praxis bei Laserbearbeitungsanlagen bisher nicht durchsetzen können, da sie prinzipbedingt nur athermale Eigenschaften aufweisen, solange die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Komponenten einer Optik den Auslegungswerten entsprechen. Aufgrund von Verschmutzung und Alterung können jedoch Abweichungen von den Auslegungswerten entstehen, weswegen sich die thermischen Brechkraftänderungen der Komponenten nach längerer Betriebsdauer möglicherweise nicht mehr kompensieren.

Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung der thermischen Effekte ist der Einsatz von Materialien mit hoher thermischer Leitfähigkeit und damit geringen Temperaturgradienten innerhalb der Komponente. Diesem Vorteil gegenüber steht jedoch die für gewöhnlich höhere Absorption dieser Stoffe verglichen mit üblichen optischen Materialien. Komponenten aus Saphir und insbesondere polykristallinem Diamant, künstlich hergestellt durch Gasphasenabscheidung (CVD), können im Ergebnis einen verminderten thermischen Linseneffekt aufweisen [22].

Tabelle 2.2: Temperaturabhängigkeit der Brechungsindizes und zugehörige thermische Ausdehnungskoeffizienten üblicher Gläser für Hochleistungslaser und einiger ausgewählter Gläser mit negativen Temperaturkoeffizienten [20, 21, 9].

Material	$\frac{dn}{dT}$	α
	$10^{-6} \frac{1}{K}$	$10^{-6} \frac{1}{K}$
Quarzglas	10	0,51
ZnSe	61	7,8
BK7	2,4	7,1
Saphir	13	8,4
CaF ₂	-10,6	18,85
NaCl	-36	44
N-PK51	-8,4	12,4

Des Weiteren ist Kühlung der optischen Elemente eine Möglichkeit zur Minimierung des thermischen Linseneffekts, wobei das Potential zur Entwärmung von optischen Komponenten eingeschränkt ist. Metallspiegel können noch leicht durch rückseitig integrierte Kanäle für Kühlwasser entwärmt werden. Die für 1 μm Strahlung häufig eingesetzten dielektrischen Spiegel auf einem Quarzglassubstrat können ebenso durch rückseitig angebrachte Kühlkörper entwärmt werden. Durch die schlechte Wärmeleitfähigkeit von Quarzglas entsteht jedoch zwischen optischer Oberfläche an der Vorderseite und Kühlfläche an der Rückseite ein Temperaturgradient durch das Volumen des Substrates, welcher zur Verformung des Spiegels und damit zu einer thermischen, aufweitenden Linse führt.

Komplexer gestaltet sich die Kühlung von transmissiven optischen Elementen. Hier ist eine Kühlung mittels Wärmeleitung nur über die Randflächen möglich und auch dies nur mit Einschränkungen. Die Einfassung der Komponente muss aufgrund der thermischen Ausdehnung ein geringes mechanisches Spiel zulassen. Die Fassung darf daher in radialer Richtung keinen festen Kontakt zum optischen Element haben oder muss gleichwertige thermische Ausdehnungskoeffizienten aufweisen. Einzige Auflagepunkte sind daher meist die randseitigen Stirnflächen eines optischen Elements. Für Elemente mit kleinen mechanischen Abmessungen ist das Verhältnis von Auflagefläche zu optisch aktiver Fläche günstiger, als für Elemente mit einer großen freien Apertur. Kleine Elemente, beispielsweise die Auskoppelfenster von CO₂-Slablasern, können durch die Auflagefläche effektiv gekühlt werden. Mit zunehmender Größe der optischen Elemente wird die Kühlung über die Auflagefläche zunehmend unbedeutender.

Eine effektive Kühlung von transmissiven Komponenten kann durch erzwungene Konvektion erfolgen. Hierzu wird Druckluft, Stickstoff oder ein Prozessgas auf eine oder beide optische Oberflächen geleitet. Neben einer besseren Wärmeabfuhr der Absorptionsverluste gegenüber der reinen Kühlung durch Wärmeleitung und somit einer geringeren Temperatur der Komponente ergibt sich ein weiterer Vorteil. Die zusätzliche Kühlung durch erzwungene Konvektion wirkt sich positiv auf die Zeit zum Erreichen eines thermischen Gleichgewichts aus. Bei der Kühlung durch Konduktion ist der Weg zwischen Wärmequelle (durchstrahlte Oberfläche bzw. Volumen) und Wärmesenke (Auflagefläche am Rand) länger, als bei der Kühlung durch Konvektion. Hier liegt die Wärmesenke direkt an der Wärmequelle an oder ist maximal die halbe Dicke der optischen Komponente entfernt. Da die Wärmeausbreitungsgeschwindigkeit aufgrund der schlechten Wärmeleitung von optischen

Gläsern gering ist, besteht ein starker Zusammenhang zwischen der Zeit zum Erreichen eines stationären Zustandes und der Weglänge zwischen Wärmequelle und -senke.

Neben der Entwärmung durch Konduktion und Konvektion können Absorptionsverluste auch durch Abstrahlung abgeleitet werden. Das Stefan-Boltzmann Gesetz beschreibt die thermisch abgestrahlte Leistung Φ eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit seiner Temperatur T und Abstrahlfläche A zu

$$\Phi = \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (2.58)$$

wobei $\sigma = 5,670\,367 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann Konstante ist [23]. Berücksichtigt man das Emissionsvermögen ϵ realer Strahler, ergibt sich die abgestrahlte Leistung P unter Beachtung der Umgebungstemperatur T_0 .

$$P = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T^4 - T_0^4) \quad (2.59)$$

Für eine Linse mit einer Temperatur von 60°C , einem Durchmesser von 30 mm und einem Emissionsvermögen von $\epsilon = 0,95$ ergibt sich bei einer Umgebungstemperatur von 25°C eine Abstrahlleistung über beide Oberflächen von $P = 0,17 \text{ W}$.

Die Wellenlänge λ_{max} , bei welcher ein schwarzer Körper der Temperatur T die größte Strahlungsleistung abgibt, kann nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz berechnet werden.

$$\lambda_{max} = \frac{2897,8 \text{ } \mu\text{m K}}{T} \quad (2.60)$$

Für einen Strahler mit einer Temperatur von 60°C ergibt sich ein Strahlungsmaximum bei $8,7 \text{ } \mu\text{m}$. Transmissive optische Elemente für CO_2 -Laser Emissionen, wie ZnSe , sind in diesem Wellenlängenbereich transparent, wie die Darstellung einer Transmissionsmessung in Abbildung 2.7 zeigt.

Da die Absorption und die Emission eines Körpers nach dem Kirchhoff'schen Gesetz gleich ist, kann bei CO_2 -Laseroptiken keine nennenswerte Emission am Ort des theoretischen Strahlungsmaximums eines schwarzen Strahlers auftreten. Es kommt nur zur Emission der Schwarzkörperstrahlung in einem Spektralbereich, in welchem die Optik nicht mehr transparent erscheint. Die Entwärmung über Abstrahlung ist demnach aufgrund der niedrigen Abstrahlleistung sowie bei CO_2 -Laseroptiken zusätzlich aufgrund des geringen Emissionsvermögens zu vernachlässigen.

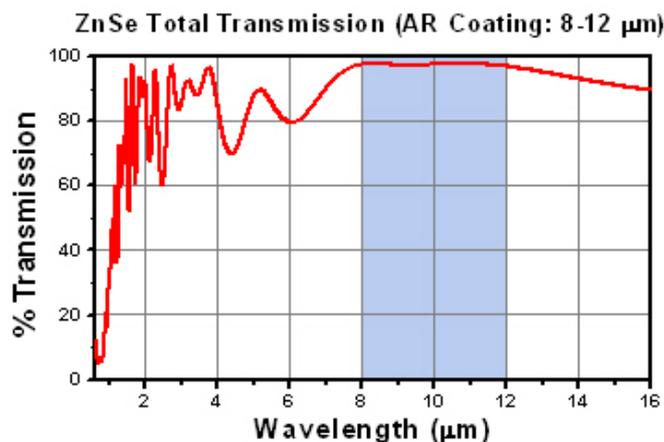


Abbildung 2.7: Spektraler Verlauf der Transmission einer ZnSe-Probe mit Anti-Reflex-Beschichtung. Emissionen innerhalb des gekennzeichneten Spektralbereichs zwischen 8 μm und 12 μm können das optische Element besonders verlustarm durchlaufen. Bildquelle: Thorlabs [24].

Absorption tritt an den Oberflächenbeschichtungen eines optischen Elements, bei transmissiven Elementen innerhalb dessen Volumens, sowie an Verschmutzungen an der Oberfläche auf. Kontinuierliche Verbesserungen der Beschichtungsprozesse und der Reinheit des Rohmaterials haben dazu geführt, dass die Absorption durch die Beschichtung, sowie die Volumenabsorption in vielen Anwendungen mittlerweile zu vernachlässigen ist. Betrachtet man beispielsweise die Wärmeleistung P durch Absorption der Laserstrahlung an einem beidseitig beschichteten, hochwertigen Schutzglas aus Quarzglas mit einer Dicke von 5 mm und Absorptionskoeffizienten von 10 ppm cm^{-1} im Volumen und 10 ppm pro Antireflexbeschichtung, so ergibt sich eine Wärmeleistung von gerade einmal $P = 0,03 \text{ W}$ pro Kilowatt Laserleistung. Für ZnSe Fokussieroptiken für CO_2 -Laser sind Absorptionskoeffizienten von $\leq 0,001$ erreichbar.

Jene Wärmeleistung, welche durch Absorption der Laserstrahlung an Verschmutzungen der Oberfläche entsteht, liefert den größten Beitrag am gesamten Wärmeeintrag in ein optisches Element. Um die Verschmutzung von optischen Systemen zu verhindern, erfolgt deren Montage unter Reinraumbedingungen. Während des Gebrauchs eines optischen Systems zur Lasermaterialbearbeitung können diese Reinraumbedingungen jedoch häufig nicht aufrecht erhalten werden, da an vielen Stellen der Optik kein hermetisch abgeschlossenes System gegeben ist. So befinden sich im Inneren eines Bearbeitungskopfes häufig verfahrbare Kollimations- oder Fokussieroptiken. Diese benötigen eine mechanische Verbindung zu einem Aktor und dürfen zudem die umgebenden Arbeitsräume nicht hermetisch abschließen, da die Optiken ansonsten beim Verfahren die Luft in diesen Arbeitsräumen komprimieren würden. Die fehlende hermetische Dichtung sowie möglicher Abrieb durch Verschleiß des Aktors und der Linearführungen können zu Verschmutzung von optischen Komponenten führen. Des Weiteren werden die optischen Systeme für Montage- oder Wartungsarbeiten an der Bearbeitungsanlage geöffnet. Beispielsweise ist bei Anlagen mit einem Festkörperlaser das Faserende der Zuleitungsfaser mit einem Stecksystem versehen, sodass die Faser vom Bearbeitungskopf ohne hohen Montageaufwand abgenommen werden kann. Wird dieses Stecksystem geöffnet, hat das Faserende und die Kollimationsoptik zumindest über eine kurze Zeitspanne keinen Schutz vor Verschmutzungen aus der Umwelt. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit werden sich Schmutzpartikel während dieser Zeitspanne auf

die Oberfläche des Faserendes oder des Kollimator ablagern bzw. in den Bearbeitungskopf gelangen.

Neben den allgegenwärtigen luftfremden Stoffen, wie Ruß, Rauch, Staub und Aerosolen ist auch der Bearbeitungsprozess selbst eine Schmutzquelle. Das letzte optische Element vor dem Bearbeitungsort ist naturgemäß am stärksten von Verschmutzungen aus dem Prozess betroffen, vor allem von aufspritzendem Material. Ein Vorteil von Laserbearbeitungsverfahren, das hohe mögliche Aspektverhältnis, zieht erhöhte Prozessemissionen nach sich. Bei vielen Prozessen bildet sich am Bearbeitungsort ein dampfgefülltes tiefes Loch mit geringem Durchmesser, welches von Schmelze umgeben ist - das Keyhole. Bei instabilen Prozessen wird durch den Dampfdruck ein Teil der Schmelze explosionsartig aus diesem Loch getrieben und somit in Richtung Optik geschleudert. Besonders kritische Bearbeitungsprozesse, beispielsweise die Bearbeitung von verzinktem Stahl, können innerhalb von wenigen Stunden die prozessnahe optische Komponente derart verschmutzen, dass ein Austausch erforderlich ist. Entsprechend der statistischen Verteilung von Schmutzpartikeln in der Umgebungsluft sowie der Instabilität der Bearbeitungsprozesse, ist die Häufigkeit und Stärke auftretender Kontamination von optischen Elementen ein statistischer Vorgang. Ein Austausch von optischen Komponenten nach festgesetzten Zeitintervallen erfolgt daher nur in Ausnahmefällen. Meist wird eine Verschmutzung durch qualitativ unzureichende Bearbeitungsergebnisse oder eine Veränderung der Prozessparameter festgestellt. Eine Ausnahme bilden optische Komponenten, welche weniger durch einzelne Partikel verschmutzt werden, sondern vielmehr eine gleichmäßige Kontamination durch Dämpfe und Aerosole erfahren. Dies ist bei den Auskoppelfenstern von CO₂-Lasern der Fall, welche durch Elektrodenabbrand und erodiertes Glas kontaminiert und daher in regelmäßigen Serviceintervallen getauscht werden.

Mittels mehrerer Vorgehensweisen wird das Risiko von Verschmutzungen minimiert. Bei der ersten Vorgehensweise werden wichtige optische Oberflächen mit Schutzgläsern versehen, welche die Verschmutzungen abfangen sollen. Ein kontaminiertes Schutzglas führt zwar immer noch zu einer Verschlechterung der optischen Leistung einer Optik, kann aber schnell und kostengünstig gegen ein sauberes ausgetauscht werden. Das Risiko für eine Kontamination einer so geschützten Oberfläche ist wesentlich geringer, als für eine ungeschützte Oberfläche. Die durch ein Schutzglas geschützte Oberfläche ist nur noch für die Zeit der Umgebung direkt ausgesetzt, welche zum Wechsel des kontaminierten gegen ein sauberes Schutzglas benötigt wird. Bei der zweiten Vorgehensweise wird durch ein sauberes, trockenes Spülgas ein leichter Überdruck innerhalb der Optik gegenüber der Umgebung erzeugt. Schmutz aus der Umwelt soll so von der Optik ferngehalten werden. Dieses simple Prinzip ist in der Praxis oft nur schwer korrekt umzusetzen und führt häufig nicht zum gewünschten Erfolg. Stickstoff aus Druckflaschen oder die Luft aus zentralen Druckluftversorgungen ist zwar meist frei von Partikeln, kann jedoch feinste Aerosole von Schmiermitteln oder andere Dämpfe enthalten. Diese können sich wiederum an den Oberflächen der optischen Komponenten ablagern und dort den Absorptionskoeffizienten erhöhen. Daher sollte immer ein gesonderter, geeigneter Luftfilter in der Spülgasversorgung installiert werden. Daneben wird die Spülung häufig nicht ständig betrieben, sondern ist an die Betriebszeiten der Bearbeitungsmaschine gekoppelt, wodurch außerhalb der Betriebszeiten Schmutz in die Optik gelangen kann.

3 Thermalmodell einer optischen Komponente

Zur Ermittlung der laserinduzierten Temperaturverteilung innerhalb von optischen Komponenten wurden in Kapitel 2 Gleichungen hergeleitet, welche die analytische Berechnung der Temperaturverteilung erlauben. Um den Rechenaufwand gering zu halten, sowie um Gleichungen in analytisch lösbarer Form zu erhalten, wurden einige Vereinfachungen getroffen. Unter anderem wurde angenommen, dass die Entwärmung der zylindrischen, optischen Komponenten ausschließlich über deren Mantelfläche geschieht. Diese Annahme ist für eine Vielzahl optischer Elemente mit geringer Absorption wie Linsen, Spiegel oder Strahlteiler aus Quarzglas zulässig. Die Annahme versagt jedoch bei einer, für die Entstehung eines thermischen Linseneffekts, besonders interessanten Gruppe von Komponenten innerhalb von Laserbearbeitungsköpfen. Dies sind diejenigen Elemente, welche durch den Bearbeitungsprozess regelmäßig verschmutzt werden, sowie einen Arbeitsgasraum hermetisch abschließen. Diese können beispielsweise Schutzgläser oder, im Fall von CO₂-Laser Applikationen, Fokussierlinsen aus ZnSe sein. Derartige Elemente erfahren den Großteil der Laserabsorption durch Verschmutzungen an nur einer optischen Oberfläche - derjenigen welche dem Prozess zugewandt ist. Des Weiteren werden diese Elemente meist durch ein Prozessgas oder durch separat zugeführte Kühlluft aktiv entwärmt. Die Kühlleistung kann in diesem Fall um Größenordnungen über derjenigen liegen, die durch Wärmeleitung über die Mantelfläche an die Optikkfassung erreicht werden kann. Zudem erfolgt die Entwärmung bei aktiver Kühlung durch einen Gasstrom über die optischen Oberflächen, wodurch sich ein anderes Temperaturprofil einstellt, als bei ausschließlicher Kühlung durch Wärmeleitung über die Mantelfläche.

In diesem Kapitel ist Entwicklung und Ergebnis eines Programms zur Simulation der Temperaturverteilung innerhalb optischer Elemente mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode (FEM) beschrieben. Der Temperaturverlauf im thermischen Gleichgewicht kann damit für zylindrische Komponenten orts aufgelöst simuliert werden, wobei Strahlintensitätsprofil, Absorptionsgrad an den Oberflächen und im Volumen, Wärmeableitung über Oberflächen und der Mantelfläche, Geometrie, sowie Materialkenndaten frei konfigurierbar sind.

3.1 Aufbau des Thermalmodells

Zu Beginn des Projektes wurde die Integration des Thermalmodells in das Ultraschallmesssystem angestrebt. Bei der Programmentwicklung wurde daher auf den Einsatz proprietärer oder quelloffener Softwarekomponenten aus dritter Hand weitgehend verzichtet, um eine reibungsfreie Implementierung des Modells trotz der vergleichsweise geringen Rechenleistung der Messsystemelektronik zu ermöglichen. Das Thermalmodell sollte anhand der

3 Thermalmodell einer optischen Komponente

Messergebnisse die Temperaturverteilung innerhalb der überwachten Komponente berechnen, sowie die resultierende thermische Brechkraftänderung ermitteln. Das Projekt musste jedoch aus unternehmerischen Erwägungen nach eingangs beschriebenem Stand der Entwicklung gestoppt werden, da der Markt nur ein reines Temperaturmesssystem ohne weitere Intelligenz forderte. Wie noch gezeigt werden wird, ist zudem die Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangs von der optischen Komponente zur Umgebung fehleranfällig, so dass die Gültigkeit der durch das Model berechneten Werte bei Einsatz in der industriellen Praxis fragwürdig gewesen wäre. Eine Kompensation eines thermischen Fokussifts ist des Weiteren in Grenzen auch ohne hinterlegtes Thermalmodell anhand empirisch ermittelter Daten und der aktuellen Optiktemperatur möglich. Jedoch können mit Hilfe des Thermalmodells Erkenntnisse bezüglich der Wärmeverteilung in optischen Elementen bei Konvektion sowie bei arbiträr geformtem Laserstrahl gewonnen werden.

Grundlage des Thermalmodells ist die Aufteilung einer optischen Komponente in Teilkörper (finite Elemente), siehe Abbildung 3.1.

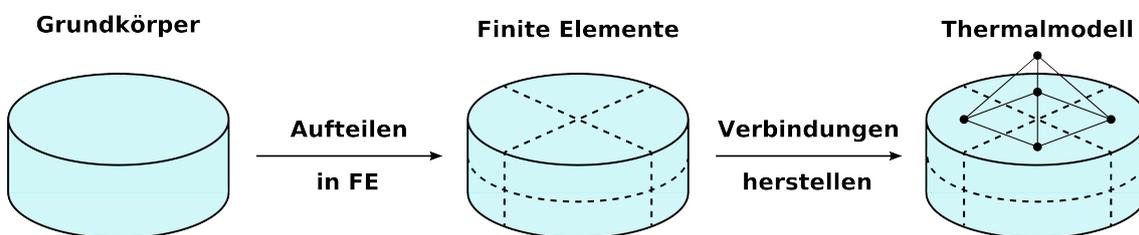


Abbildung 3.1: Aufbau eines FEM-Modells: Das Objekt wird in Teilkörper zerlegt (finite Elemente), welche miteinander in Verbindung stehen. Das Verhalten der Teilkörper kann durch einfache Funktionen berechnet werden.

Das physikalische Verhalten dieser Teilkörper kann hierbei durch einfache Funktionen berechnet werden. Da nahezu alle optischen Elemente in Laserbearbeitungsköpfen eine zylindrische Form aufweisen, bzw. durch eine solche näherungsweise beschrieben werden können, bietet sich eine Aufteilung in aufeinander gestapelte Zylindersegmente an, die in radialer Richtung ebenfalls segmentiert sind. Die einzelnen Teilkörper sind demnach gestapelte Segmente mehrerer konzentrischer Hohlzylinder mit Innenradien r_i und Außenradien r_a . Das Verhalten dieser Teilstücke wird anhand jeweils eines Punktes innerhalb eines Teilstücks ermittelt. Der Punkt liegt dabei in radialer Richtung mittig zwischen den beiden Radien, in azimuthaler Richtung mittig im entstandenen Kreisbogen und in z -Richtung auf halber Höhe des Teilstücks. Ebenso wird die Umgebung der Komponente als Punkte betrachtet. Die Berechnungspunkte der Teilstücke, auch Knoten genannt, besitzen jeweils folgende Merkmale:

- spezifische Wärmekapazität c
- erzeugte Wärme q
- Knotentemperatur T
- Wärmeleitwerte G zu benachbarten Teilstücken
- Wärmeleitwerte G zu benachbarten Randknoten

Wärmeleitwerte zu benachbarten Randknoten existieren nur für Teilstücke, welche direkten Kontakt zur Umgebung haben. Jedes Teilstück besitzt nach allen Seiten jeweils eine Verbindung mit spezifischem Wärmeleitwert. Die spezifische Wärmekapazität wird nur für die Berechnung einer transienten Temperaturverteilung benötigt.

Das thermische Verhalten eines jeden Knotens kann mathematisch mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung beschrieben werden, wobei hier nur der stationäre Fall betrachtet werden soll. [11]

$$q_i + \sum_j G_{ij} \cdot (T_j - T_i) + \sum_k G_{ik} \cdot (T_k - T_i) = 0 \quad (3.1)$$

Hierbei ist i der Index des betrachteten Knotens, j der Index der verbundenen Knoten und k der Index der verbundenen Randknoten. Umstellen ergibt

$$T_i \cdot \left(\sum_j G_{ij} + \sum_k G_{ik} \right) + \sum_j (-G_{ij}) \cdot T_j = q_i + \sum_k G_{ik} \cdot T_k \quad (3.2)$$

Anhand Gleichung 3.2 ist ersichtlich, dass sich die Wärmeleitungsgleichungen aller Knoten auch übersichtlich in Matrixschreibweise darstellen lassen:

$$\begin{bmatrix} \left(\sum_j G_{1j} + \sum_k G_{1k} \right) & -G_{12} & \dots & -G_{1j} \\ -G_{21} & \left(\sum_j G_{2j} + \sum_k G_{2k} \right) & \dots & -G_{2j} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -G_{j1} & -G_{j2} & \dots & \left(\sum_j G_{ij} + \sum_k G_{ik} \right) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ \dots \\ T_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} q_1 + \sum_k G_{1k} \cdot T_k \\ q_2 + \sum_k G_{2k} \cdot T_k \\ \dots \\ q_j + \sum_k G_{jk} \cdot T_k \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Für die Temperatur T_i des Knotens i folgt die Gleichung

$$T_i = \frac{q_i + \sum_j G_{ij} \cdot T_j + \sum_k G_{ik} \cdot T_k}{\sum_j G_{ij} + \sum_k G_{ik}} \quad (3.4)$$

Die Leitwerte zwischen benachbarten Knoten ergeben sich aus geometrischen Überlegungen und sind in Tabelle 3.1 angegeben, sowie in Abbildung 3.2 veranschaulicht.

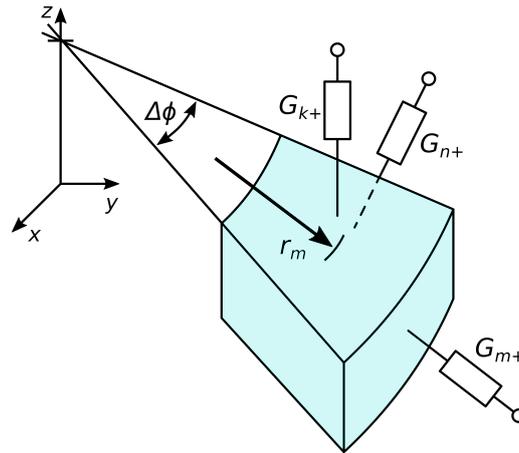


Abbildung 3.2: Wärmeleitwerte eines Zylindersegmentes der Höhe z an der Radialkoordinate r_m und im Winkelintervall $\Delta\phi$ zu benachbarten Knoten im Zylinderkoordinatensystem. Zusätzlich zu den eingezeichneten Leitwerten existieren gleichartige in jeweils negativer Achsrichtung, wobei die Werte entsprechend der Gleichungen in Tabelle 3.1 ermittelt werden können.

Tabelle 3.1: Tabelle der internen Wärmeleitwerte im zylindrischen Koordinatensystem. Der Parameter k stellt hier die spezifische Wärmeleitfähigkeit dar.

Nomenklatur	r, m ϕ, n z, k
G_{m+}	$\frac{(r_m + \Delta r/2)\Delta\phi\Delta zk}{\Delta r}$
G_{m-}	$\frac{(r_m - \Delta r/2)\Delta\phi\Delta zk}{\Delta r}$
G_{n+}	$\frac{\Delta r\Delta zk}{r_m\Delta\phi}$
G_{n-}	$\frac{\Delta r\Delta zk}{r_m\Delta\phi}$
G_{k+}	$\frac{r_m\Delta\phi\Delta rk}{\Delta z}$
G_{k-}	$\frac{r_m\Delta\phi\Delta rk}{\Delta z}$

Der Ablauf einer Temperaturverteilungssimulation gestaltet sich wie folgt: Zu Beginn der Simulation zerteilt das Programm den Zylinder in k Scheiben, diese jeweils in n Zylindersegmente und diese wiederum in m Hohlzylindersegmente. Es ergeben sich $N = k \cdot n \cdot m$ Knoten. Hinzu kommen drei Randknoten: Jeweils ein Knoten, welcher die Umgebung der Ober- bzw. Unterseite der Komponente repräsentiert, sowie ein Knoten, welcher die Umgebung der Mantelfläche des Zylinders darstellt. Die Nummerierung der Knoten ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Die Einerstelle der Knotennummer beschreibt die Position des Knotens in azimuthaler ($n-$) Richtung, die Zehnerstelle die Position in radialer ($m-$) Richtung und die Hunderterstelle die Position in z (k). Die Randknoten besitzen Knotennummern oberhalb der Teilstücknummern. Die maximale Anzahl möglicher Knoten in eine Richtung ist durch dieses Nummerierungssystem auf zehn begrenzt, in der Praxis ist diese Auflösung jedoch ausreichend und erlaubt die schnelle Berechnung des Modells.

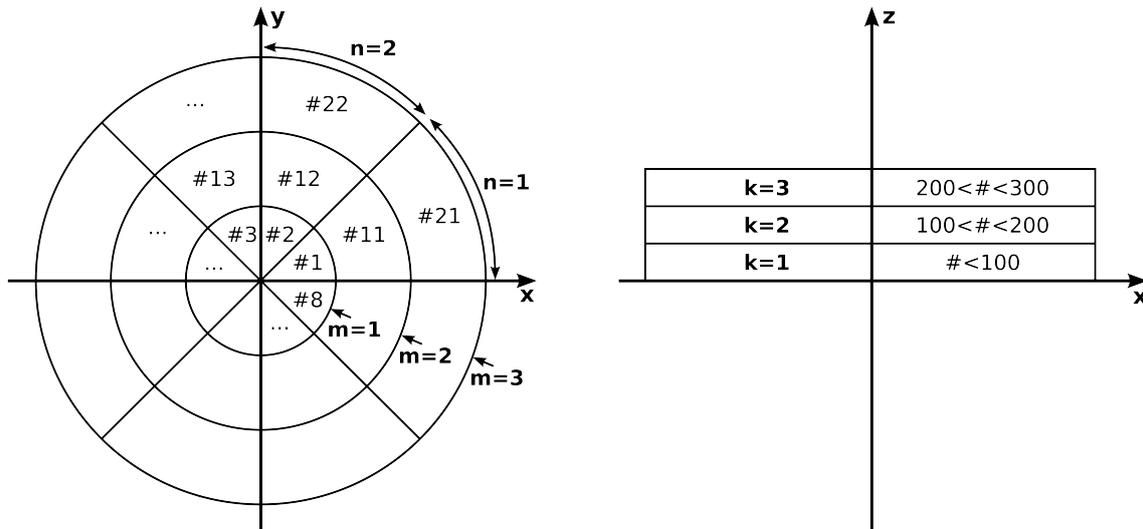


Abbildung 3.3: Nummerierungsschema der Teilstücke bzw. Knoten des FEM-Modells.

Anschließend werden die Wärmeleitwerte zwischen benachbarten Knoten berechnet. Jene Knoten, deren Teilstücke vom Laserstrahl durchstrahlt werden und damit einen Teil der Laserstrahlung absorbieren, erhalten zudem eine Wärmequelle. Deren Wert richtet sich nach dem bestrahlten Volumen und dem Volumenabsorptionskoeffizienten des Teilstücks, sowie der bestrahlten Oberflächenfläche und dem Oberflächenabsorptionskoeffizienten des Teilstücks, sofern das betrachtete Teilstück einen Teil der Oberfläche des optischen Elementes repräsentiert. Des Weiteren werden Laserleistung, sowie die Intensitätsverteilung des Laserstrahls berücksichtigt. Danach können die Temperaturen aller Knoten berechnet werden, wobei die Temperatur der Randknoten als Randbedingung konstant und voreingestellt ist. Diese Annahme ist erlaubt, da Laserbearbeitungsköpfe für hohe Leistungen üblicherweise über eine Flüssigkeitskühlung auf einer bekannten, konstanten Temperatur gehalten werden.

3.2 Lösung des Thermalmodells

Die Berechnung der Temperaturen kann entweder durch Lösen der Matrix 3.3 erfolgen oder durch iterative Berechnung der Gleichung 3.4 für alle Knoten. Dies ist als Gauß-Seidel Iteration bekannt. Die Iteration verläuft in drei Stufen:

1. Die Temperaturwerte aller Knoten (bis auf die Randknoten) werden mit einem Startwert vorinitialisiert. Im hier beschriebenen Fall wird die konstante Temperatur eines Randknotens als Anfangswert angenommen.
2. Die Knotentemperaturen werden entsprechend Gleichung 3.4 berechnet. Für die Berechnung werden stets die aktuellsten Temperaturwerte verwendet.
3. Schritt Nummer 2 wird solange wiederholt, bis aufeinanderfolgende Berechnungsschritte des selben Knotens nur mehr geringfügig verschiedene Werte ergeben oder eine andere Abbruchbedingung erfüllt ist. Dies kann das Ungleichgewicht des betrachteten Systems oder einzelner Knoten sein, d.h. das Verhältnis von erzeugter

Wärme und abgeführte Wärme. Zusätzlich ist ein maximaler Wert für die Anzahl der Iterationen vorgesehen für den Fall, dass das thermische Gleichgewicht nicht erreicht werden kann.

Die Genauigkeit der Berechnung ist in der Praxis nicht primär von der Anzahl der Knoten oder der Abbruchbedingung abhängig, solange an dieser Stelle nicht vollkommen ungeeignete Werte angesetzt werden. Den bedeutendsten Einfluss auf die Genauigkeit der Simulation hat die Wahl der Randbedingungen bzw. die Wärmeleitfähigkeiten der Verbindungen zu den Randknoten, da die Kühlung durch Konvektion der betrachteten Komponente in der Simulation durch die Wärmeleitkoeffizienten zwischen Knoten der Komponente und den Randknoten berücksichtigt wird. Diese können nach bewährten Faustregeln oder experimentell bestimmt werden. Aufgrund der komplizierten Geometrie der Optikfassungen oder der Gaszuführung in Bearbeitungsköpfen kann eine Berechnung nach Faustregeln stark fehlerbehaftet sein. Auch bei experimenteller Bestimmung der Werte sind Unsicherheiten von über 25 % nicht ungewöhnlich.

Im Folgenden wird die Wärmeübergangszahl durch freie Konvektion von einer optischen Komponente an die Umgebung in einer typischen röhrenförmigen Einfassung abgeschätzt. Die optischen Oberflächen der Komponente werden als waagrecht angenommen. Beide Annahmen treffen auf einen Großteil der Laserbearbeitungsköpfe, insbesondere auf Laserschneidköpfe, zu. Aufgrund der Absorption von Laserstrahlung ist die Temperatur der Komponente stets höher, als die Temperatur der Umgebung. Unterhalb der betrachteten Komponente bildet sich daher eine Schicht aus warmem Gas. Dieses warme Gas hat eine geringere Dichte, als das kühlere Gas weiter unten in der röhrenförmigen Einfassung und löst daher keine Konvektionsströmungen aus. Die Wärmeübertragung unterhalb der optischen Komponente ist demnach alleine durch die Wärmeleitfähigkeit des Gases bestimmt. Oberhalb der Komponente kann das erwärmte Gas aufsteigen und durch kühles Gas ersetzt werden, es entsteht eine Strömung. Es existieren einige empirische Gleichungen, mit deren Hilfe sich thermodynamische Kennzahlen von überströmten Körpern berechnen lassen [11]. Anhand dieser Gleichungen kann die Nußelt-Zahl Nu bestimmt und letztendlich die Wärmeübergangszahl h an der oberen Oberfläche ermittelt werden.

$$h = \frac{Nu \cdot k}{L} \quad (3.5)$$

Hierin ist k die Wärmeleitfähigkeit des Kühlgases und L die Abmessung des Strömungsfeldes. Für den hier behandelten Fall von freier Konvektion in abgeschlossenen Räumen kann die Nußelt-Zahl berechnet werden zu

$$Nu = 0,55 (Gr \cdot Pr)^{1/4} \quad (3.6)$$

Gr und Pr ist die Grashof-Zahl, respektive die Prandtl-Zahl. Die Grashof-Zahl berechnet sich aus der Länge des Strömungsfeldes L , der Erdbeschleunigung g , der mittleren Temperaturdifferenz zwischen Komponente und Gas ΔT , dem Wärmeausdehnungskoeffizient β , sowie der kinematischen Viskosität ν zu

$$Gr = \frac{L^3 g \Delta T \beta}{\nu^2} \quad (3.7)$$

Die Prandtl-Zahl erfasst die Stoffgrößen spezifische Wärmekapazität c , Dichte ρ und Wärmeleitfähigkeit k .

$$Pr = \frac{\nu c \rho}{k} \quad (3.8)$$

Die Länge des Strömungsfeldes zur Berechnung der Grashof-Zahl ist die Länge der abgeschlossenen, zylindrischen Einfassung der Komponente. Es wird angenommen, dass dieser Wert dem Durchmesser der Komponente entspricht. Für eine Komponente mit 30 mm Durchmesser und Luft als Kühlgas ergeben sich bei einer Temperaturdifferenz von 20 K zwischen Umgebung und Komponente folgende Werte:

$$Gr = \frac{L^3 g \Delta T \beta}{\nu^2} = \frac{(0,03 \text{ m})^3 \cdot 9,81 \text{ m s}^{-2} \cdot 20 \text{ K} \cdot 0,003 665 \text{ K}^{-1}}{(15,1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2})^2} \approx 85000 \quad (3.9)$$

$$Pr = \frac{\nu c \rho}{k} = \frac{15,1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \cdot 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 1,2 \text{ kg m}^{-3}}{0,0262 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}} \approx 0,7 \quad (3.10)$$

Nach Gleichung 3.5 und 3.6 beträgt die Wärmeübergangszahl damit $h \approx 8,7 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Dieser Wert kann einen hohen Fehler aufweisen, liefert jedoch eine Einschätzung über die Größenordnung der Wärmeübergangszahl. Die Prandtl-Zahl kann mit hoher Genauigkeit berechnet werden, da diese von bekannten Kenndaten des Kühlgases abhängig ist. Die Berechnungen der Grashof- und Nußelt-Zahl basieren jedoch auf Messdaten von thermodynamischen Systemen, die dem hier betrachteten System am ähnlichsten sind. Zudem ist die Grashof-Zahl abhängig von der Temperaturdifferenz zwischen optischer Komponente und deren Umgebung.

Die Bedeutung der freien Konvektion zur Entwärmung einer Komponente soll durch einen Vergleich mit der Entwärmung durch Wärmeleitung über die Mantelfläche im Folgenden verdeutlicht werden. Hierzu wird wieder ein bestrahltes Schutzglas aus Quarzglas mit den Kenndaten entsprechend der Tabelle 3.2 betrachtet.

Kennzeichnend für die Entwärmungsleistung durch Wärmeleitung ist der Wärmewiderstand des nicht durchstrahlten Volumens. Dieser bestimmt wesentlich den Temperaturanstieg des durchstrahlten Volumens und berechnet sich entsprechend Gleichung 2.27 zu

$$\begin{aligned} R_{th,material} &= \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot l \cdot k} \ln \left(\frac{R^2}{a^2} \right) = \\ &= \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot 0,005 \text{ m} \cdot 1,38 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}} \ln \left(\frac{(0,015 \text{ m})^2}{(0,007 \text{ m})^2} \right) = 17,6 \text{ K W}^{-1} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Tabelle 3.2: Kenndaten eines Schutzglases aus Quarzglas für ein Rechenbeispiel zur Entwärmung durch freie Konvektion.

Eigenschaft	Symbol	Wert
Radius	R	15 mm
Dicke	l	5 mm
Strahlradius	a	7 mm
Absorptionskoeffizient	β	500 ppm
Laserleistung	P	1000 W
Wärmeleitfähigkeit	k	$1,38 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Gemittelte Temperaturerhöhung	ΔT	20 K

Der Wärmewiderstand zur konvektierenden Luft wird bestimmt durch die eben berechnete Wärmeübergangszahl h und einer Oberfläche der Komponente. Es ergibt sich folgende Gleichung:

$$R_{th,air} = \frac{1}{h \cdot \pi \cdot R^2} = \frac{1}{8,7 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1} \cdot \pi \cdot (0,015 \text{ m})^2} = 162 \text{ K W}^{-1} \quad (3.12)$$

Das Verhältnis von Entwärmung durch Konvektion zu Wärmeleitung beträgt in diesem Beispiel etwa eins zu zehn. Für Materialien mit besserer Wärmeleitfähigkeit, verglichen mit ZnSe (Wärmeleitfähigkeit $18 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$), verschiebt sich dieses Verhältnis weiter in Richtung Entwärmung durch Wärmeleitung.

Das eben gerechnete Beispiel verdeutlicht wiederum die Richtigkeit der Annahmen aus Kapitel 2, wonach die Entwärmung durch Konvektion vernachlässigt werden kann, sofern die betroffene optische Komponente nicht aktiv durch einen Gasfluss gekühlt wird.

Durch erzwungene Konvektion kann eine wesentlich höhere Wärmeübergangszahl erreicht werden, als durch freie Konvektion. Die Nußelt-Zahl wird in diesem Fall anhand der Prandtl-Zahl sowie der Reynolds-Zahl bestimmt. Die Reynolds-Zahl gibt das Verhältnis von Trägheits- und Zähigkeitskräften des Fluids wieder und ist damit ein Maß, inwieweit innerhalb eines Fluids turbulente Strömungen entstehen können. Im Gegensatz zur freien Konvektion ist die Wärmeübergangszahl durch erzwungene Konvektion nicht von der Temperatur der gekühlten Komponente abhängig, sofern die Stoffeigenschaften des Kühlgases im betrachteten Temperaturbereich als konstant angenommen werden können. Auf die Berechnung anhand von empirisch ermittelten Gleichungen soll an dieser Stelle verzichtet werden. Die erzwungene Konvektion bildet bei den gegebenen Geometrien stets turbulente Strömungen aus, welche weitere fehlerträchtige Annahmen erforderlich machen und somit ein insgesamt fragwürdiges Ergebnis zur Folge hätten. Abschätzungen anhand von Temperaturmessungen und dedizierte Messungen zum Zweck der Bestimmung dieses Wertes haben jedoch ergeben, dass die Wärmeübergangszahl zwei bis vier Größenordnungen über jener der freien Konvektion liegen kann.

Die experimentelle Bestimmung der Wärmeübergangszahl von einer optischer Komponente an ein Kühlgas ist in der Praxis ebenfalls fehlerbehaftet, da die absorbierte Laserleistung von Komponenten im eingebauten Zustand meist nicht zuverlässig bestimmt werden kann. Eine optische Leistungsmessung kann die absorbierte Leistung häufig nicht mit

der notwendigen Präzision bestimmen, da die optische Leistung von Laserquellen der Kilowatt-Klasse ständig um mehrere Watt schwankt. Für Komponenten im ausgebauten Zustand gibt es präzise Messverfahren zur Bestimmung der Absorption, wie beispielsweise Messlichtquellen mit geringerer, dafür jedoch stabiler Leistung. Diese unterscheiden sich jedoch im Strahlprofil von Hochleistungslasern und liefern somit keine direkt vergleichbaren Werte. Eine präzise Bestimmung der Absorption von optischen Elementen im ausgebauten Zustand ist auch anhand von Temperaturwerten des Ultraschallmesssystems in Kombination mit einer bekannten Laserquelle möglich. Hierfür müssen jedoch alle Wärmeleitwerte der Komponente zur Umgebung bekannt sein, folglich eignet sich dieses Verfahren in solchen Fällen nicht zur Bestimmung von Wärmeübergangszahlen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wärmeübergangszahl eines Schutzglases eines Precitec HP SSL Laserschneidkopfes an das Prozessgas mittels Ultraschalltemperaturmessung experimentell untersucht. Die Kausalkette, welche den Einsatz des Ultraschallmesssystems zur Bestimmung der Wärmeübergangszahl im Normalfall verhindert, wurde aufgelöst, indem die Erwärmung des Schutzglases nicht durch Absorption von Laserstrahlung in unbekannter Höhe erfolgte. Stattdessen wurde das Schutzglas durch eine bekannte elektrische Verlustleistung mittels einem aufgeklebten ohmschen Widerstand auf der prozessabgewandten Oberfläche erhitzt. Dies entspricht nicht vollständig den Gegebenheiten während eines Lasermaterialbearbeitungsprozesses, bei welchem die Absorption größtenteils an der prozesszugewandten Oberfläche stattfindet. Bei Anbringung des Widerstandes auf der prozesszugewandten Seite würde jedoch der Widerstand direkt durch den Gasfluss gekühlt, sowie ein Teil der optischen Oberfläche durch den Widerstand verdeckt werden. Die Versuchsparameter und ermittelten Wärmeübergangszahlen sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Das Schutzglas besteht aus Quarzglas und weist einen Durchmesser von 22,4 mm bei einer Dicke von 4,1 mm auf. Zur Berechnung der Wärmeübergangszahl in Tabelle 3.3 wurde vom Schutzglasradius 1 mm abgezogen, um dem Oberflächenverlust durch die Einfassung der Komponente gerecht zu werden.

Tabelle 3.3: Wärmeübergangszahl des Schutzglases eines Precitec HP SSL Schneidkopfs an das Prozessgas.

elektr. Leistung	Gasdruck (Luft)	Düsen- durchmesser	Temperatur- anstieg	Wärmeübergangs- zahl (Prozessgas)
W	bar	mm	K	$\frac{W}{m^2 K}$
2	0	1,5	50	-
2	1	1,5	37	60
2	2	1,5	34	93
2	3	1,5	31	133

Verglichen mit der bereits berechneten Wärmeübergangszahl von $h \approx 8,7 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ durch freie Konvektion an einer Komponente mit größeren Abmessungen sind die ermittelten Wärmeübergangszahlen durch forcierte Konvektion um Größenordnungen höher. Die Zunahme der Wärmeübergangszahl ist nahezu proportional zum Prozessgasdruck und damit zum Gasdurchfluss durch den Schneidkopf. Es kann daher angenommen werden, dass bei höheren Prozessgasdrücken und größeren Düsendurchmessern ohne weiteres Wärmeübergangszahlen $> 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ erreicht werden.

3.3 Evaluierung des Thermalmodells

Zur Evaluierung des Thermalmodells am Rechner im Vorfeld einer Implementierung des Modells in einen Mikrocontroller entstand eine grafische Benutzeroberfläche. Diese erlaubt die Eingabe der Modellparameter, sowie die Ausgabe der Simulationsergebnisse. Die Ergebnisse können sowohl als Liste der Knotentemperaturen, als auch grafisch als Diagramm dargestellt werden. Hiermit erzeugte beispielhafte Temperaturverläufe einer Komponente mit freier, bzw. mit erzwungener Konvektion sind in den Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellt. In beiden Simulationen wurde die Komponente als thermisch isoliert gegenüber der Optikfassung betrachtet, sodass die Darstellung des Temperaturverlaufs ausschließlich die Effekte der Konvektion repräsentiert. Die Simulation wurde mit den Annahmen entsprechend Tabelle 3.4 gestartet.

Tabelle 3.4: Eingangparameter der Thermalsimulation einer Komponente mit rein konvektiver Kühlung.

Eigenschaft	Wert
Material	Quarzglas
Radius der Komponente	15 mm
Dicke der Komponente	5 mm
Laserstrahlradius (top-hat Profil)	7 mm
Oberflächenabsorptionskoeffizient	500 ppm
Laserleistung	1000 W
Wärmeleitfähigkeit Quarzglas	$1,38 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Temperatur Umgebung/Kühlgas	20 °C
Anzahl Knoten in m-Richtung	9
Anzahl Knoten in k-Richtung	4

Für die Wärmeübergangszahlen an den Oberflächen wurden die Werte in Tabelle 3.5 angenommen.

Tabelle 3.5: Angenommene Wärmeübergangszahlen für die Thermalsimulation einer Komponente bei rein konvektiver Kühlung.

Konvektionsart	Oberfläche	Wärmeübergangszahl $\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ K}}$
frei	oben	8,7
frei	unten	1,0
erzwungen	oben	8,7
erzwungen	unten	1000

Abbildung 3.4 zeigt das Simulationsergebnis bei passiver, konvektiver Entwärmung. Die geringere Wärmeübergangszahl an der Unterseite macht sich in einer erhöhten Temperatur der unteren Schichten des FE-Modells bemerkbar. Der Durchmesser des Laserstrahls ist anhand der Temperaturdifferenz zwischen den Knoten erkennbar und reicht bis zu Knoten Nummer $m = 4$. Bemerkenswert ist zudem die sehr hohe Temperatur der Komponente bis maximal $181,4^\circ\text{C}$. Die absorbierte Laserleistung beträgt in diesem Beispiel 1 W.

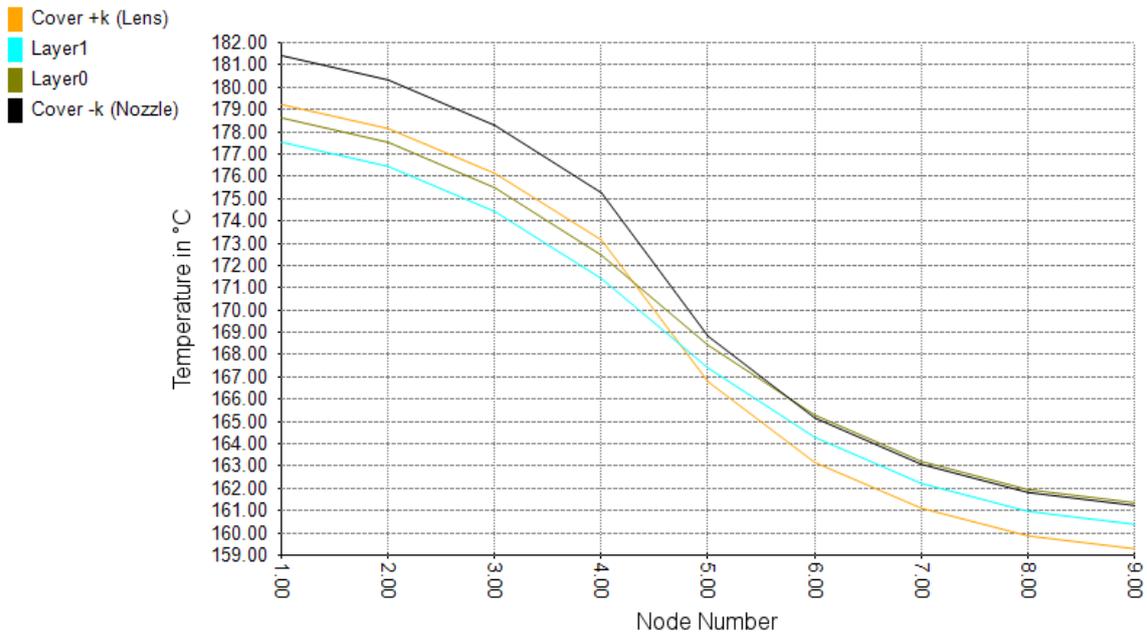


Abbildung 3.4: Bildschirmfoto des Thermalsimulatorprogramms nach Berechnung eines Temperaturverlaufs innerhalb einer durchstrahlten optischen Komponente in radialer Richtung bei ausschließlicher Kühlung über freie Konvektion. Dargestellt ist auf der Ordinatenachse die Temperatur sowie auf der Abszissenachse die Knotennummer in m-Richtung für vier Schichten entlang der Dicke der Komponente. Aufgrund der geringen Kühlleistung durch freie Konvektion wird eine Temperatur von maximal $181,4^\circ\text{C}$ erreicht.

3 Thermalmodell einer optischen Komponente

In Abbildung 3.5 ist das Simulationsergebnis bei passiver, konvektiver Entwärmung an der Oberseite, sowie aktiver, konvektiver Entwärmung an der Unterseite der Komponente dargestellt. Eine Kühlwirkung in dieser Größenordnung erfährt beispielsweise ein Schutzglas zum Abschluss des Arbeitsgasraumes des Prozessgases beim Stickstoffhochdruck-Laserschneiden. Die maximale Temperatur beträgt in diesem Beispiel nur noch 32,5 °C, wobei eine große Temperaturdifferenz zwischen der aktiv gekühlten Unterseite und der passiv gekühlten Oberseite erkennbar ist. Zum Rand hin haben die Knotentemperaturen nahezu die Temperatur der Umgebung erreicht.

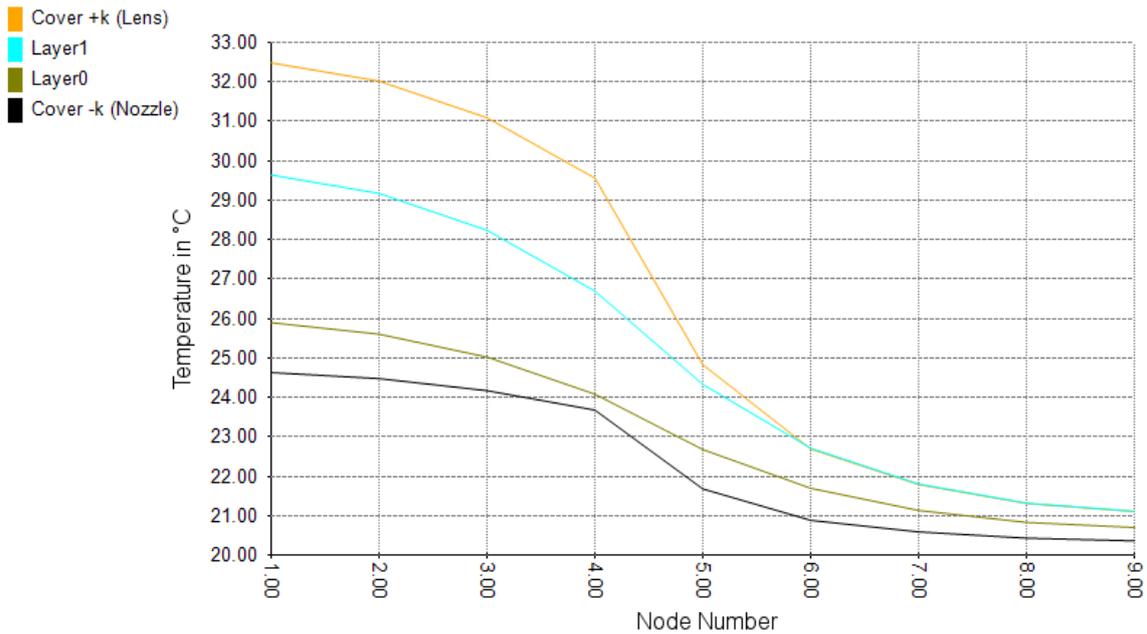


Abbildung 3.5: Bildschirmfoto des Thermalsimulatorprogramms nach Berechnung eines Temperaturverlaufs innerhalb eines durchstrahlten optischen Elements in radialer Richtung bei Kühlung über freie Konvektion an der Oberseite sowie über erzwungene Konvektion an der Unterseite. Dargestellt ist auf der Ordinatenachse die Temperatur sowie auf der Abszissenachse die Knotennummer in m-Richtung für vier Schichten entlang der Dicke der Komponente. Durch effektive Kühlung mittels erzwungener Konvektion erreicht die maximale Temperatur lediglich 32,5 °C. Deutlich erkennbar ist der durchstrahlte Bereich als Temperaturplateau bis hin zu Knoten $m = 4$.

4 Werkzeuge für die Strahldiagnostik

Die Absorption von Laserstrahlung an Strahlführenden sowie -formenden optischen Komponenten innerhalb von Laserbearbeitungsanlagen sowie die daraus resultierenden thermo-optischen Effekte, wie sie in Kapitel 2 und Kapitel 3 dargestellt wurden, sind in der industriellen Praxis unvermeidbar. Wohingegen das Thema bei Entwicklern von Laserquellen und Laserbearbeitungsköpfen hohe Beachtung findet und in der Konzeption entsprechender Produkte bedacht wird, ist es bei den Bedienern von Laserbearbeitungsanlagen tendenziell weniger bekannt. Der Grund hierfür ist, dass die Optiken und Prozessparameter üblicherweise derart ausgelegt sind, dass ein thermischer Linseneffekt bis zu einem gewissen Ausmaß toleriert werden kann. Daher tritt der Linseneffekt beim Einsatz von Laserprozessen in der Fertigung selten direkt in Erscheinung. Kommt es trotzdem zu einer Verschmutzung des optischen Systems mit einhergehender erhöhter Absorption oder zu einer thermischen Überlastung von prozessgefährdendem Ausmaß, wird die Wahrnehmung des Problems durch die vergleichsweise langen Zeitkonstanten der thermischen Systeme behindert, welche mehrere Minuten betragen können. Diese bewirken eine schleichende, stetig zunehmende Verschlechterung des Bearbeitungsergebnisses sowie der Prozessstabilität. Durch den schleichenden Charakter der thermischen Effekte kommt erschwerend hinzu, dass Probleme oft genau dann erstmals auftreten, wenn ein Wechsel auf einen Prozess mit einer höheren Laserleistung bzw. Laser-an-Zeit und dementsprechend höheren Optiktemperaturen stattgefunden hat. Dieser Wechsel auf einen neuen Prozess verleitet dazu, die Ursache zunächst bei der Vielzahl von einstellbaren Prozessparametern zu suchen. Die Ursache für schlechte Bearbeitungsergebnisse wird typischerweise erst zuletzt bei den optischen Komponenten gesucht. Hierdurch kann es zu längeren und teuren Produktionsausfällen kommen. Ein Überwachungssystem der optischen Komponenten oder der Strahleigenschaften kann derartige Produktionsausfälle verhindern, indem es den Bediener frühzeitig und detailliert auf Abweichungen im optischen System hinweist.

Des Weiteren führen die rapiden Fortschritte bei Hochleistungslaserquellen und -prozessen vermehrt zu Problemen, deren Ursache die Absorption an optischen Elementen darstellt. Folgende Trends können hierbei ausgemacht werden:

- Steter Anstieg der Emissionsleistung der Strahlungsquellen an Bearbeitungsanlagen.
- Vermehrter Einsatz von Quellen mit kürzeren Emissionswellenlängen.
- Steigerung der Brillanz der installierten Laserquellen.
- Zunahme der Anzahl an optischen Komponenten innerhalb des Strahlengangs.
- Einengung der Prozessfenster durch Verbesserung der Maschinendynamik (Beschleunigung, Verfahrgeschwindigkeit).

Die Anforderungen an die optischen Komponenten steigen aufgrund der genannten Trends, wodurch die Notwendigkeit der Kontrolle der Komponenten sowie der Strahlparameter zunimmt.

Zudem ist eine generelle Tendenz hin zu vermehrtem Einsatz von Sensorik, Autonomie und Digitaltechnik in Bearbeitungsanlagen zu erkennen, weshalb die Integration einer Optiküberwachung zum einen eine höhere Daseinsberechtigung erfährt und zum anderen vereinfacht wird, da die digitale Infrastruktur innerhalb der Anlagen besser ausgebaut ist. Als Stichwort sei an dieser Stelle der Begriff „Industrie 4.0“ genannt. Die Anlagenhersteller verfolgen mit dem vermehrten Einsatz von Sensorik das Ziel, mehr oder weniger vollkommen autonom arbeitende Anlagen zu ermöglichen. Die Aufgaben des Bedieners sollen sich auf das Beladen der Anlagen mit Rohmaterial und der Entnahme der fertigen Werkstücke beschränken. Der Bediener soll hierbei über keine oder wenig Kenntnisse von Lasertechnologie, Fertigungsverfahren und Anlagenprogrammierung verfügen müssen. Dieses Ziel setzt Sensorik voraus, die Probleme im System zuverlässig und möglichst detailliert erfassen können. Die Anlage muss dem unwissenden Bediener exakt die Art eines defekten Bauteils, den Ort dieses Bauteils und Handlungsanweisungen zur Fehlerbehebung mitteilen können.

4.1 Überwachung eines Optiksystems

Zur direkten Überwachung der Strahlqualität existieren im wesentlichen zwei Systemgruppen: Die erste Gruppe tastet den Strahl rasterförmig in drei Dimensionen ab und leitet die Strahlintensität vom Messort an einen nicht-ortsauflösenden Detektor. Durch den späteren Vergleich aller Detektorwerte kann das Strahlprofil rekonstruiert und wichtige Strahlparameter berechnet werden. Die Abtastung kann durch eine Messspitze mit einer kleinen Bohrung erfolgen, durch die ein kleiner Anteil der Strahlung eintritt und zu einem Detektor geleitet wird. Die Messspitze befindet sich am Rand einer rotierenden Scheibe, die entlang und quer zur Strahlachse verfahren werden kann. Hierdurch kann die Messspitze im Messvolumen bewegt werden. Eine große Bahngeschwindigkeit der Spitze verhindert eine lange Aufenthaltsdauer innerhalb des Strahls und somit eine Zerstörung der Spitze [25]. Alternativ kann die Abtastung über einen Spalt geschehen, welcher quer zur Strahlachse durch den Strahl geführt wird. Die durchscheinende Emission wird zu einem Detektor geleitet, die Verarbeitung der Detektorwerte erfolgt analog zu der der Messspitze. Allen abtastenden Systemen gemein ist eine Limitierung hinsichtlich der maximalen Intensität, welche zur Zerstörung des abtastenden Elementes führen kann. Zudem benötigt die Abtastung eine gewisse Zeit, bedingt eine relativ aufwendige Mechanik und kann die Strahlkaustik am Bearbeitungsort nicht während eines Bearbeitungsprozesses erfassen. Derartige Systeme werden daher nur zur Untersuchung der optischen Eigenschaften von Laserquellen oder Bearbeitungsköpfen im Laborumfeld verwendet, jedoch nicht serienmäßig verbaut.

Die zweite Systemgruppe setzt ortsauflösende Detektoren zur Bestimmung der Strahlqualität ein. Hierbei wird ein abgeschwächter Teilstrahl des Bearbeitungsstrahls auf ein Kamerasystem geleitet, welches das Strahlprofil direkt als Bild wiedergeben oder durch Methoden der Bildverarbeitung Strahlparameter errechnen kann. Theoretisch kann dieser Aufbau das Strahlprofil am Bearbeitungsort bestimmen, in der Praxis leiden jedoch die vielen zusätzlich erforderlichen optischen Komponenten sowie die optischen Abschwächer

selbst unter einem thermischen Linseneffekt. Eine Alternative für sehr hohe Laserleistungen stellt das direkte Betrachten des Laserstrahles mittels eines Kamerasystems dar. Beim Durchstrahlen von staubfreiem Gas kann ein leistungsstarker Laserstrahl aufgrund von Rayleigh-Streuung direkt im Profil beobachtet werden [26]. Eine weitere Möglichkeit bietet das beobachten des Prozesses mittels eines Kamerasystems. Eine Variation der Fokusslage gegenüber dem Werkstück kann anhand der Größe der Interaktionszone zwischen Laserstrahl und Werkstück erkannt werden [27]. Üblicherweise wird der Prozess koaxial mit dem Bearbeitungsstrahl betrachtet, wobei die Strahlengänge von Laser und Kamera mittels eines Strahlteilers im Bearbeitungskopf zusammengeführt werden. Da nun das Kamerasystem einen Teil der Optik des Bearbeitungskopfes mitbenutzt, machen sich thermische Linseneffekte der optischen Komponenten innerhalb des Kopfes auch in der Schärfe des Kamerabildes bemerkbar. Das Maß, um welches das Autofokussystem der Kamera nachregeln muss, um wieder ein scharfes Prozessabbild zu erhalten, kann ebenfalls als Indikator für die Größe des thermischen Linseneffekts betrachtet werden.

Zur Ermittlung der Abbildungsleistung der Optik eines Bearbeitungskopfes und auftretender thermischer Effekte kann in einigen Fällen die Interaktion des Laserstrahls mit dem Werkstück herangezogen werden. Einige Bearbeitungsprozesse erfordern die Fokussierung des Strahls direkt auf die Werkstückoberfläche. Durch die enormen Intensitäten am Bearbeitungsort entsteht hierbei häufig ein Plasma, welches charakteristische, intensive Strahlung im kurzwelligen Bereich des sichtbaren Spektrums erzeugt. Die Intensität dieses Plasmaleuchtens lässt bereits bei geringen Abweichungen der tatsächlichen Fokusslage vom Erwartungswert deutlich nach oder bleibt vollständig aus. Hierzu wurden Messungen mit einem optischen Prozesssensor der Firma ALL Lasersysteme GmbH während des Hochgeschwindigkeitsschneidens von galvanisierten sowie unbehandelten Baustahl von maximal 1 mm Dicke durchgeführt. Bei einer Schnittgeschwindigkeit von 1 m s^{-1} , einer Laserleistung von 4 kW, einer Fokusgröße von 100 μm und einer Fokusslage auf der Materialoberseite findet ein plasmaunterstützter Schneidprozess statt. Bereits bei Abweichungen der Fokusslage von weniger als 1 mm von der Ideallage konnte das Plasmaleuchten nicht mehr beobachtet werden. In Folge kam es zu verminderter Schnittqualität oder Schnittabbrissen. Alternativ kann auch die Rückstrahlung des Bearbeitungslasers erfasst und ausgewertet werden. Bei teilweiser Streuung der Laseremission am Bearbeitungsort kann sich nach den Gesetzen der abbildenden Optik ein Maximum der erfassten Rückreflexion bei einer Fokusslage auf der Materialoberfläche ausbilden. Beide genannten Verfahren haben den Nachteil, dass eine hohe Abhängigkeit vom Material und von weiteren Prozessparametern besteht. Die Verfahren sind daher nicht universell anwendbar.

Da die Optik von Laserbearbeitungsköpfen typischerweise nur für eine Wellenlänge - der Laseremission - ausgelegt ist, kann chromatische Aberration auftreten. Dies kann zum Messen der Fokusslage genutzt werden, indem koaxial zum Bearbeitungslaser Weißlicht zum Bearbeitungsort geführt wird. Die Fokusslagen der einzelnen spektralen Anteile dieses Lichts unterscheiden sich, wodurch sich im rückreflektierten Spektrum ein Maximum bei derjenigen Wellenlänge bildet, welche die Fokusslage auf der Materialoberfläche aufweist. Vergleichbare Messungen können auch mit zwei breitbandig monochromatischen Lichtquellen und einer vergleichenden Intensitätsmessung des rückreflektierten Messlichts beider Quellen durchgeführt werden. Diese Verfahren können jedoch nicht bei allen Laserbearbeitungsverfahren die Fokusslage detektieren. Beispielsweise liegt die Fokusslage beim Laserschneiden oft im Material. Als Rückreflektor für die Messstrahlung existiert hier nur die unregelmäßig geformte Schneidfront aus Schmelze, wodurch die Messung ungenau ist.

Auch kann oft nicht neben dem Schlitzspalt gemessen werden, da die freien Aperturen dies nicht zulassen. Zu beachten ist weiterhin, dass das Messlicht die selben optischen Volumina durchlaufen muss, wie der Bearbeitungslaser. Ansonsten würde das Messlicht nicht den selben thermischen Linseneffekt erfahren.

Allen beschriebenen Systemen zur Überwachung der Strahlqualität und der Fokusslage ist gemein, dass die Ursache einer thermischen Fokussverschiebung meist nicht exakt lokalisiert werden kann. Zwar können Abweichungen von der erwarteten Intensität am Bearbeitungsort detektiert werden, doch durch die Kontrolle der Abbildungsleistung des gesamten Optiksystems ist es jedoch nicht möglich, einzelne, defekte optische Komponenten als Quelle einer Abweichung zu orten.

4.2 Überwachung einzelner optischer Komponenten

Zur Kontrolle einzelner optischer Komponenten hinsichtlich thermischer Effekte ist die direkte Messung ihrer optischen Abbildungsleistung tendenziell zu aufwendig. Hierzu sind einfachere Verfahren besser geeignet, welche die Temperatur der Elemente bzw. weitere temperaturbeeinflusste Größen erfassen. Die einfachsten Messsysteme aus dieser Kategorie sind lokale Temperatursensoren oder pyrometrische Thermometer. Derartige Sensoren sind in neueren Bearbeitungsköpfen Standard, können jedoch nicht die Temperatur im Volumen der optische Komponente erfassen oder sind, wie im Fall des Pyrometers, anfällig gegenüber gestreuter Laserstrahlung. Bei Pyrometern bestehen weiterhin Einschränkungen aufgrund des Emissionsgrades einiger verbreiteter Materialien in der Lasertechnik. So lassen sich beispielsweise infrarot-transparente Materialien, wie z.B. Zinkselenid, nur schwer erfassen, da diese im spektralen Empfindlichkeitsbereich von Pyrometern mehr oder weniger transparent sind. Mittels derartiger Sensoren können meist nur schwerwiegende Defekte der überwachten Komponenten zuverlässig festgestellt werden. Noch unempfindlicher und träger ist die Auswertung der Zu- und Ablauftemperaturen des Kühlwassers einzelner Komponenten, welche nur für hohe Absorptionsleistungen ausreichende Empfindlichkeit aufweist.

Für Optiken aus Zinkselenid (ZnSe) und prinzipiell auch für viele weitere Materialien ist die Verschiebung der Absorptionskanten des Transmissionsspektrums eine Möglichkeit zur Temperaturmessung im Volumen [28]. Für ZnSe ist das Transmissionsspektrum in Abbildung 2.7 dargestellt. Im Bereich um 530 nm nimmt die Transmissivität deutlich ab. Die Lage dieser Schwelle zwischen Transmission und Absorption innerhalb des Transmissionsspektrums ist temperaturabhängig und kann messtechnisch erfasst werden. Das Verfahren ist nicht auf ZnSe limitiert, allerdings ist die spektrale Lage der Absorptionskanten anderer Materialien ungünstig. Zum Beispiel liegen diese bei Quarzglas bei circa 160 nm und 2,68 μm . Preisgünstige und kompakte Lichtquellen und Detektoren für diesen Spektralbereich sind bisher nicht erhältlich.

Zudem können photothermische Effekte zur Kontrolle einzelner Komponenten ausgenutzt werden. Derartige Verfahren sind hochempfindlich und werden zur Charakterisierung der Absorptionseigenschaften dünner Schichten oder Materialien regelmäßig eingesetzt. Exemplarisch kann die Beugung eines Messlaserstrahls durch den temperaturinduzierten Gradienten des Brechungsindex oder die Umlenkung eines Messlaserstrahls an der Verwöl-

bung der Oberfläche der überwachten Komponente aufgrund von thermischer Ausdehnung direkt erfasst werden [29, 30, 31]. Nachteilig ist jedoch der messtechnische Aufwand sowie die Untauglichkeit für Proben mit gekrümmter, unpolierter Oberfläche. Dem entsprechen jedoch optische Komponenten in Laserbearbeitungsköpfen, die typischerweise eine zylindrische Form aufweisen und an der Mantelfläche nicht poliert sind.

Im Folgenden Teil dieser Arbeit ist ein Messsystem zur Überwachung der Temperatur einzelner optischer Elemente auf Basis der Ultraschallthermometrie beschrieben, welches dem Bediener einer Bearbeitungsanlage frühzeitig über Ort und Ausmaß von Schäden am optischen System informieren kann. Die Eigenschaften dieses Systems füllen die Lücke, die von den hier aufgeführten Überwachungssystemen offen gelassen wurde: Das System erlaubt die präzise und schnelle Messung der Kerntemperaturen optischer Komponenten, benötigt nur günstige und kompakte Sensoren sowie keinerlei besondere Bearbeitung der Komponenten, ist unempfindlich gegenüber gestreuter Laserstrahlung und ist nicht auf bestimmte optische Materialien beschränkt.

5 Messprinzip der Ultraschallthermometrie

Das im Folgenden beschriebene Messverfahren nutzt zur Bestimmung der Temperatur von optischen Komponenten die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Materie aus. Durch Auswertung der Laufzeit von Ultraschallwellen durch ein Messobjekt ist es somit möglich, die Temperatur des Objekts präzise und auch während einer Lasermaterialbearbeitung zu überwachen.

5.1 Merkmale des Ultraschalls

5.1.1 Schallausbreitung in optischen Materialien

Die Schallgeschwindigkeit innerhalb von homogenen Festkörpern kann anhand des Elastizitätsmoduls $E(T)$, der Dichte $\rho(T)$ sowie der Poissonzahl ν des Materials angegeben werden [32]. Für die Schallgeschwindigkeit von Longitudinalwellen c_l gilt die Beziehung

$$c_l = \sqrt{\frac{E(T)}{\rho(T)} \cdot \frac{1 - \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}} \quad (5.1)$$

Die Schallgeschwindigkeit von Transversalwellen c_t liegt unterhalb der von Longitudinalwellen und berechnet sich zu

$$c_t = \sqrt{\frac{E(T)}{\rho(T)} \cdot \frac{1}{2(1 + \nu)}} \quad (5.2)$$

Sowohl das Elastizitätsmodul $E(T)$, als auch die Dichte $\rho(T)$ sind hierbei eine Funktion der Materialtemperatur, wodurch sich für die Schallgeschwindigkeit ebenfalls eine Temperaturabhängigkeit ergibt. Ist der Temperaturkoeffizient der Schallgeschwindigkeit bekannt, so kann umgekehrt anhand einer gemessenen Schallgeschwindigkeit die Temperatur ermittelt werden.

Wie noch dargestellt wird, ist der messtechnische Aufwand für eine Temperaturmessung nach diesem Prinzip vergleichsweise hoch. Das Verfahren weist jedoch den positiven Aspekt auf, dass das Messgerät das Messobjekt selbst ist, d.h. die Messgröße „Temperatur“ wird direkt anhand der Eigenschaften des Messobjektes erfasst. Die Sensoren können sich dabei fernab des eigentlichen Messorts befinden. Dies macht das Messprinzip für Messaufgaben interessant, bei denen aus unterschiedlichen Gründen kein lokaler Temperaturfühler

direkt am Messort angebracht werden kann. Neben der hier beschriebenen Anwendung an optischen Komponenten, bei welchen die intensive Laserstrahlung sowie die optische Abschattung durch eine Sonde deren Platzierung innerhalb der freien Apertur verbietet, sei der Vollständigkeit halber beispielsweise die Messung der Brennstabtemperaturen in Kernreaktoren [33, 34] als Einsatzort dieser Technik genannt. In klinischen Tests wird des Weiteren die Bestimmung der Gewebetemperatur während der therapeutischen Hyperthermie bei Krebsbehandlungen [35] erprobt.

Anhand von Tabellenbüchern [36, 21] kann für wichtige Materialien der Lasertechnik die Schallgeschwindigkeit angegeben werden, siehe Tabelle 5.1. Die Ermittlung von Temperaturkoeffizienten erfolgt hingegen empirisch anhand bekannter Materialproben, beispielsweise durch Abfahren eines bekannten Temperaturverlaufs in einem Klimaschrank, da die Werte in der Literatur für eine präzise Temperaturmessung eine zu hohe Ungenauigkeit und Streuung aufweisen. Für zwei wichtige Materialien der Lasertechnik, ZnSe und Quarzglas, sind die Koeffizienten in Tabelle 5.1 angegeben. Die Einheit $\text{ps K}^{-1} \text{mm}^{-1}$ beschreibt hierbei den Laufzeitunterschied eines Ultraschallpulses bei zweimaligem Durchlaufen eines Millimeters des betreffenden Materials pro Kelvin Temperaturänderung.

Tabelle 5.1: Schallgeschwindigkeiten (longitudinal) bei Raumtemperatur und Temperaturkoeffizienten gebräuchlicher optischer Materialien.

Material	Schallgeschwindigkeit (longitudinal)	Temperaturkoeffizient
	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$\frac{\text{ps}}{\text{K mm}}$
Quarzglas (SiO_2)	6000	26,7
Zinkselenid (ZnSe)	4420	-44,2
Diamant	18 350	-
Saphir	10 653	-
N-BK7	6048	-
N-SF11	5894	-
N-LAK22	5438	-
CaF_2	5589	-
MgF_2	7431	-
N-PSK53A	5268	-

Ein Ultraschallpuls und dessen Echo benötigen demnach zum Durchlaufen einer Linse mit 30 mm Durchmesser rund $10 \mu\text{s}$. Die Änderung der Durchlaufzeit beträgt pro Kelvin Temperaturunterschied lediglich 801 ps. Zum Vergleich: Licht im Vakuum legt in dieser Zeitspanne eine Strecke von nur 0,24 m zurück. Dieser geringe Laufzeitunterschied kann jedoch mit elektronischen Mitteln erfasst und zur Bestimmung der Temperatur der Linse verwendet werden.

5.1.2 Erzeugung von Ultraschallwellen

Die Erzeugung und Registrierung von Ultraschallwellen kann entweder direkt im Messobjekt erfolgen oder durch einen Strahler, bzw. Empfänger von Ultraschall, welcher im Kontakt zum Messobjekt steht [32].

Die direkte Erzeugung kann in Form von sehr schnellen, punktuellen Temperaturänderung des Messobjektes geschehen. Aufgrund der thermischen Ausdehnung entsteht dadurch eine Schockwelle, welche sich, ausgehend vom Ort der schnellen Temperaturänderung, durch das Messobjekt ausbreitet. Derartige thermische Schockwellen können sich durch die Absorption von kurzen, intensiven Laserpulsen im Messobjekt bilden. Ein weiteres Verfahren zur direkten Erzeugung von Ultraschall nutzt die Lorentzkraft. Hierbei wird das Messobjekt oder ein Teil davon einem starken, konstanten Magnetfeld ausgesetzt, welches mit einem magnetischen Wechselfeld überlagert ist. Das Wechselfeld erzeugt im Messobjekt Wirbelströme, welche aufgrund der Lorentzkraft durch das konstante Magnetfeld mechanische Spannungen innerhalb des Messobjekt bewirken. Das Messobjekt muss hierfür leitend sein bzw. mindestens ein leitfähiges Teilstück aufweisen, wodurch sich die Anwendung dieses Prinzips auf metallische Werkstücke beschränkt.

Sender, die den Schall über einen mechanischen Kontakt zum Messobjekt in dieses einkopeln, nutzen zur Schallerzeugung die Umwandlung elektrischer oder magnetischer Felder in mechanische Energie. Die Umwandlung magnetischer Felder kann nach dem Prinzip eines Lautsprechers mittels einer Schwingspule in einem konstanten Magnetfeld oder durch Ausnutzung des magnetostriktiven Effekts erfolgen. Bei der Umwandlung elektrischer Felder in mechanische Schwingungen sind elektrostatische und insbesondere piezoelektrische Wandler von Bedeutung.

Zum Empfang der Ultraschallwellen für eine spätere Auswertung können optische Messungen, wie Interferometrie oder die Ablenkung eines Messlichtstrahls eingesetzt werden. Bei einem Großteil der Verfahren zur Erzeugung von Ultraschall ermöglicht jedoch das zugrundeliegende Wirkprinzip eine wechselseitige Beeinflussung der Eigenschaften von Messobjekt und Schallsender. Die Schallerzeuger können somit auch als Empfänger dienen und werden daher als Ultraschallwandler bzw. -transducer bezeichnet.

Wandler auf Basis des piezoelektrischen Effekts weisen gegenüber anderen Wirkmechanismen viele vorteilhafte Merkmale auf, was diese als Wandler für das in dieser Arbeit beschriebene Messsystem besonders geeignet macht:

Piezoelektrische Wandler ermöglichen eine direkte, bidirektionale Umwandlung eines elektrischen Potentials in mechanische Verformung. Der elektro-mechanische Koppelkoeffizient k_{33} zwischen elektrischen Potential und mechanischer Verformung sowie umgekehrt kann dabei einen hohen Wert von bis zu 0,7 erreichen. Dies wirkt sich positiv auf den Energieverbrauch sowie vor allem auf die Empfindlichkeit und das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Empfangsbetrieb aus [32]. Die Gesamteffizienz der Kopplung zwischen elektrischem Potential U_S am Sendewandler und elektrischem Potential U_E am Empfangswandler ist maximal das Quadrat des Koppelkoeffizienten.

$$\frac{U_E}{U_S} = k_{33}^2 \quad (5.3)$$

Hierbei wird angenommen, dass die gesamte Verformung des Wandlers während des Sendens zur Verformung des Wandlers während des Empfangens beiträgt. Diese Gesamteffizienz kann in der Praxis aufgrund von Dämpfungseffekten jedoch nie erreicht werden. Beispielsweise kann ein Teil der Schallenergie durch Reibungsverluste im durchschallten Medium in Wärme

umgewandelt werden oder die Ausbreitungswege des Schalls können eine vollständige Weiterleitung der gesendeten Schallenergie an den Empfänger verhindern.

Die Größe piezoelektrischer Wandler ist nahezu beliebig skalierbar, ohne nennenswerte Verluste bei der Umwandlungseffizienz. Gleichzeitig kann das piezoelektrische Material eine Keramik sein, welche sich durch eine hohe Druck- und Temperaturbeständigkeit auszeichnet. Für die Anwendung an optischen Komponenten hat dies den Vorteil, dass die Größe des Wandlers an die Abmessungen typischer optischer Bauelemente angepasst und der Wandler durch gestreute, intensive Laseremission nicht thermisch zerstört werden kann. Bei hohen Temperaturen oberhalb der Curietemperatur des piezoelektrischen Materials kommt es lediglich zu einer Depolarisation und damit zum Wegfall der piezoelektrischen Merkmale. Dies kann jedoch mittels Repolarisation durch Anlegen eines entsprechenden elektrischen Feldes rückgängig gemacht werden. Die elektrische Anbindung piezoelektrischer Wandler gestaltet sich einfach, da auf das Keramikmaterial eine lötbare Metallschicht abgeschieden werden kann, die als Elektrode zur Erzeugung des elektrischen Feldes im Sendebetrieb sowie zum Abgriff elektrischer Ladung im Empfangsbetrieb dient. Somit können platzsparende, dünne Wandler gefertigt werden. Idealerweise ist die Kristallorientierung derart gewählt, dass die stärkste Dickenänderung entlang der Achse senkrecht zur Elektrodenfläche geschieht. Die Auskopplung der Ultraschallwellen vom Wandler in das Messobjekt erfolgt dann über die Fläche einer Elektrode. Geeignete Keramiken mit einem hohen piezoelektrischen Effekt sind Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) Materialien, wobei sich die mechanischen und piezoelektrischen Eigenschaften dieser Keramik durch die Mischverhältnisse der Grundstoffe und durch Prozessparameter bei der Herstellung in relativ weiten Bereichen einstellen lassen.

5.1.3 Einkopplung von Ultraschallwellen in das Messobjekt

Der Einkopplung der Ultraschallwellen vom Wandler in das Messobjekt kommt besondere Bedeutung zu, da diese die größte technologische Schwierigkeit bei der Realisierung des Messsystems darstellt, die Zuverlässigkeit des Systems maßgeblich beeinflusst und zugleich die Tauglichkeit des Messsystems in der rauen Industrieumgebung generell in Frage stellt.

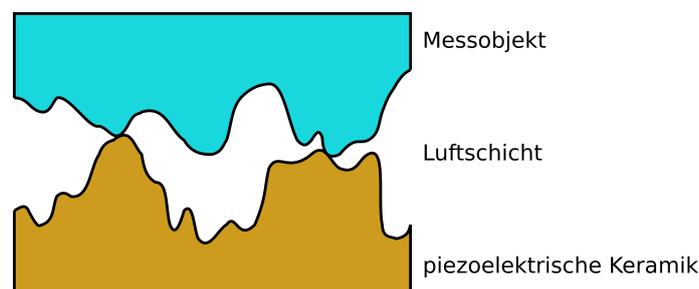


Abbildung 5.1: Aufgrund der Oberflächenrauheit von Wandler und Messobjekt bildet sich zwischen beiden eine dünne Luftschicht aus.

Kern der Problematik ist die Impedanzfehlانpassung zwischen Materialien, welche die Ultraschallwellen passieren müssen. Während einer Messung durchlaufen die Wellen in der Reihenfolge Wandlerkeramik-dünne Luftschicht-Messobjekt-dünne Luftschicht-Wandlerkeramik die Materialien. Der Grund für das Vorhandensein einer Luftschicht zwischen Keramik und Messobjekt ist zum einen die Rauigkeit der Oberflächen von Wandler und Messobjekt,

welche zu unvermeidbaren Lufteinschlüssen führen, siehe Abbildung 5.1. Zum anderen sind es die fallweise vorhandenen Unterschiede der Oberflächenplanarität: Die Oberfläche optischer Elemente weist häufig Radien auf, wohingegen die Oberfläche piezoelektrischer Keramiken aus fertigungstechnischen Gründen bevorzugt plan ausgeführt ist.

Die akustische Impedanz Z eines Materials berechnet sich nach [32] zu

$$Z = \rho \cdot c \quad (5.4)$$

, wobei ρ die Dichte des Materials und c die Schallgeschwindigkeit in dem betreffenden Material ist. Unter Annahme weitgehend vergleichbarer akustischer Impedanzen von optischen Material und piezoelektrischer Keramik Z_{PZT} kann anhand der akustischen Impedanz Z_{air} von Luft der Reflexionskoeffizient R des Übergangs von Ultraschallwandler zu Messobjekt berechnet werden [32], wenn dieser Übergang eine dünne Luftschicht enthält.

$$R = \frac{Z_{air} - Z_{PZT}}{Z_{air} + Z_{PZT}} \quad (5.5)$$

Tabelle 5.2 zeigt die akustischen Impedanzen für einige gebräuchliche optische Materialien sowie für weitere Stoffe. Anhand Tabelle 5.2 ist ersichtlich, dass die akustische Impedanz von Luft im Vergleich zu Festkörpern oder Flüssigkeiten wesentlich geringer ist. Nach Gleichung 5.5 ist daher der Reflexionskoeffizient $R \approx -1$ für den Übergang von Ultraschallwandler zu Messobjekt. Dieses Ergebnis bedeutet, dass nahezu der gesamte Schalldruck der einfallenden Schallwellen an diesem Übergang reflektiert wird und dabei eine Phasenumkehr erfährt.

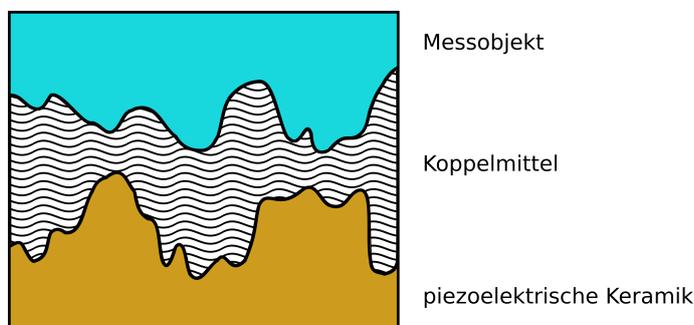


Abbildung 5.2: Aufgrund der Oberflächenrauheit von Ultraschallwandler und Messobjekt können diese nicht ohne Lufteinschlüsse aufeinander liegen, wodurch die Transmission von Ultraschallwellen verhindert ist. Ein Koppelmittel mit einer akustischen Impedanz größer als Luft füllt Hohlräume aus und ermöglicht eine Übertragung von Ultraschall zwischen Wandler und Messobjekt.

Um Schallwellen mit einem nennenswerten Schalldruck vom Ultraschallwandler in das Messobjekt einzukoppeln, muss die Luft zwischen Wandler und Messobjekt weitestgehend durch einen Stoff mit einer höheren akustischen Impedanz verglichen mit Luft ersetzt werden, siehe Abbildung 5.2. Bei genauerer Betrachtung der Materialdaten in Tabelle 5.2 fällt des Weiteren auf, dass die eben gemachte Annahme von vergleichbaren akustischen Impedanzen von optischen Material und piezoelektrischer Keramik (PZT) für optische Gläser nicht vollumfänglich korrekt ist. Die Impedanzen von Quarzglas und PZT unterscheiden sich

Tabelle 5.2: Akustische Feldimpedanz für einige optische und nicht-optische Materialien nach Daten aus [36, 21]. Berechnungsbasis ist die Schallgeschwindigkeit von Longitudinalwellen.

Material	akustische Feldimpedanz $10^6 \frac{\text{N s}}{\text{m}^3}$
Quarzglas (SiO_2)	13,2
Zinkselenid (ZnSe)	23,3
Diamant	64,6
Saphir	42,4
N-BK7	15,2
N-SF11	19,0
N-LAK22	20,5
CaF_2	17,8
MaF_2	23,6
N-PSK53A	18,8
Luft	0,000 413
Wasser	1,5
Öl	1,2
Silikonkautschuk (RTV)	1,9
PZT (PIC255)	31,2
Aluminium	17,2

immerhin um den Faktor zwei. Neben der Luftverdrängung sollte der Stoff im Übergang zwischen Wandler und Messobjekt daher idealerweise auch eine Anpassung der Impedanzen von PZT zu optischen Material ermöglichen.

Die einfachste Anpassungsschicht besteht aus einem Material mit einer Impedanz, welche bevorzugt zwischen Wandlerimpedanz und Impedanz des Messobjekts liegt. Die Energieübertragung von Wandler zu Messobjekt kann weiter optimiert werden, wenn die Dicke dieser Anpassungsschicht $1/4$ der Wellenlänge der Ultraschallschwingung im Material der Anpassungsschicht beträgt [37]. Dadurch bleibt die Phasenlage von Wellen, die innerhalb der Anpassungsschicht reflektiert werden, beim Verlassen der Anpassungsschicht unverändert und es kommt nicht zu destruktiver Interferenz der Wellen.

Da es sich häufig schwierig gestaltet, ein Material mit einer Impedanz exakt zwischen der des Wandlers und des Messobjekts zu finden, kann die Anpassungsschicht auch aus geschichteten, unterschiedlichen Materialien bestehen, was einer stufenweisen Impedanzanpassung gleich kommt. Durch Vermengung unterschiedlicher Materialien bei kontinuierlich veränderlichem Mischungsverhältnis entlang der Materialdicke lässt sich auch ein Impedanzgradient und damit eine stufenlose Impedanzanpassung realisieren [38].

Zusammenfassend besteht die Aufgabe des Materials oder der Materialien zwischen Wandler und Messobjekt demnach darin, die Luft aus dem Übergang zu ersetzen und eine Impedanzanpassung zu gewährleisten. Um die Luft verdrängen zu können, muss sich das Anpassungsmaterial bei endlichem Anpressdruck des Wandlers an das Messobjekt an die Oberflächenbeschaffenheit von Wandler und Messobjekt anpassen, d.h. es muss plastische und benetzende Eigenschaften besitzen.

Der angedachte Einsatzort des Wandlers bringt weitere, gravierende Einschränkungen hinsichtlich der Materialauswahl mit sich. Das Anpassungsmaterial oder Koppelmittel zwischen Wandler und einem optischen Element als Messobjekt sowie der Sensor als Ganzes muss hierbei folgende Anforderungen möglichst umfassend erfüllen:

- Temperaturbeständigkeit gegenüber erhöhten Optiktemperaturen.
- Weitestgehende Beibehaltung der Materialeigenschaften über einen weiten Temperaturbereich.
- Freiheit von Ausgasungen oder Absonderungen.
- Hohe Druckfestigkeit und geringe Retardation.
- Beständigkeit gegenüber gestreuter Laserstrahlung.
- Beständigkeit gegenüber Prozessstrahlung / UV-Strahlung.
- Langfristige Beibehaltung der Materialeigenschaften.
- Benetzung von Material des Wandlers sowie der Optik.

Diese Anforderungen werden von niedrigschmelzenden Metallen oder Metallegierungen bzw. Loten sowie von der Stoffklasse der Polymere erfüllt. Allen Loten ist gemein, dass die Temperatur der Oberflächen der zu fügenden Partner mindestens die Schmelztemperatur des Lotes erreichen muss, um eine stoffschlüssige Verbindung zwischen Werkstück und Lot zu gewährleisten. Das Erwärmen von optischen Elementen auf die benötigten Temperaturen zum Anbringen eines Sensors mittels Lot bedingt einen hohen technischen und zeitlichen Aufwand. Zudem muss das optische Element an der Fügestelle metallisiert werden, sofern kein spezielles Glaslot eingesetzt wird. Polymere können hingegen mit geringem technischen Aufwand bei Raumtemperatur verarbeitet werden und stellen damit geeignete Materialien für eine Anpassungsschicht dar.

Aus der Stoffklasse der Polymere sind für die Anwendung insbesondere Silikonkautschuke und Polyurethane interessant, da diese im ausgehärteten Zustand noch gummielastisch verformbar sind. Somit können diese Materialien auch im ausgehärteten Zustand durch Zusammenpressen eines Übergangs von Wandler zu Messobjekt dort enthaltene Luft verdrängen und eine zuverlässige Übertragung des Ultraschalls ermöglichen. Zugleich sind jedoch von beiden Materialien ein- oder zweikomponentige, flüssige Zubereitungen erhältlich, welche erst nach dem Auftrag auf den Wandler vernetzen und im Anschluss eine hohe Haftung aufweisen. Dadurch können Wandler hergestellt werden, die dauerhaft ein geeignetes Koppelmittel tragen, welches aber nicht auf das Messobjekt übertragen wird. Der Wandler und das aufgebrachte Koppelmittel sind dadurch wiederverwendbar und können zur Temperaturmessung an einer Vielzahl von Messobjekten eingesetzt werden. Während der Messung muss jedoch ein konstanter Druck auf den Wandler gegeben werden, damit der Kautschuk ohne Lufteinschlüsse am Messobjekt anliegt.

Bei vielen Messobjekten kann der Wandler auch dauerhaft auf dem Messobjekt verbleiben. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn besonders hochwertige und aufwendig gefertigte optische Komponenten temperaturüberwacht werden sollen und die Kosten eines Sensors im Vergleich zu den Kosten eines Defektes und eines sich anschließenden Austauschs der Optik unbedeutend sind. Hierbei können Klebstoffe als Koppelmittel zwischen Wandler und

Messobjekt eingesetzt werden. Neben Silikonkautschuken und Polyurethanen eignen sich besonders Methylmethacrylat-Klebstoffe. Diese kombinieren hohe Festigkeit und Beständigkeit gegenüber Prozessstrahlung mit einer ausreichenden Restelastizität nach Vernetzung. Epoxidharze und Klebstoffe mit ähnlicher Sprödigkeit haben sich als ungeeignet erwiesen. Hier kommt es zur teilweisen Ablösung des Wandlers vom Messobjekt bei Temperaturen über etwa 60 °C. Ursächlich hierfür könnte der unterschiedliche Ausdehnungskoeffizient von PZT und Messobjekt oder die vergleichsweise niedrige Glasübergangstemperatur von Epoxidharz sein. Nach [39, 40] lässt die Temperaturfestigkeit geeigneter Epoxidharze bei überschreiten einer bestimmten Temperaturschwelle sprunghaft nach, wohingegen nach [41] die Festigkeit eines Methylmethacrylat-Klebstoffes tendenziell eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur aufweist und selbst bei der maximal zulässigen Temperatur noch eine Restfestigkeit von 25 % des Nennwertes bei Raumtemperatur aufweist. Nicht zu vernachlässigen ist auch die wechselnde Belastung der Klebestelle durch die Vibration des Wandlers mit der Ultraschallfrequenz, welche eine Ablösung des Koppelmittels begünstigt.

Die hier genannten Polymere sind in optisch transluzenten oder transparenten Ausführungen erhältlich und sind damit zumindest für 1 µm-Laseremissionen teilweise durchlässig. Hierin ist ihre Beständigkeit gegenüber gestreuter Laserstrahlung begründet. Die Temperaturbeständigkeit geeigneter Polymere beträgt zumeist mindestens 180 °C.

Zur kurzzeitigen Ankopplung des Wandlers an das Messobjekt zu Testzwecken eignen sich Koppelmittel, wie sie bei der Anwendung von Ultraschall in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung oder Medizintechnik eingesetzt werden. Nach [32] zählen hierzu Öle, Fette und Wasser. Die Kriechneigung dieser Koppelmittel kann jedoch optische Oberflächen kontaminieren und die geprüften optischen Komponenten unbrauchbar machen.

Nach Tabelle 5.2 unterscheiden sich die akustischen Feldimpedanzen der genannten Koppelmittel und optischer Materialien im Schnitt um den Faktor 10. Nach Gleichung 5.5 würde daher rund 82 % des Schalldrucks am Übergang reflektiert werden. Dies ist jedoch nur für ausgedehnte Schichtdicken wahr [32]. Gleichung 5.5 vernachlässigt Interferenzeffekte, welche sich durch mehrmalige Reflexionen und Überlagerungen von reflektierten sowie transmittierten Wellen ergeben können. Hierdurch kann der Übergang im Fall von dünnen Schichten oder bestimmten Schichtdicken durchlässiger erscheinen. Dies setzt jedoch voraus, dass es sich bei dem einfallenden Ultraschall um eine kontinuierliche Welle oder zumindest um eine Impulsfolge handelt. Die Transmission D einer Schicht mit einer akustischen Impedanz $Z_{coupler}$ zwischen einem Material mit der Impedanz $Z_{material}$ beträgt näherungsweise:

$$D = \left(\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{Z_{material}}{Z_{coupler}} - Z_{coupler} Z_{material} \right)^2 \sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda}} \right)^{-1} \quad (5.6)$$

Der Parameter d ist hierin die Schichtdicke und λ die Wellenlänge des Ultraschalls in dem Schichtmaterial. Diese berechnet sich mit der Ultraschallfrequenz f und der Schallgeschwindigkeit des Schichtmaterials zu

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (5.7)$$

wobei die Ultraschallfrequenz des Wandlers 8 MHz beträgt, wie noch gezeigt werden wird. Für eine Schicht aus Silikonkautschuk zwischen Quarzglas ist die Transmission in Abhängigkeit der Schichtdicke entsprechend Gleichung 5.6 in Abbildung 5.3 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass für geringe Schichtdicken im Mikrometerbereich durchaus eine Transmission von über 18 % möglich ist. Zum Vergleich: Im Fall einer Luftschicht beträgt die Durchlässigkeit nach Gleichung 5.6 theoretisch bereits bei einer Schichtdicke von 42 nm weniger als 1 %.

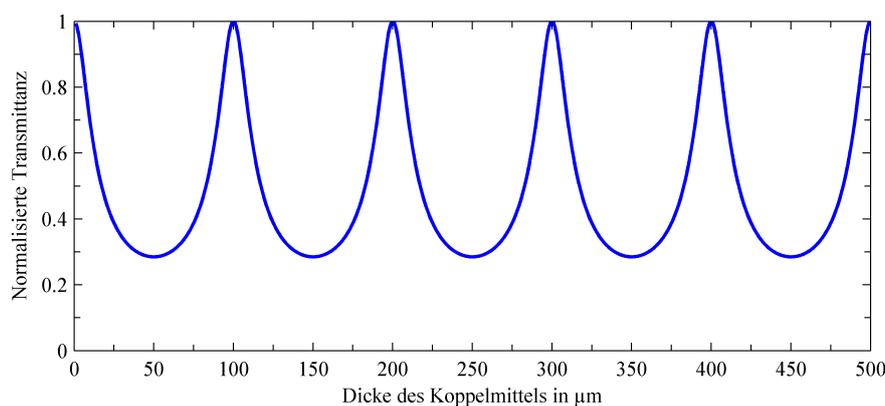


Abbildung 5.3: Transmission nach Gleichung 5.6 einer Schicht aus Silikonkautschuk zwischen Quarzglas in Abhängigkeit der Schichtdicke für Ultraschallwellen mit der Frequenz von 8 MHz. Aufgrund von Interferenzeffekten kommt es zu periodischen Schwankungen der Transmittanz, wobei eine vollständige Transmission der Ultraschallwellen möglich ist.

Nachdem gezeigt wurde, dass eine Koppelschicht aus Polymer mit einer Dicke von wenigen Mikrometern vernachlässigbaren Einfluss auf die Kopplung zwischen Wandler und Messobjekt nimmt, bliebe noch das Problem der Fehlanpassung der Impedanzen von Wandlmaterial (PZT) und optischem Material zu lösen. Da nur künstliche (Komposit-) Materialien mit einer akustischen Impedanz zwischen der von PZT und optischen Materialien existieren, wird jedoch auf eine Impedanzanpassung an dieser Stelle verzichtet. Derartige Stoffmischungen können zwar eine geeignete akustische Impedanz aufweisen, haben aber womöglich eine sehr hohe Dämpfung für den Ultraschall und werden entsprechend auch gerne als Dämpfungsmaterial für Ultraschall verwendet [37]. Dies ist der Inhomogenität dieser Stoffe geschuldet, deren Korngrenzen als Streuzentren für die Schallwellen fungieren und daher vermindern auf den Schalldruck wirken. Zudem soll der Sensor für eine Vielzahl optischer Materialien mit unterschiedlichen Impedanzen gleichermaßen geeignet sein, weswegen sich eine Anpassung an ein spezielles Material verbietet.

In der Praxis ist eine möglichst dünne Schichtdicke des Koppelmittels nicht einfach realisierbar, insbesondere wenn der Ultraschallwandler nicht fest mit dem Messobjekt verklebt wird und daher ein gummielastisches Material als Koppelmittel zum Einsatz kommt. Zum einen muss das Koppelmittel eine gewisse mechanische Stabilität und damit Dicke aufweisen, da beim Anpressen des Wandlers auf den Prüfling Kräfte quer zur Sensorebene wirken können. In diesem Fall wird das Koppelmittel Zugkräften oder sogar Reibung zwischen Prüfling und Koppelmittel ausgesetzt. Zum anderen ist die Sensorauflagefläche nicht plan, wenn über die Mantelflächen von runden optischen Elementen eingekoppelt wird, was meistens der Fall ist. Hier hat das Koppelmittel auch die Aufgabe, die Auflagefläche des Sensors zu vergrößern, welche ohne Koppelmittel nur strichförmig wäre. Um diese Funktion zu

erfüllen, muss das Koppelmittel eine gewisse Mindestdicke aufweisen, welche abhängig vom Radius des Messobjekts ist. Aus diesen Gründen ist in der Praxis stets mit einem nicht zu vernachlässigenden Reflexionskoeffizienten am Übergang zwischen Wandler und Messobjekt zu rechnen.

Eine unvollständige Kopplung von Wandler und optischer Komponente vermindert die Signalstärke beim Empfang einer Ultraschallwelle. Dies kann durch eine höhere Verstärkung des empfangenen Signals sowie einer stärkeren Anregung des Ultraschallsenders teilweise kompensiert werden. Insbesondere bei Messobjekten mit kurzer Messstrecke, d.h. Komponenten mit kleinem Radius, verfälscht jedoch das Nachschwingen des Ultraschallwandlers das Messergebnis. Bei einer Puls-Echo-Messung wird der Wandler mit einer oder wenigen Amplitudenschwingungen elektrisch angeregt. Die entstehende mechanische Schwingung klingt nach der elektrischen Anregung jedoch nicht sofort ab. Vielmehr verringert sich die Amplitude der Schwingung exponentiell mit einer Abhängigkeit vom Koppelkoeffizient. Da der Wandler nach dem Senden eines Ultraschallsignals als Empfänger des Ultraschallechos arbeitet, wird das Empfangssignal mit der abklingenden Schwingung der Sendepulse überlagert. Der Effekt ist dann abgeklungen, wenn die Amplitude der abklingenden Schwingung im Rauschen des Empfangssystems nicht mehr erkennbar ist. Die Abklingzeit der Schwingung kann verringert werden, wenn dem Wandler über eine weitere Koppelstelle, neben der zum Messobjekt, mechanische Energie entzogen wird. Hierzu kann der Keramikschwinger über die vom Messobjekt abgewandte Seite an ein Dämpfungsmaterial gekoppelt werden. Für die Ankopplung des Dämpfungsmaterials an den Wandler gilt ebenfalls die Gesetzmäßigkeit von Gleichung 5.5. Für eine effektive Dämpfung des Wandlers muss die akustische Impedanz des Dämpfungsmaterials der von PZT entsprechen. Zusätzlich muss der Schalldruck der Wellengruppe beim Durchlaufen des Dämpfungsmaterials abnehmen, andernfalls würde der Wandler die Reflexionen der Schallwellen an Grenzflächen des Dämpfungsmaterials empfangen, wodurch eine Interpretation der Messsignale deutlich erschwert werden würde. Diese Forderungen werden von inhomogenen Kompositmaterialien erfüllt, z.B. von Wolframpulver eingebettet in einer Harzmatrix [42, 37].

Durch die zusätzliche Dämpfung nimmt die Schallintensität der gesendeten Ultraschallwelle sowie die Amplitude des Empfangssignals ab [37]. Gleichzeitig wird der Wandler breitbandiger, da mechanische Resonanzen effektiv gedämpft werden [37]. Hierdurch wird der Signal-zu-Rausch-Abstand des Empfangssignals geringer und die Sensitivität gegenüber mechanischen Störgeräuschen neben der Ultraschallfrequenz nimmt zu. Die Stärke der Dämpfung muss daher an den jeweiligen Anwendungsfall angepasst werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass bei der Konstruktion eines Ultraschallwandlers für die Ultraschallthermometrie von optischen Komponenten stets ein Kompromiss aus Sende-/Empfangsleistung und Erfüllung der eingangs des Abschnitts aufgelisteten Anforderungen getroffen werden muss. Bei Messungen, die das Ankleben des Wandlers an das Messobjekt erlauben, können hervorragende Sende-/Empfangsleistungen des Wandlers erreicht werden. Die Dicke der Koppelschicht kann in diesen Fällen minimal sein, da diese im Wesentlichen nur der Haftung des Sensors am Messobjekt sowie der Verdrängung von Luft dient. Die Schicht ist keinem Verschleiß unterlegen und erfährt keine mechanischen Belastungen, bis auf die Ultraschallschwingungen sowie thermischer Ausdehnung. Sie ist vor Umwelteinflüssen durch die, außerhalb des durchschallten Bereichs liegenden, Klebstoffschichten effektiv geschützt. Gemäß der Gesetzmäßigkeit von Gleichung 5.6 ergeben

sich durch die geringe Schichtdicke sehr gute Kopplungseigenschaften. Der Einfluss des Koppelmediums auf das Ultraschallsignal und damit auf das Messergebnis ist minimal.

Anders verhalten sich Wandler, welche ein gummielastisches Koppelmittel besitzen und für die Messung an das Messobjekt gedrückt werden müssen. Das Koppelmittel muss in diesem Fall eine gewisse Dicke aufweisen, um mechanischen Robustheit zu gewährleisten sowie die elastischen Eigenschaften des Materials ausnutzen zu können. Nach Gleichung 5.6 vermindert sich jedoch die Kopplungsqualität mit zunehmender Schichtdicke. Hinzu kommt, dass gummielastische Materialien keine guten Ultraschalleiter sind und eine vergleichsweise hohe Dämpfung aufweisen. Problematisch ist des Weiteren die leichte Klebrigkeit des elastischen Koppelmittels, meist Silikonkautschuk. Diese ist für die Funktion als Koppelmittel unverzichtbar, um eine Benetzung der Oberfläche des Messobjekt zu ermöglichen. Jedoch sorgt ebendiese Klebrigkeit auch für eine hervorragende Haftung von Schmutzpartikeln an der Oberfläche des Koppelmittels, während der Sensor nicht an ein Messobjekt gedrückt ist. Die anhaftenden Partikel verhindern bei einem weiteren Messeinsatz des Sensors die vollständige Benetzung der Messobjektfläche, wodurch sich die Kopplungseigenschaften weiter verschlechtern.

Diese Sensoreigenschaft beeinträchtigt die Industrietauglichkeit des Sensors: Gerade die wiederverwendbaren Sensoren mit einem haltbaren elastischen Koppelmittel sind besonders für optische Elemente interessant, die einem häufigen Austausch unterliegen, insbesondere Schutzgläser. Der Sensor muss dabei nicht mit dem optischen Element gewechselt werden, sondern kann in der Optikfassung verbleiben und zur Überwachung der neuen optischen Komponente wiederverwendet werden. Für die Zeit des Wechsels des optischen Elements liegt die Koppelschicht frei und kann Schmutzpartikel auffangen. Hinzu kommt, dass die Mantelfläche der Komponente, über die der Ultraschall eingekoppelt wird, auch zum Greifen der Komponente verwendet wird. Demnach können sich auf der Mantelfläche Partikel befinden. Die Gefahr für die Industrietauglichkeit besteht nun darin, dass sich die Kopplungseigenschaften des Sensors kontinuierlich durch Schmutzansammlung verschlechtern, bis hin zum völligen Verlust der Kopplungseigenschaften. Dem kann nur durch ein Bewusstsein für die Sauberkeit des Sensors sowie durch Reinigungsanweisungen, wie etwa regelmäßige Reinigungszyklen, begegnet werden.

Aus messtechnischer Sicht ist ein weiterer Umstand infolge dicker Koppel- und Anpassungsschichten höchst problematisch: Die Natur der Sache bedingt, dass sich das Koppelmittel zwischen Piezokeramik und Messobjekt befindet. Aus Sicht der Piezokeramik ist es damit Teil des Messobjekts. Da die Schallgeschwindigkeit auch im Koppelmittel eine Funktion der Temperatur ist, kann die Temperatur des Koppelmittels das Messergebnis verfälschen, sofern der Temperaturkoeffizient des Koppelmittels nicht identisch zu dem des Messobjekts ist. Dieser Effekt kann durch die Wahl einer möglichst dünnen Schicht auf ein vernachlässigbares Niveau vermindert, jedoch nicht vollständig verhindert werden. Eine Kompensation dieses Effektes ist jedoch möglich, indem das schwache Ultraschallecho vom Übergang von Koppelmittel zu Messobjekt empfangen und ausgewertet wird. Dadurch kann die Laufzeit eines Ultraschallpulses durch das Koppelmittel von der Laufzeit durch Koppelmittel und Messobjekt subtrahiert werden.

5.1.4 Ausbreitung von Ultraschallwellen in optischen Elementen

Eine Messung nach dem Prinzip der Ultraschallthermometrie liefert als Ergebnis die gemittelte Temperatur entlang des Ausbreitungsweges jener Ultraschallwelle, welche zur Auswertung herangezogen wurde. Die Ausbreitung von Ultraschallwellen in optischen Elementen ist dabei unter anderem abhängig von der Form des Ultraschallwandlers, der Ankopplung des Wandlers sowie der Form des optischen Elements. Da der Verlauf der Ultraschallwellen innerhalb einer optischen Komponente jenes Volumen bestimmt, dessen Temperatur durch eine Messung bestimmt wird, wird im Folgenden die Ausbreitung von Ultraschallwellen innerhalb von typischen optischen Komponenten untersucht.

Der Piezoschwinger, welcher als Schallerzeuger und -empfänger in den Sensoren des Messsystems eingesetzt wird, ist ein Dickenschwinger mit einer aktiven Fläche von $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$. Die Dickenänderung erfolgt senkrecht zu dieser Fläche. Nach dem Huygen'schen Prinzip ist jeder Punkt auf dieser Fläche Quelle einer Kugelwelle. Die entstehende Schallaussendung hat daher nicht die Form eines Quadratstabes, sondern ist das Ergebnis von Interferenzeffekten der einzelnen Kugelwellen. In der Nähe der Schallquelle existiert ein ausgeprägtes Interferenzmuster, wohingegen sich im Fernfeld eine Schallkeule bildet. Die Länge des Nahfeldes N kann wie folgt berechnet und für den eingesetzten Piezoschwinger mit einer Seitenlänge $D = 2\text{ mm}$ bei einer Ultraschallfrequenz von 8 MHz in Quarzglas angegeben werden [32].

$$N = \frac{D^2 - \lambda^2}{4 \cdot \lambda} = \frac{D^2 - \left(\frac{c}{f}\right)^2}{4 \cdot \frac{c}{f}} = \frac{(2 \times 10^{-3}\text{ m})^2 - \left(\frac{6000\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}}{8 \times 10^6\text{ Hz}}\right)^2}{4 \cdot \frac{6000\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}}{8 \times 10^6\text{ Hz}}} = 1,15 \times 10^{-3}\text{ m} \quad (5.8)$$

Dieser Wert ist wesentlich geringer, als die Durchmesser üblicher optischer Komponenten. Auf eine Untersuchung des exakten Feldverlaufs im Nahfeld kann daher verzichtet werden. Für die Anwendung ist hingegen die Divergenz der Schallkeule von Bedeutung, da diese das Messvolumen bestimmt. Der Divergenzwinkel γ berechnet sich zu

$$\sin \gamma = 1,2 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (5.9)$$

Mit den eben benutzten Kenndaten des Ultraschallwandlers ergibt sich ein Divergenzwinkel von $\gamma = 26,7^\circ$ in Quarzglas und $\gamma = 6,4^\circ$ in Wasser. Neben der Hauptkeule können einige kleinere Nebenkeulen auftreten, die die Charakteristik des Ultraschallwandlers jedoch nicht nennenswert beeinflussen.

Der Verlauf der Schallwellen im Körper eines optischen Elementes ist durch geometrische Überlegungen alleine nur schwer abschätzbar. Aus diesem Grund wurde die Ausbreitung von Schallwellen in ausgewählten optischen Elementen mittels der Toolbox „k-Wave“ für MATLAB simuliert und visualisiert. Ursprünglich wurde „k-Wave“ zur Rekonstruktion von Wellenfeldern bei der photoakustischen Tomografie entwickelt, jedoch lässt der Funktionsumfang ebenso die Simulation der Ausbreitung von longitudinalen Wellen in konventionellen Ultraschallmessanwendungen zu [43]. Simulationen können zwei- oder

dreidimensional berechnet werden, wobei in letzterem Fall die Berechnungsdauer je nach Auflösung des Modells erheblich sein kann.

Das Ausbreitungsmedium wird für die Simulation als Raster diskretisiert, wobei für jeden Rasterpunkt Schallgeschwindigkeit und Dichte angegeben werden. Neben dem Medium-Raster werden weitere Raster für die akustischen Eigenschaften des Ausbreitungsmediums sowie für Messflächen, welche die Schallwellen generieren und empfangen, angelegt. Die Ausbreitung der Wellen wird anschließend Schritt-für-Schritt berechnet, wobei gleichzeitig der Schalldruck an den Messflächen aufgezeichnet wird. In der hier beschriebenen Anwendung der Simulationsumgebung werden die optischen Elemente als Punktwolken im Medium-Raster abgebildet, welche die Form des jeweiligen Elementes möglichst nah widerspiegeln. Ultraschallwandler werden als ebene Messfläche simuliert, die ein rundes optisches Element tangential berühren. Diejenigen Rasterpunkte, welche nicht von der optischen Komponente eingenommen werden, werden mit den akustischen Eigenschaften von Epoxidharz bzw. Kunststoff initialisiert. Dies hat zwei Gründe: Zum einen wird dadurch das Koppelmedium zwischen Wandler und Komponente simuliert. Zum anderen wird dadurch die Simulationsdauer gesenkt sowie die maximal erlaubte Ultraschallfrequenz der Simulation über die 8 MHz des Piezoschwingers gehoben, da das Simulationsprogramm diese beiden Werte stets anhand des Materials mit der niedrigsten akustischen Impedanz ermittelt.

Der zeitliche Verlauf eines Wellenpakets von vier Pulsen mit 8 MHz Frequenz in einem Schutzglas von 30 mm Durchmesser und 5 mm Dicke ist in Abbildung 5.4 bei Beobachtung aus axialer Richtung sowie in Abbildung 5.5 bei Beobachtung aus radialer Richtung dargestellt.

Wie erwartet weist die Ausbreitung der Schallwellen in Abbildung 5.4 und 5.5 eine hohe Divergenz auf, die entsprechend Gleichung 5.9 der kleinen Wandlerabmessungen geschuldet ist. Zusätzlich kommt auch ein Linseneffekt durch die runde Form des Messobjekts und der ebenen Wandlerfläche zum tragen: Da der Wandler nur linienförmig am Messobjekt anliegen kann, entspricht das Koppelmittel zwischen Wandler und Messobjekt in der Form einer konkaven Zylinderlinse und wirkt aufgrund der geringeren Schallgeschwindigkeit im Koppelmittel gegenüber der von optischen Glas auch als solche. Dieser Effekt resultiert in einer Aufweitung der Schallkeule in Abhängigkeit des Durchmessers des Messobjekts.

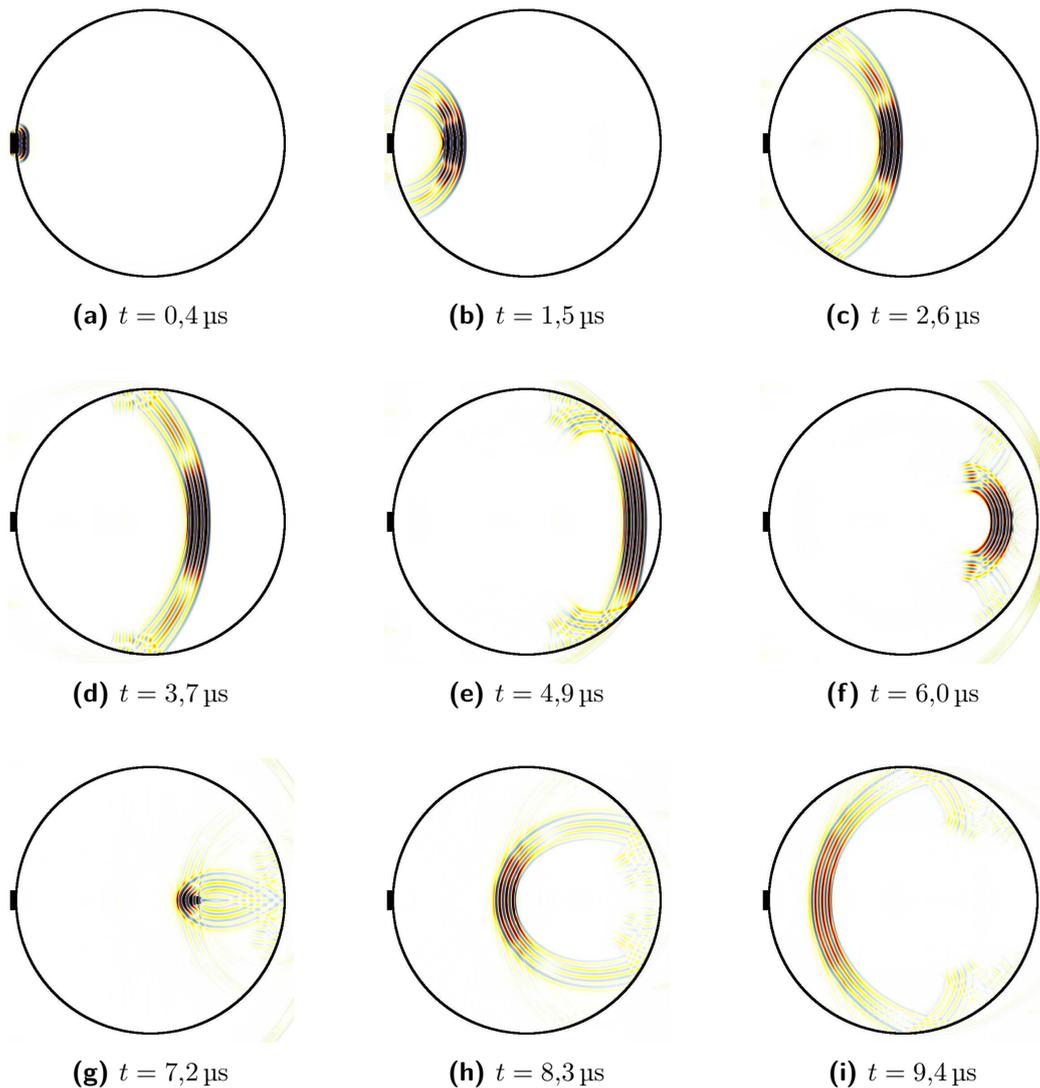


Abbildung 5.4: Simulationsergebnis der zeitlichen Ausbreitung einer Ultraschallpulsfolge von vier Pulsen mit 8 MHz Frequenz in einem Schutzglas mit 30 mm Durchmesser bei axialer Beobachtung, ausgehend von einem Ultraschallwandler an der Mantelfläche des Glases. Durch die runde Form der optischen Komponente kommt es zu einer Fokussierung der Wellen bei $r_f = 1/3 \cdot R$ des Außenradius R der Komponente.

Durch die zylindrische Form der optischen Komponente durchlaufen die Schallwellen einen Fokus, welcher bei $r_f = 1/3 \cdot R$ des Außenradius R der Komponente liegt. Bemerkenswerterweise entspricht der Schalldruck des Echos am Wandler trotz der Fokussierung der Reflexion genau jenem, welcher sich bei einem ebenen Reflektor im Abstand $d = 2R$ zum Wandler ergeben würde [32].

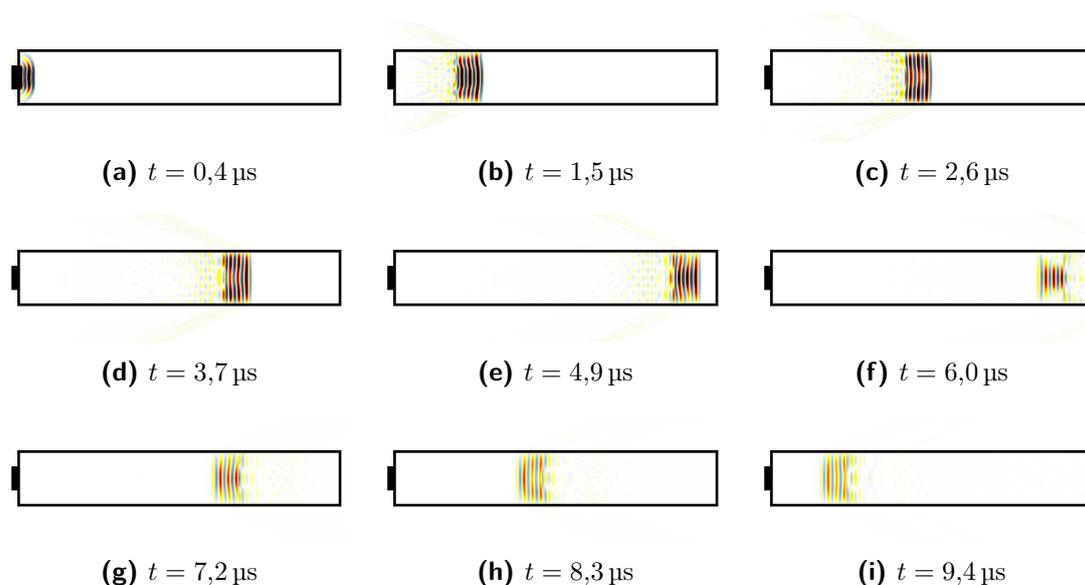


Abbildung 5.5: Simulationsergebnis der zeitlichen Ausbreitung einer Ultraschallpulsfolge von vier Pulsen mit 8 MHz Frequenz in einem Schutzglas mit 30 mm Durchmesser und 5 mm Dicke bei radialer Beobachtung. Die Schallausbreitung erfolgt parallel zu den optischen Oberflächen.

Die Betrachtung der Schallausbreitung aus radialer Richtung entsprechend Abbildung 5.5 ergibt, dass sich der Schall parallel zu den optischen Oberflächen der Komponente ausbreitet, wobei die Schallintensität in der Mitte zwischen den Oberflächen zum Zeitpunkt des Echoempfangs maximal ist. Aus diesem Grund soll der Wandler bei Schutzgläsern idealerweise mittig in Bezug auf die Dicke der Komponente angebracht werden.

In Abbildung 5.6 ist die Schallausbreitung in einer Meniskuslinse im Querschnitt dargestellt. Die Schallausbreitung in radialer Richtung verhält sich im wesentlichen vergleichbar zu der in einem Schutzglas, siehe Abbildung 5.4. Meniskuslinsen finden beispielsweise Anwendung als Fokussierlinsen in CO₂-Laser-Bearbeitungsköpfen oder als Teil eines sammelnden Linsendoublets in 1 μm Optiken. Gemäß Abbildung 5.6 folgt die Schallausbreitungsrichtung dem Verlauf der optischen Oberflächen. Vergleicht man die Abbildungen 5.5i und 5.6i miteinander, die beide den Zustand zum Zeitpunkt $t = 9,4 \mu\text{s}$ zeigen, fällt auf, dass die Ausbreitung in radialer Richtung zum selben Zeitpunkt in der Meniskuslinse noch nicht so weit fortgeschritten ist, wie im Schutzglas. Dies bedeutet, dass der Weg des Wellenpakets durch das Objekt für die Wellen in einer Meniskuslinse länger ist, als für jene in einem Schutzglas. Insbesondere bei stark gekrümmten Linsen muss dieser Effekt bei der Parametrisierung des Messsystems berücksichtigt werden, wie noch gezeigt werden wird.

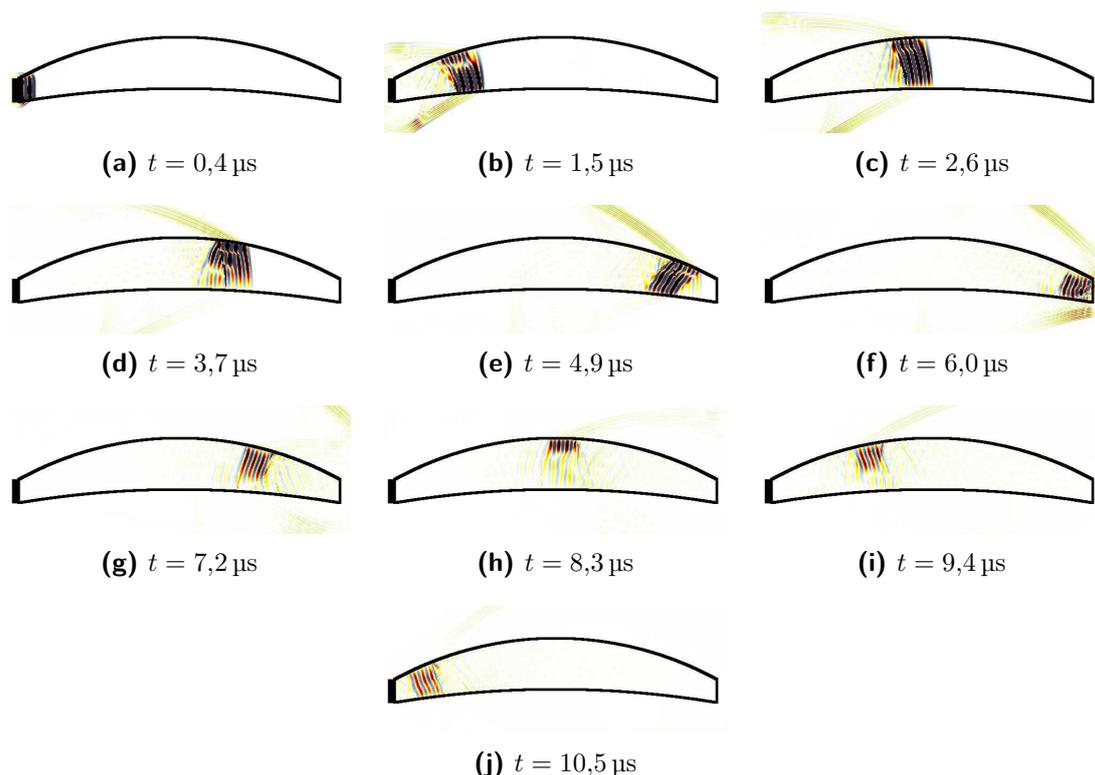


Abbildung 5.6: Simulationsergebnis der zeitlichen Ausbreitung einer Ultraschallpulsfolge von vier Pulsen mit 8 MHz Frequenz in einer positiven Meniskuslinse mit 30 mm Durchmesser und 100 mm Fokusslänge bei radialer Beobachtung. Die Schallausbreitungsrichtung wird durch die gekrümmten optischen Oberflächen beeinflusst. Im Vergleich zur Wellenausbreitung in einem Schutzglas ist der Laufweg des Wellenpakets durch die Umlenkung verlängert.

Abbildung 5.7 zeigt die Schallausbreitung bei axialer Beobachtung in einer bikonvexen Linse, hier im Spezialfall einer Best-Form-Linse. Auch bei dieser Linsenform folgt das Wellenpaket der Krümmung der optischen Oberflächen. Da die Form eine direkte Sichtverbindung zwischen Ultraschallwandler und reflektierender Mantelfläche erlaubt, kann die Wellenausbreitung zumindest teilweise entlang der minimalen Wegstrecke verlaufen. Ein Echo erreicht den Ultraschallwandler daher zum selben Zeitpunkt, wie es bei einer Messung in einem Schutzglas gleichen Durchmessers der Fall wäre. Die Abbildungen 5.5i und 5.7i zeigen die Ausbreitung jeweils zum identischen Zeitpunkt $t = 9,4 \mu\text{s}$ und stellen diesen Sachverhalt dar.

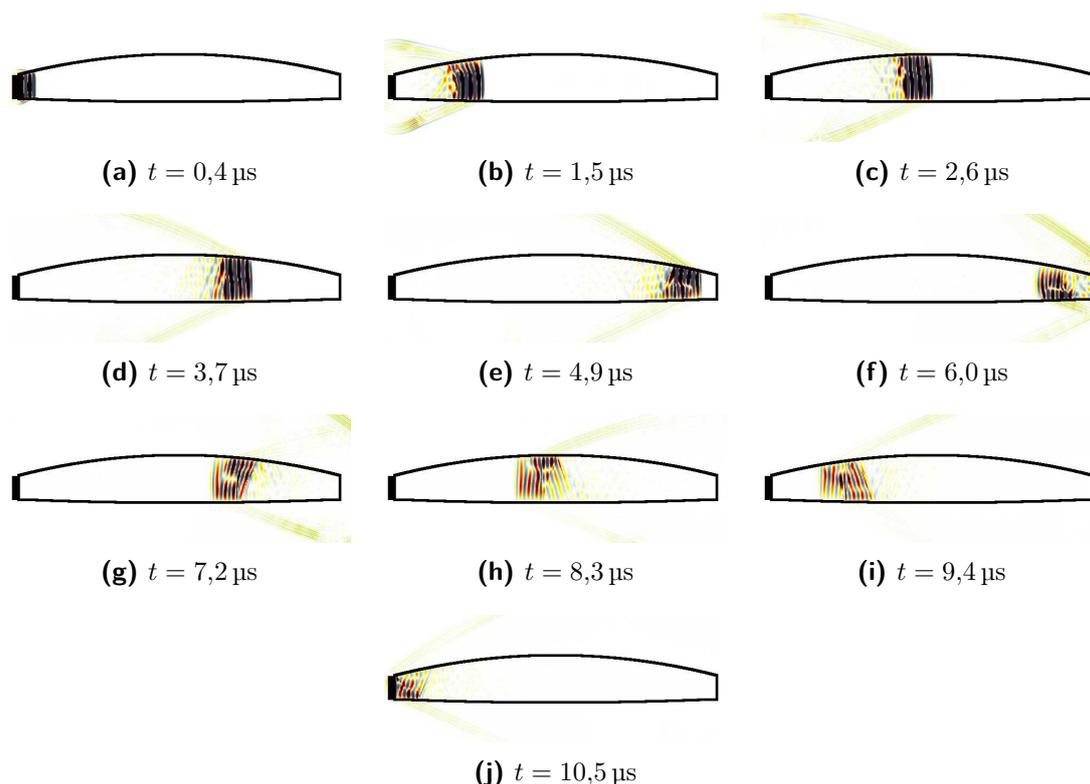


Abbildung 5.7: Simulationsergebnis der zeitlichen Ausbreitung einer Ultraschallpulsfolge von vier Pulsen mit 8 MHz Frequenz in einer Best-Form-Linse mit 30 mm Durchmesser und 100 mm Fokusslänge bei radialer Beobachtung. Die Form der optischen Komponente erlaubt die Entstehung mehrerer Moden, wodurch sich das Ultraschallecho am Empfänger als verbreiteter Wellenzug darstellt.

Anhand der Abbildung 5.7i ist zudem der Dispersionseffekt besonders gut sichtbar, der prinzipiell bei jeder beliebigen Form eines Messobjekts auftritt, jedoch nur bei optischen Komponenten mit starker Oberflächenkrümmung praxisrelevant wird. Der Begriff Dispersion bezieht sich hier auf die unterschiedliche Laufzeit zwischen Sende- und Empfangszeitpunkt verschiedener Moden. Die Anzahl möglicher Moden ist abhängig von den Abmessungen und der Form des Messobjektes. Wohingegen sich bei der betrachteten Meniskuslinse hauptsächlich eine starke Mode ausgebildet hat, die die gemessene Laufzeit im wesentlichen bestimmt, formen sich bei der bikonvexen Linse mehrere Moden mit nennenswertem Schalldruck. Das gesendete Wellenpaket aus wenigen Pulsen wird so empfängerseitig zu einem breiten Wellenzug aus mehreren Echos mit wechselnder Amplitude und Phasenlage umgeformt. Dies erschwert die Auswertung des Empfangssignals zur Ermittlung der Temperatur erheblich:

Erstens muss hierzu die Wegstrecke bekannt sein, welche die zur Auswertung herangezogenen Wellen durchlaufen haben, um nach den bekannten Temperaturkoeffizienten aus Tabelle 5.1 eine Temperaturänderung anhand eines Laufzeitunterschieds korrekt berechnen zu können. Dies ist der Fall, wenn zur Auswertung jenes Echo mit der geringsten Laufzeit herangezogen wird und die Form des Messobjektes eine Sichtverbindung zwischen Ultraschallwandler und reflektierender Mantelfläche erlaubt. Hierbei entspricht die Wegstrecke der Ultraschallwelle des schnellsten Echos dem doppelten Durchmesser des Messobjektes. Bei einigen Linsenformen, welche keine Sichtverbindung zwischen Ultraschallwandler und reflektierender Mantelfläche erlauben, wie beispielsweise die Meniskuslinse aus Abbildung

5.6, muss die Weglänge der Ultraschallwellen einmalig durch Messung der Laufzeit bei bekannter Temperatur des Messobjekts ermittelt werden. Die Weglänge ergibt sich dann aus der bekannten Beziehung zwischen Schallgeschwindigkeit und Laufzeit.

Zweitens steigt die Messunsicherheit aufgrund der abnehmenden Signalstärke des ausgewerteten Echos. Durch die Dispersion verteilt sich die Sendeenergie auf mehrere Moden. Verglichen mit Messungen mit vernachlässigbaren Dispersionseffekten reduziert sich dadurch die Signalamplitude am Empfänger und der Signal-zu-Rausch-Abstand nimmt ab. Je nach Modenstruktur kann das Echo mit der geringsten Laufzeit eine vergleichsweise geringe Amplitude aufweisen.

Drittens kann sich die Modenstruktur bei einem Temperaturwechsel des Messobjekts verändern, wodurch sich die Signalform am Empfänger ebenfalls ändern kann. Wie noch gezeigt werden wird, wird die Laufzeit einer Ultraschallwelle durch das Messobjekt anhand von mehreren Zeitmarken im Empfangssignal ermittelt. Jede dieser Zeitmarken entspricht einem bestimmten Punkt im Signalverlauf am Empfänger, welcher während der Initialisierung einer Messung vom Empfangsalgorithmus gesetzt und im Verlauf der Messung verfolgt wird. Ändert sich die Signalform des Empfangssignals während einer Messung deutlich, so können diese Punkte nicht mehr korrekt dem Signalverlauf zugeordnet werden. In der Praxis kann dem durch eine angepasste, empirisch ermittelte Parametrisierung des Messsystems entgegengewirkt werden. So kann beispielsweise die Länge des gesendeten Wellenpakets verändert werden, da diese einen Einfluss auf die Modenstruktur hat. Ebenso kann die Anzahl der Zeitmarken pro Echo verringert werden, wobei dies die Messunsicherheit erhöht.

Aufgrund der bereits dargestellten Schallausbreitung (siehe Abbildung 5.4) sowie der Schallkeule des Sensors (siehe Abbildung 5.14) kann nicht das gesamte Volumen des Messobjekts durchschallt werden. Zudem ist beispielsweise in Abbildung 5.4 deutlich eine ungleichmäßige Schalldichteverteilung erkennbar. Beides beeinflusst die orts aufgelöste Empfindlichkeit des Messsystems für Temperaturschwankungen innerhalb des Volumens des Messobjekts.

Um dies zu untersuchen wurde eine Simulationsreihe durchgeführt, bei der ein gegenüber dem übrigen Material erwärmtes Volumenelement rasterartig durch das gesamte Messobjekt bewegt wurde. Der Einfluss dieses Volumenelements auf die Signallaufzeit gegenüber einer Referenzsimulation ohne erwärmtes Volumenelement wurde dann orts aufgelöst in einem Diagramm aufgetragen. Das Ergebnis einer Simulationsreihe an einem Schutzglas mit 30 mm Durchmesser ist in Abbildung 5.8 in einer Heatmap-Darstellung gezeigt. Hierin ist zu erkennen, dass Temperaturänderungen in einem runden Messobjekt nur entlang einer Linie zwischen Sensor und der gegenüberliegenden Mantelfläche erfasst werden. Zudem ist die Empfindlichkeit des Messsystems entlang dieser Linie nicht konstant. Um den Fokuspunkt der Ultraschallwelle herum ist die Empfindlichkeit erhöht und nimmt Richtung zunehmenden Radius wieder ab. Das Messergebnis einer Ultraschalltemperaturmessung ist demnach der Durchschnittswert der Materialtemperatur entlang dieser Empfindlichkeitslinie. Im Fall von Temperaturgradienten innerhalb des Messobjekts ist dies jedoch nicht mehr wahr, denn durch die Empfindlichkeitsunterschiede wird der Temperaturunterschied verschiedener Regionen unterschiedlich stark im Messergebnis gewichtet. In der Praxis ist diese Gewichtung nicht von hoher Bedeutung, da ein Temperaturverlauf meist nur in radialer Richtung entsteht. Unterschiedliche Empfindlichkeiten kompensieren sich hierdurch teilweise.

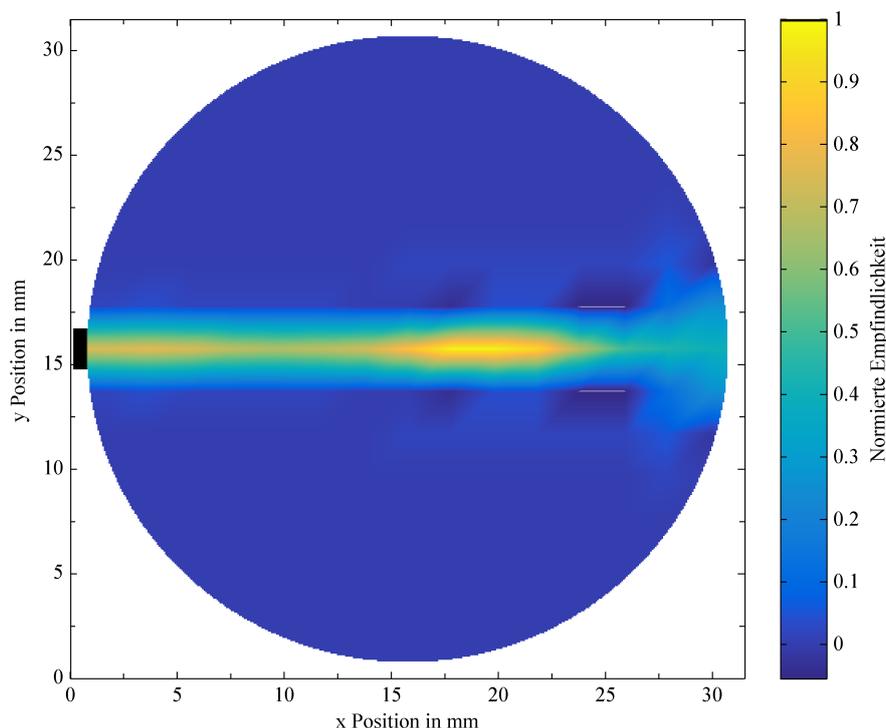


Abbildung 5.8: Darstellung der simulierten Empfindlichkeit des Messsystems auf Unterschiede in der Schallgeschwindigkeit und Dichte des Materials als Karte über einem Schutzglas mit 30 mm Durchmesser. Die Sensorposition ist als schwarzes Rechteck abgebildet. Erkennbar ist ein linienförmiges Messvolumen mit einer erhöhten Empfindlichkeit im Fokuspunkt der Schallwellen bei $r_f = 1/3 \cdot R$ des Außenradius R der Komponente.

5.2 Beschreibung des realisierten Ultraschallwandlers

Das beschriebene Messsystem nutzt als Sender und Empfänger von Ultraschallwellen einen keramischen Dickenschwinger aus Blei-Zirkonat-Titanat (PZT), dessen maximale Abmessungen im wesentlichen von den Anforderungen der Anwendung als Temperatursensor für optische Elemente bestimmt sind. Die Ultraschalleinkopplung erfolgt über die Mantelfläche der runden optischen Komponenten. Somit richtet sich die ideale Länge des Keramikplättchens nach der minimalen Randdicke üblicher Komponenten, um ein Überlappen des Wandlers über deren Rand zu vermeiden. Ein Überlappen führt zu störendem Nachschwingen des Wandlers nach dem Aussenden eines Wellenpaketes, da die überlappenden Flächen die Schallenergie nicht in die optische Komponente einkoppeln können. Die geringsten Randdicken weisen aufgrund ihrer Geometrie bikonvexe Linsen sowie Schutzgläser in Laserschweißanwendungen auf, da diese keinem Prozessgasdruck standhalten müssen. Die minimalen Randdicken dieser Objekte liegen im Bereich um 2 mm, weswegen dieser Wert als Länge des Schwingers gewählt wurde. Um eine symmetrische Schallkeule zu erzeugen, wurde die Breite des Schwingers ebenfalls zu 2 mm gewählt. Die Dicke des Schwingers kann nicht frei gewählt werden, da diese die Resonanzfrequenz des Wandlers und die mechanische Stabilität wesentlich bestimmt. Die Anwendung erlaubt vergleichsweise hohe Ultraschallfrequenzen aufgrund der geringen Dämpfung der homogenen amorphen bzw.

polykristallinen Materialien der Messobjekte. Die Auswertung der Ultraschallechos profitiert von hohen Frequenzen, da aufgrund der geringeren Periodendauer eine höhere Anzahl an Schwingungsperioden innerhalb eines Empfangszeitraums verarbeitet werden können. Ein Kompromiss zwischen mechanischer Stabilität und hoher Ultraschallfrequenz liegt bei einer Frequenz von 8 MHz mit einer Dicke des Schwingers von 0,25 mm.

Bei der idealen Größe der Wandlerkeramik von $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 0,25\text{ mm}$ ist die elektrische Kontaktierung insbesondere der dem Messobjekt zugewandten Elektrode nicht trivial. Diese liegt quasi vollflächig am Messobjekt an und ist somit nicht mehr zugänglich. In typischen kommerziellen Ultraschallwandlern erfolgt die Kontaktierung dieser Elektrode häufig über eine metallische Impedanzanpassungsschicht zwischen piezoelektrischer Keramik und Messobjekt, welche größere Abmessungen als die piezoelektrische Keramik aufweist und somit einen Zugang zur verdeckten Elektrode ermöglicht. Beim realisierten Ultraschallwandler wurde jedoch auf eine Impedanzanpassungsschicht verzichtet. Neben dem bereits dargestellten geringen Nutzen einer Schicht zusätzlich zu einer immer notwendigen Koppelmittelschicht erhöht diese zum einen die Gesamtdicke des Sensor, wodurch eine einfache Integration des Messsystems auch in bestehende Optikdesigns erschwert werden würde. Zum anderen steigert eine zusätzliche Schicht die Produktionskosten eines Sensors durch zusätzliche Arbeitsschritte.

Als Ersatz für eine leitfähige Anpassungsschicht kann die dem Messobjekt zugewandte Elektrode mittels leitfähiger Koppelmittel mit dem Messobjekt elektrisch und mechanisch verbunden werden, welches zuvor mit einer leitfähigen Schicht versehen wurde. Dadurch ist die am Messobjekt anliegende Elektrode wieder über die leitfähige Schicht zugänglich. Geeignete leitfähige Schichten können beispielsweise durch Silberleitlack oder leitfähigen Epoxidharzkleber hergestellt werden, welche gleichzeitig als Koppelmittel dienen. Diese Variante ist bevorzugt bei experimentellen Aufbauten im Einsatz, da die Vorbehandlung der Messobjekte mit einer leitfähigen Schicht ein zu hohes Risiko einer Verschmutzung der optischen Oberflächen mit sich bringt. Für einzelne Testaufbauten wird diese Art der Kontaktierung jedoch erfolgreich eingesetzt. Die weiterführende Verbindung zu einer Sendee- und Empfangselektronik erfolgt über Federkontakte bzw. Federkontaktstifte, wobei ein Kontaktelement durch direkten Druck auf die piezoelektrische Keramik eine Verbindung zur ersten Elektrode herstellt und das zweite Kontaktelement über Berührung der leitfähigen Schicht Verbindung zur zweiten Elektrode ermöglicht.

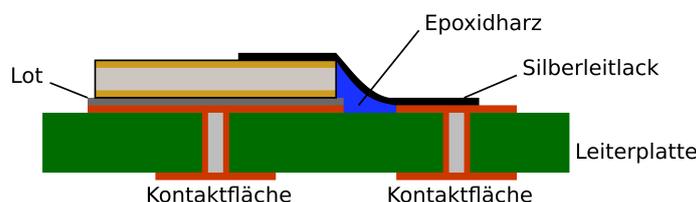


Abbildung 5.9: Zeichnung des Wandlers auf einer durchkontaktierten Trägerplatine. Die erste Elektrode der metallisierten PZT-Keramik ist auf eine Trägerplatine gelötet. Die zweite Elektrode ist über eine Schicht aus Silberleitlack bzw. über eine durch ein PVD-Verfahren abgeschiedene Metallschicht mit einer Kontaktfläche der Platine verbunden. Zur Kurzschlussvermeidung ist die erste Elektrode an der Übergangsstelle mittels Kunstharz isoliert.

In einer industrietauglichen Ausführung muss der Sensor hinsichtlich der elektrischen Kontaktierung als autarkes Element umgesetzt sein. Hierfür wurde die piezoelektrische Keramik mit der einen Elektrode auf eine zweilagige Leiterplatte montiert, welche wie-

derum über Kontaktflächen für Federkontaktstifte bzw. Lötanschlüsse zur Verbindung mit einer Sende- und Empfangselektronik verfügt. Die andere Elektrode wurde mittels Silberleitlack bzw. einer aufgesputterten Kupferschicht mit der Trägerplatine verbunden. Zur Vermeidung von Kurzschlüssen der beiden Elektroden über die Seitenfläche der Keramik wurde diese mittels einer Kehle aus Epoxidharz verdeckt. Abbildung 5.9 verdeutlicht diesen Aufbau. Über die von der Trägerplatine abgewandten Seite der Wandlerkeramik wird die Ultraschallschwingung in ein Messobjekt eingekoppelt. Als Koppelmittel wurden Methacrylat-Klebstoffe sowie Silikonkautschuk erfolgreich getestet, jedoch erwies sich die Kontaktierung der zweiten Elektrode mittels einer leitfähigen Schicht als äußerst unzuverlässig. Nach einigen Temperaturzyklen des Messobjekts kam es regelmäßig zum Verlust dieser Elektrodenverbindung, insbesondere bei Einsatz des Koppelmittels Silikonkautschuk. Mikroskopische Untersuchungen der Schicht offenbarten sowohl im Fall einer aufgesputterten Kupferschicht, als auch im Fall einer Schicht aus Silberleitlack durchgehende Risse im Bereich der Epoxidharzkehle, die für den Ausfall der elektrischen Verbindung verantwortlich waren. Zudem wies die Schicht eine geringe Haftung auf dem Kunstharz auf.

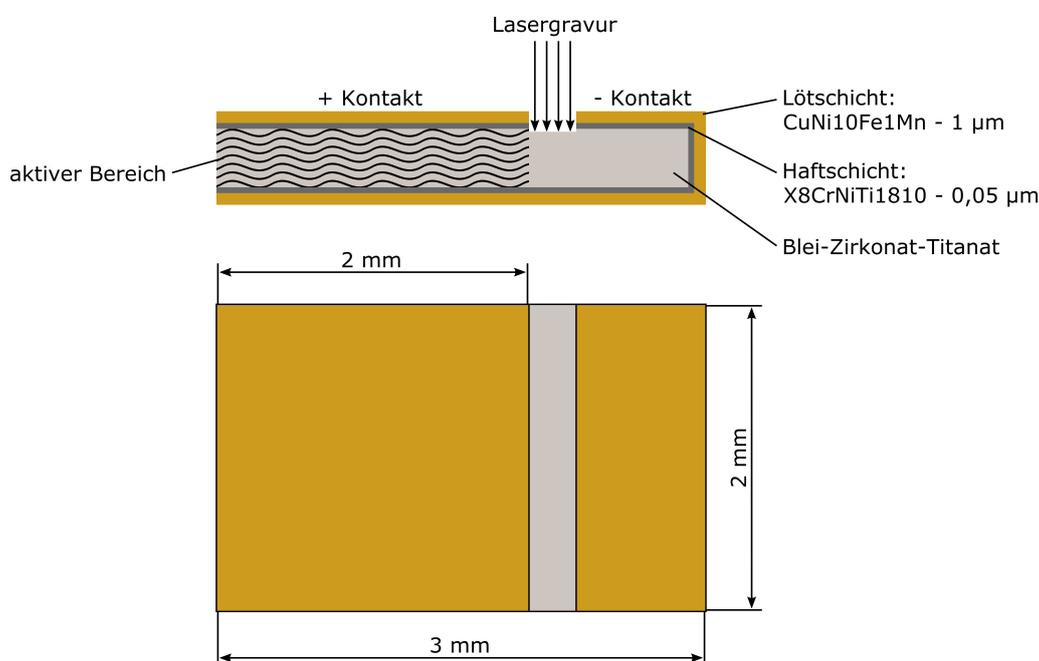


Abbildung 5.10: Zeichnung der lötbaren PZT-Keramik. Der Schwinger kann über die beiden elektrischen Kontakte auf eine Trägerplatine gelötet werden. Durch die Form der Elektroden bildet sich nur im schraffierten Volumen des Schwingers ein elektrisches Feld aus, welches die sensorische und aktorische Funktion des Bauteils prägt.

Aufgrund der beschriebenen Probleme sowie der relativ aufwendigen Fertigung des Sensors wurde in einem nächsten Schritt die Form der piezoelektrischen Keramik und deren Elektrodenkonfiguration derart verändert, dass eine Kontaktierung von nur einer Seite möglich wurde. Hierzu wurde eine Seite der Keramik um 1 mm verlängert sowie eine Elektrode vergrößert und über die kurze Seite der Keramik auf die hinzugewonnene Fläche umgelegt. Ein Restspalt trennt die umgelegte Elektrode von der bestehenden Elektrode. Abbildung 5.10 zeigt diesen Aufbau grafisch. Das Elektrodenmaterial besteht aus einer Haftschiicht aus dem austenitischen hitzebeständigen Stahl X8CrNiTi18-10 sowie einer lötbaren Schicht aus der Kupfer-Nickel-Eisen Legierung CuNi10Fe1Mn.

Für die Herstellung dieser Wandler wird zunächst ein Stab des piezoelektrischen Materials, welcher bereits die endgültige Dicke des Wandlers aufweist, von drei Seiten bedampft. Anschließend wird die Elektrode mittels Laserbearbeitung strukturiert, sodass ein Spalt in den aufgedampften Metallschichten entsteht. Von dem Stab werden dann mit einer Wafersäge einzelne Wandler abgetrennt. Jene Wandler können direkt mittels eines beliebigen Reflow-Lötverfahrens und eines gängigen Elektroniklots mit den Pads einer Leiterplatte verlötet werden. Durch den Lötvorgang werden gleichzeitig die elektrischen Verbindungen zu beiden Elektroden geschaffen. In Abbildung 5.11 ist die verlötete Keramik auf einer Trägerplatine schematisch dargestellt.

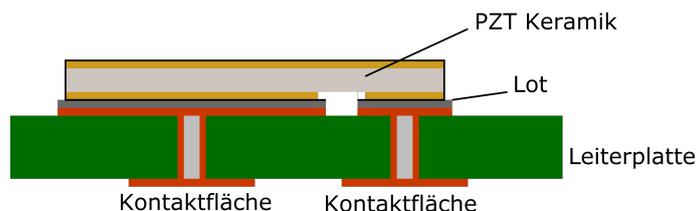
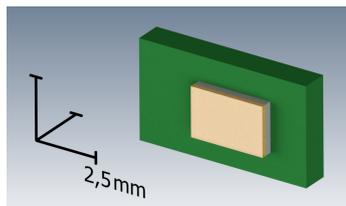


Abbildung 5.11: Zeichnung des lötbaren Wandlers auf einer Trägerplatine. Die metallisierte PZT-Keramik ist durch zwei einseitige Lötverbindungen vollständig elektrisch kontaktiert.

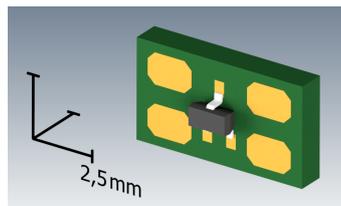
Die Temperatur der piezoelektrischen Keramik kann, je nach angewandtem Lötverfahren, Werte oberhalb der Curie-Temperatur des Materials erreichen, wodurch es seine piezoelektrischen Eigenschaften aufgrund von Depolarisation verliert. Die Polarisation des Wandlers muss daher nach dem Lötvorgang durch Anlegen einer Spannung von 1000 V mm^{-1} wiederhergestellt werden.

Die verwendete Leiterplatte besteht aus FR-4, einem Glasfasergewebe in einer Epoxidharzmatrix. Durch den heterogenen Aufbau werden Ultraschallwellen in diesem Material gestreut, wodurch FR-4 ein vergleichsweise schlechter Ultraschalleiter ist. In der gezeigten Ausführung ist dieses Verhalten aber günstig, da hier die Leiterplatte dämpfend auf die rückseitigen Emissionen von Ultraschallwellen der Wandlerkeramik wirkt.

Durch das Auflöten des Ultraschallwandlers direkt auf eine Leiterplatte bietet es sich an, weitere Sensorik zur Prozess- oder Zustandsüberwachung sowie elektronische Bauteile zur Ansteuerung des Ultraschallwandlers ebenso auf dieser Leiterplatte zu platzieren. Besonders vorteilhaft ist die Platzierung eines lokalen Temperatursensors in unmittelbarer Nähe zur piezoelektrischen Keramik, da so eine thermische Überlastung des Sensors durch intensive Laserstreustrahlung festgestellt werden kann. Zudem kann hierdurch die Randtemperatur des optischen Elements gemessen sowie eine Referenztemperatur beim Start einer Messung ermittelt werden. In Abbildung 5.12 sind isometrische Ansichten eines kompakten Sensors mit zusätzlichem Temperatursensor dargestellt. Die elektrische Kontaktierung von Piezoelement und Temperatursensor erfolgt über vier Lötpads, welche entweder über Federkontaktstifte oder angelötete Kabel mit der Ansteuerelektronik verbunden werden.



(a) Vordere Ansicht auf die Sensorplatte mit dem PZT Wandlerelement.



(b) Hintere Ansicht auf die Sensorplatte. Sichtbar ist der lokale Temperatursensor sowie die Pads zur elektrischen Kontaktierung des Sensors.

Abbildung 5.12: Isometrische Ansichten des Sensors.

Abbildung 5.13 zeigt den beschriebenen Sensor angeklebt an ein Schutzglas und verdeutlicht die Größenverhältnisse.

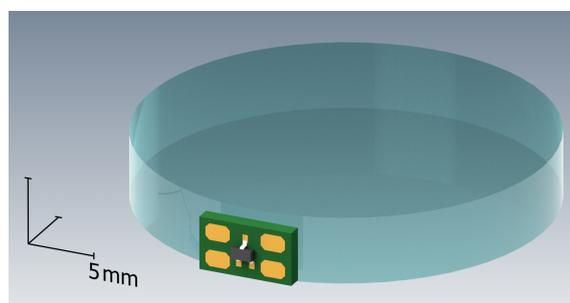


Abbildung 5.13: Ansicht eines Schutzglases mit einem angeklebten Sensor.

Die direkte Verlotung einer piezoelektrischen Keramik auf eine Leiterplatte sowie die Form der Keramik ist im Vergleich zum Aufbau kommerzieller Ultraschallwandler unüblich. Hier wird zumeist auf runde Keramiken zurückgegriffen, welche über angelötete bzw. leitfähig verklebte Anschlussdrähte kontaktiert werden.

Um die Gültigkeit von Gleichung 5.9 sowie die Form der Schallkeule zu prüfen, wurden Messungen im Wasserbad durchgeführt. Hierbei wurden zwei gleichartige, zueinander zeigende Wandler im Abstand von 15 mm in zwei Richtungen gegeneinander verschoben. Ein Wandler fungierte als Sender mit konstanter Anregungsamplitude, der andere als Empfänger, dessen Signalamplitude über die Verschiebung aufgezeichnet wurde. Abbildung 5.14 stellt das Ergebnis dieser Messung dar. Da hier zwei gleichartige Wandler als Sender und Empfänger verwendet wurden, entspricht die gemessene Amplitude dem Quadrat der tatsächlichen. Dies wurde in der Abbildung 5.14 bereits durch ziehen der Wurzel der Messwerte korrigiert. Es ergibt sich eine Halbwertsbreite von 3,5 mm und somit ein Divergenzwinkel von $6,65^\circ$. Dies entspricht in guter Näherung dem Ergebnis von $6,4^\circ$ nach Gleichung 5.9. Zudem ist ein vernachlässigbarer Unterschied zwischen den Messungen entlang der kurzen und der langen Kante des Wandlers nach Abbildung 5.10 erkennbar.

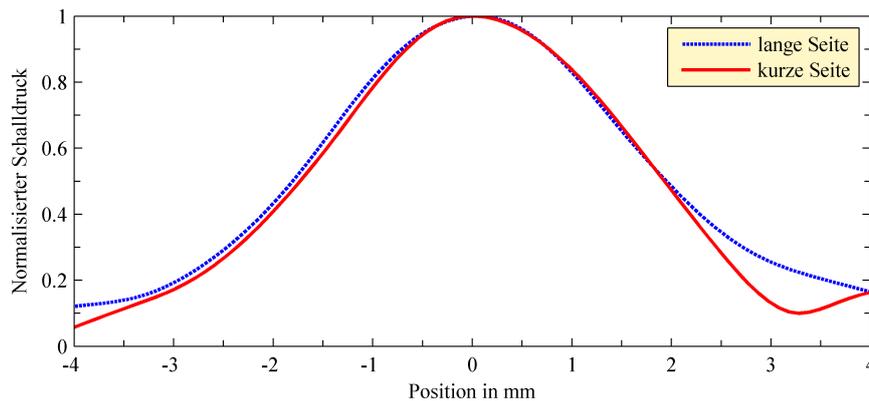


Abbildung 5.14: Schallkeule des Wandlers aus Abbildung 5.10, dargestellt als normalisierter Schalldruck in Abhängigkeit von der lateralen Verschiebung einer Messsonde im Abstand von 15 mm zum Wandler. Gemessen wurde im Wasserbad bei einer lateralen Verschiebung entlang der langen Seite sowie entlang der kurzen Seite des rechteckförmigen Wandlers.

Bei der Ankopplung des Wandlers an das Messobjekt kann es aufgrund von Toleranzen der Sensorhalterung bzw. der Klebevorrichtung zu Abweichungen von der idealen Sensorposition kommen. Die Auswirkungen auf die Ankopplungsqualität verschiedener Positionierungsfehler wurden durch 2-D Simulationen in k-Wave untersucht. Abbildung 5.15 zeigt die Empfangsleistung in Abhängigkeit von der tangentialen Verschiebung des Sensors. Simuliertes Messobjekt ist ein Schutzglas mit 30 mm Durchmesser. Da die Durchmesser-toleranzen von runden optischen Komponenten in der Regel zu $+0,00 \text{ mm} / - < 0,1 \text{ mm}$ bemäht und die Aufnahmen auf geringes mechanisches Spiel ausgelegt sind, ist nicht mit einer Verschiebung größer von etwa 0,5 mm zu rechnen. Dies gilt auch, wenn über die Trägerplatine positioniert wird. Da die Leiterplatte aus einem Nutzen gefräst wird, betragen deren Längentoleranzen nur $+/- 0,1 \text{ mm}$. Die Positionierung der Löt pads der Keramik gegenüber der Leiterplattenkanten ist ähnlich präzise, ebenso die Position der Keramik auf der Platine. Dies wird durch die Selbstausrichtung der Keramik durch die Oberflächenspannung des flüssigen Lötzinns während des Lötvorgangs bewerkstelligt. Die tangentialen Verschiebung eines Sensors hat daher einen vergleichsweise geringen Einfluss auf die Ankopplung des Sensors.

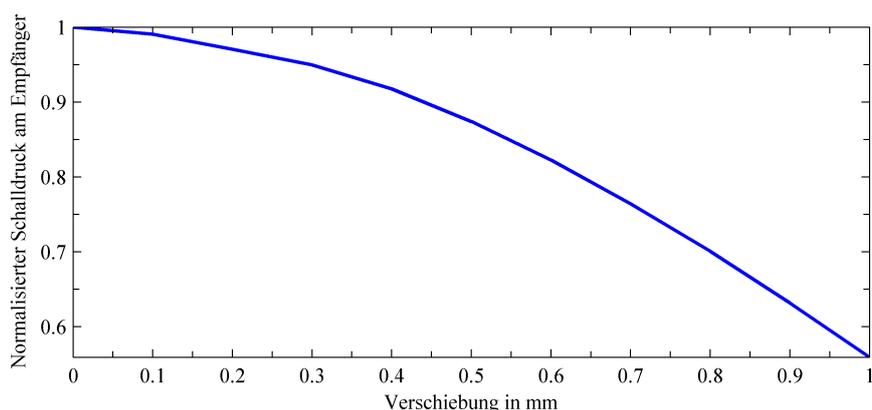


Abbildung 5.15: Simulierte Stärke des empfangenen Signals in Abhängigkeit von der tangentialen Verschiebung eines Sensors entsprechend Abbildung 5.10 an einer zylinderförmigen Komponente aus Quarzglas mit 30 mm Durchmesser. Der Sensor berührt die Komponente dabei direkt. Aufgrund von geometrischen Gegebenheiten entstehende Lücken zwischen Sensor und Komponente weisen akustische Eigenschaften vergleichbar mit Epoxidharz auf.

Die Sende- und Empfangsleistung des Wandlers in Abhängigkeit von dessen Verkippung relativ zu einer Tangente ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Demnach haben bereits Winkelfehler von größer 3° nahezu eine Halbierung der eingekoppelten Leistung zur Folge. Verglichen mit einer Verschiebung des Sensors ist eine Verkippung wesentlich wahrscheinlicher. Dies liegt zum einen an der Tendenz des Wandlers, an der runden Mantelfläche abzurollen, wenn der Kraftvektor eines Andruckmechanismus nicht exakt durch die Mittelachse des Messobjekts verläuft. Zum anderen ist der Wandler durch dessen geringe Größe und durch die rückseitige Bestückung mit einem lokalen Temperatursensor schwer flächig zu greifen. In der Praxis wurden bei händischer Anbringung eines Sensors ohne die Hilfe einer Vorrichtung daher auch stets schlechte Ergebnisse erzielt.

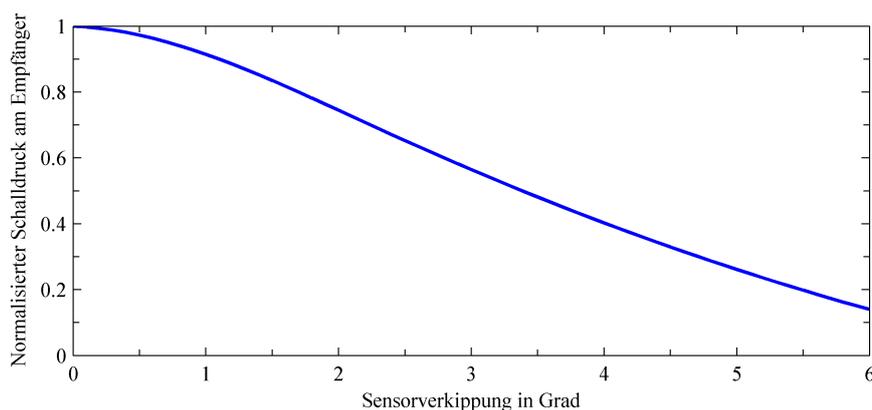


Abbildung 5.16: Simulierte Stärke des empfangenen Signals in Abhängigkeit von der Verkippung eines Sensors entsprechend Abbildung 5.10 gegenüber einer gedachten tangentialen Linie an der Mantelfläche einer zylinderförmigen Komponente aus Quarzglas mit 30 mm Durchmesser. Der Sensor berührt die Komponente dabei direkt. Aufgrund von geometrischen Gegebenheiten entstehende Lücken zwischen Sensor und Komponente weisen akustische Eigenschaften vergleichbar mit Epoxidharz auf.

Als letzte Variable bei der Sensorpositionierung ist in Abbildung 5.17 der Einfluss der Dicke der Koppelmittelschicht auf die Empfangsleistung gezeigt. Die akustische Impedanz des simulierten Koppelmittels entspricht der von Epoxidharz. Gemäß Gleichung 5.6 nimmt die Ankoppelqualität nicht linear mit der Schichtdicke ab, sondern unterliegt regelmäßigen Schwankungen. Generell ist der Einfluss der Schichtdicke gering, wobei den zahlenmäßigen Werten in diesem Fall keine hohe Bedeutung beigemessen werden soll, da der für die Simulation eingestellte Dämpfungsfaktor des Koppelmittels nur näherungsweise dem unbekanntem exakten Wert des tatsächlich verwendeten Koppelmittels entspricht. Die Simulation spiegelt aber die qualitativen Erfahrungswerte aus der Praxis gut wider.

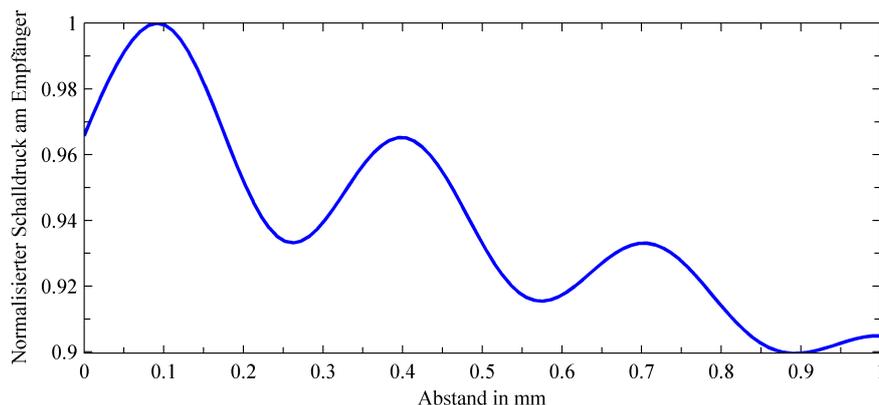


Abbildung 5.17: Simulierte Stärke des empfangenen Signals in Abhängigkeit von der Dicke der Koppelmittelschicht zwischen einem Sensor entsprechend Abbildung 5.10 und einer zylinderförmigen Komponente aus Quarzglas mit 30 mm Durchmesser. Die Koppelmittelschicht weist akustische Eigenschaften vergleichbar mit Epoxidharz auf.

5.3 Mögliche Messmethoden zur Temperaturmessung

Wie im vorangegangenen Teil dieser Arbeit bereits beschrieben, arbeitet das realisierte Messsystem nach dem Puls-Echo-Verfahren. Hierbei wird von einem Sender, der gleichzeitig auch Empfänger ist, ein Ultraschall-Wellenpaket ausgesendet. Dieses durchläuft das Messobjekt - in dieser Anwendung meist ein zylindrisches Objekt - und wird vom gegenüberliegenden Objekt-Luft-Übergang aufgrund des Impedanzunterschiedes zwischen Messobjekt und umgebender Luft nahezu vollständig reflektiert. Daraufhin durchläuft das Wellenpaket das Objekt erneut in entgegengesetzter Richtung, um danach vom Empfänger detektiert zu werden. Die Auswertung der Laufzeit des Wellenpakets ermöglicht die Berechnung der Objekttemperatur. Dieses Verfahren erfordert einen gedämpften Sender, damit die Totzeit zwischen dem Senden und dem Empfangen eines Wellenpaketes aufgrund des Nachschwingens des Senders gering bleibt. Die Empfindlichkeit dieses gedämpften Senders bzw. Empfängers ist gering, verglichen mit einem schmalbandigen Wandler hoher Güte, sodass zur Kompensation hohe Sendeleistungen bereitgestellt werden müssen. Außerdem muss die Signalauswertung im Zeitbereich erfolgen, was aufgrund des geringen Temperaturkoeffizienten eine Zeitauflösung im Sub-Nanosekundenbereich erforderlich macht.

Ein alternatives Messverfahren ermöglicht eine Auswertung im Frequenzbereich und stellt geringere Anforderungen an eine Ansteuerelektronik des Wandlers: Dieses basiert auf der Bestimmung der Planarresonanzfrequenz des Messobjekts, wobei sich Laufzeitunterschiede aufgrund von Temperaturänderungen durch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz bemerkbar machen. Der Wandler wird hierbei kontinuierlich mit einer durchlaufenden Schwingungsfrequenz angeregt und dessen Erregungsantwort von einem Analog-Digital-Wandler abgetastet. Eine folgende Fourier-Transformation der digitalisierten Werte liefert für jeden Frequenzpunkt einen Real- und Imaginärwert. Aus diesen können Impedanz und relative Phase für jeden Frequenzpunkt berechnet und in ein Bode-Diagramm eingetragen werden, durch welches die Serien- bzw. Parallelresonanzen ermittelt werden können. Die Frequenzen dieser Resonanzen können eine Temperaturabhängigkeit aufweisen. Problematisch bei dieser Messmethode ist das Vorhandensein mehrerer Resonanzfrequenzen, wobei diese teilweise nur durch die Piezoimpedanzen hervorgerufen und damit nicht von der Temperatur des Messobjekts beeinflusst werden. Die Planarresonanzfrequenzen des Messobjekts müssen demnach im Vorfeld ungefähr bekannt sein. Diese können beispielsweise durch den Vergleich zweier Messungen mit Wandlern unterschiedlicher Eigenresonanzfrequenzen ermittelt werden. Neben mehreren Resonanzen bei unterschiedlichen Frequenzen zeigt sich hierbei in beiden Bode-Diagrammen dieser Messungen eine Resonanz bei der selben Frequenz, welche durch Resonanz im Messobjekt hervorgerufen wird. Des Weiteren kann die auftretende stehende Welle im Messobjekt als optisches Gitter für die Laserstrahlung wirken, da es durch die stehende Welle zu periodischen Schwankungen der Dichte und damit des Brechungsindex kommt. Dieser Effekt findet im akustooptischen Modulator Anwendung, ein optisches Bauelement, welches zum schnellen Schalten und Ablenken von Lichtstrahlen verwendet wird. Bei lotrechtem Einfall der Laserstrahlung gegenüber der Ausbreitungsrichtung der Schallwellen bestimmt sich der Beugungswinkel θ aus dem Verhältnis der Wellenlänge der Laseremission λ zur Wellenlänge des Ultraschalls Λ [44].

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (5.10)$$

Bei einer Laserwellenlänge von $\lambda = 1070$ nm und einer Wellenlänge des Ultraschalls von $\Lambda = 0,75$ mm einer Ultraschallwelle mit 8 MHz in Quarzglas ergibt sich ein Beugungswinkel von 1,4 mrad. Zum Vergleich: Dieser Wert entspricht bereits etwa $1/5$ der typischen Winkelabweichung eines Faserlaserstrahls bei dessen Austritt aus der Zuführungsfaser. Auch bei der Puls-Echo-Messmethode erzeugt der Wellenzug eine wandernde periodische Gitterstruktur. Allerdings entspricht deren Apertur nur wenige Wellenlängen des Ultraschalls und ist damit kleiner, als der Durchmesser des Laserstrahls. Zudem ist das Tastverhältnis von Sendezeit zu Empfangszeit gering. Nach Aussendung einiger Ultraschallpulse wird die nächste Aussendung für typischerweise 1 ms pausiert, währenddessen der Schalldruck kontinuierlich abnimmt. Bei einer Aussendung von 10 Pulsen mit 8 MHz Ultraschallfrequenz ergibt sich ein Tastverhältnis von $1/800$. Im Mittel ist der Einfluss des entstehenden Gitters daher vernachlässigbar. In Faserlaserschneidanlagen mit installierter Temperaturüberwachung an Schutzglas und Kollimator konnte keine Beeinflussung des Prozesses festgestellt werden. Aufgrund der Nachteile der Auswertung im Frequenzbereich wurde von einem Einsatz dieses Messverfahrens abgesehen.

5.4 Beschreibung des Messsystems

5.4.1 Elektrische Anregung des Ultraschallwandlers

Die Erzeugung von Ultraschallwellen erfolgt durch elektrische Anregung des Wandlers. Bedingt durch einen hysteresebehafteten Verlauf der spannungsabhängigen Verformung des piezoelektrischen Wandlermaterials steigt der Schalldruck nicht linear mit der Anregungsspannung [45]. Gleichwohl nimmt der Schalldruck mit steigender Anregungsspannung zu, weshalb das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Empfangssignals mit einer höheren Anregungsspannung verbessert werden kann. Die Schwingungsbreite der Anregungsspannung des beschriebenen Wandlers darf Werte bis etwa 100 V annehmen. In medizinischen Ultraschallsystemen sowie in Ultraschallmessgeräten zur Materialprüfung geschieht die Anregung üblicherweise nicht direkt mit einem sinusförmigen Anregungssignal. Hierzu wäre eine lineare Leistungsendstufe in der Anregungselektronik notwendig, die prinzipbedingt eine hohe Verlustleistung aufgrund der theoretischen maximalen Effizienz von $\pi/4$ erzeugen würde [46]. Die Anregung in diesen Systemen geschieht daher häufig mit einer drei- bzw. fünfstufigen Spannungsform, welche einen sinusförmigen Spannungsverlauf nachbildet (siehe [47] und ähnliche). Die möglichen Spannungsstufen betragen $\pm U$ und Null, bzw. $\pm U$, $\pm U/2$ und Null, wobei U der Wert der maximalen Versorgungsspannung der Endstufe ist. Die Endstufe kann in diesem Fall aus zwei bzw. drei Halbbrücken bestehen, welche mit den entsprechenden Versorgungsspannungen verbunden sind. Durch die schaltende Arbeitsweise der Halbbrücken ist die Verlustleistung in den aktiven Bauelementen der Endstufe minimal. Für das Messsystem zur Temperaturmessung an optischen Baugruppen ist jedoch auch diese Anregung nicht optimal, da bereits die Erzeugung von zwei bzw. vier Spannungsniveaus sowie die Ansteuerung von drei Halbbrücken einen nennenswerten schaltungstechnischen Aufwand darstellt und dadurch einen vergleichsweise hohen Anteil an Platinenfläche benötigt.

Die elektrische Anregung eines Wandlers geschieht im beschriebenen Messsystem aus den genannten Gründen nur durch einen einzigen Leistungshalbleiter. Der Treiber besteht im wesentlichen aus einem p-Kanal MOSFET (PMOS) in Sourceschaltung, welcher als High-Side-Schalter zu einer positiven Versorgungsspannung arbeitet und mit seinem Drainanschluss über eine Induktivität zur Schaltungsmasse verbunden ist, siehe Abbildung 5.18. Der piezoelektrische Ultraschallwandler ist parallel zur Induktivität angeschlossen.

Dem PMOS-Leistungsschalter ist ein Treiber vorgeschaltet, welcher aus einem Pegelwandler und einem Push-Pull-Verstärker besteht. Hierbei ermöglicht der Pegelwandler die Ansteuerung des PMOS-Schalters durch ein Signal mit 3,3 V LVTTTL-Pegel. Der Pegelwandler besteht aus einem NPN-Transistor in Emitterschaltung, bei dem zur Verringerung der Schaltzeiten Basis und Kollektor mit einer Schottky-Diode überbrückt sind. Dies verhindert die Sättigung des Transistors und die damit verbundene Ansammlung von Ladungsträgern in der Basis, welche den Schaltvorgang verzögern würden. Dem Pegelwandler nachgeschaltet ist ein Verstärker aus einer NPN/PNP-Komplementärendstufe. Dieser dient als Gate-Treiber für den PMOS-Schalter und stellt sicher, dass die Gate-Kapazität des PMOS während der Schaltvorgänge schnell umgeladen werden kann.

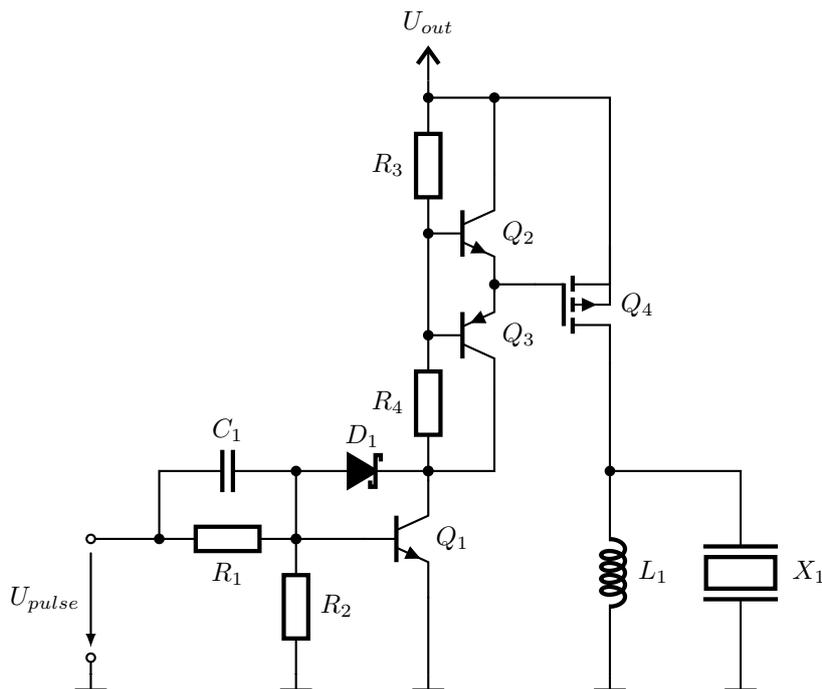


Abbildung 5.18: Vereinfachtes Schaltbild der Treiberelektronik des Ultraschallwandlers X_1 , welcher parallel zu einer Induktivität L_1 liegt und mit dieser einen LC-Schwingkreis bildet. Periodische Anregungspulse in Höhe der Versorgungsspannung U_{out} werden durch Schalten des MOSFET Q_4 erzeugt, wodurch es im Schwingkreis zu Resonanzüberhöhung kommt. Das Gate von Q_4 wird durch die Gegentaktstufe Q_2 und Q_3 getrieben, wodurch schnelle Schaltvorgänge möglich sind. Die Gate-Source-Spannung wird durch den Spannungsteiler R_3 und R_4 begrenzt. Ein Pegelwandler um Transistor Q_1 erlaubt die Ansteuerung des Treibers durch Signale U_{pulse} mit 3,3 V LVTTTL-Pegel. Die Vorwiderstände R_1 und R_2 sowie die kapazitive Kopplung durch C_1 und die Klemmschaltung durch die Schottky-Diode D_1 reduzieren die Schaltzeiten von Q_1 .

Die Höhe der Versorgungsspannung des Treibers ist direkt von der Höhe der Versorgungsspannung des gesamten Messsystems abhängig, welche in der Regel 24 V beträgt. Die Versorgung des Messsystems durchläuft vor der Treiberschaltung nur einen Verpol- und Überspannungsschutz, einen CLC-Filter zur Unterdrückung hochfrequenter Ein- und Ausstrahlungen über die Versorgungsleitungen sowie eine Strombegrenzung. Gemäß der Verschaltung des PMOS-Schalters mit der Induktivität, siehe Abbildung 5.18, kann es bei fehlerhafter Ansteuerung des PMOS zu einem Quasi-Kurzschluss der Versorgungsspannung kommen. Ist der PMOS andauernd oder zu lange geschaltet, wirkt die Induktivität nicht mehr strombegrenzend. Um eine Zerstörung von Induktivität, PMOS und weiteren Bauteilen bei falschen Schaltzeiten zu verhindern, ist der Treiberschaltung eine Strombegrenzung vorgeschaltet, siehe Abbildung 5.19.

Die Strombegrenzung ist platzsparend aus zwei PNP-Transistoren und zwei Widerständen aufgebaut und begrenzt den Stromfluss I auf einen Wert, welcher sich aus der Flussspannung U_F einer Basis-Emitter-Diode von etwa 0,6 V sowie dem Wert des Widerstands R_1 am Emitter von Transistor Q_2 entsprechend Gleichung 5.11 ergibt.

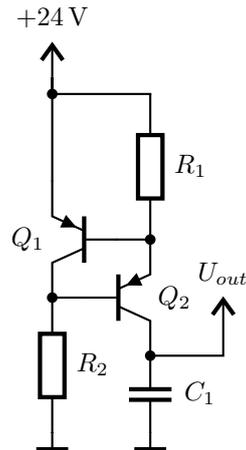


Abbildung 5.19: Vereinfachtes Schaltbild der Strombegrenzung für die Treiberelektronik aus Abbildung 5.18: Im Normalbetrieb ist Transistor Q_2 aufgrund des Basisstroms durch R_2 leitend, wodurch die Versorgungsspannung U_{out} des Treibers 24 V abzüglich der Kollektor-Emitter-Spannung von Q_2 und des Spannungsabfalls an R_1 beträgt. Verursacht der Strom durch den Widerstand R_1 an diesem einen Spannungsabfall in Höhe der Flussspannung der Basis-Emitter-Strecke von Transistor Q_1 , so wird dieser leitend und schließt den Basisstrom von Q_2 kurz. Q_2 arbeitet daraufhin im linearen Bereich und begrenzt den Strom durch R_1 auf einen Wert entsprechend Gleichung 5.11. Kondensator C_1 dient der Pufferung von Verbrauchsspitzen der Treiberelektronik.

$$I = \frac{U_F}{R_1} = \frac{0,6 \text{ V}}{R_1} \quad (5.11)$$

Im realisierten Messsystem ist der Strom auf etwa 10 mA limitiert, wobei die Grenze aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Basis-Emitter-Diode und aufgrund von Bauteilstreuung nennenswert vom errechneten Wert abweichen kann. Dies beeinträchtigt die Funktion als Kurzschlusschutz nicht. Der Strom ist dabei derart gewählt, dass auch bei andauerndem Kurzschluss keine thermische Überlastung der Bauteile der Strombegrenzung auftritt. Sind im Messsystem mehrere Messkanäle vorgesehen, kann die entsprechende Anzahl an Ultraschalltreibern von einer einzelnen Kurzschlusschutzschaltung versorgt werden.

Der von beschriebener Treiberschaltung angeregte Wandler bildet mit der Induktivität durch seine parasitäre Kapazität einen LC-Parallelschwingkreis. Der Induktivitätswert ist dabei so gewählt, dass sich nach der Thomsonschen Schwingungsgleichung eine Resonanzfrequenz f gleich der mechanischen Resonanzfrequenz des Wandlers einstellt:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (5.12)$$

Bei einer Kapazität des Wandlers von etwa 250 pF und einer mechanischen Resonanzfrequenz von 8 MHz ist nach Gleichung 5.12 eine Induktivität von 1,6 μH erforderlich, wodurch der nächste Normwert 1,5 μH eingesetzt werden kann. Der MOSFET wird für etwa 25 ns

pro Periode von 125 ns geschaltet. In dieser Zeitspanne dt ändert sich der Strom I durch die Induktivität L bei einer Spannung von 24 V gemäß der Gesetzmäßigkeit

$$U = L \frac{dI}{dt} \quad (5.13)$$

um 0,4 A. Der Energieinhalt W der Induktivität L von

$$W = \frac{1}{2} LI^2 \quad (5.14)$$

wird nach Abschaltung des MOSFET in die parasitäre Kapazität C übertragen. Nach Gleichung

$$W = \frac{1}{2} CU^2 \quad (5.15)$$

stellt sich dort eine Spannungsüberhöhung von -31 V ein, die sich zu der Spannung von -24 V hinzuaddiert, welche sich aufgrund des periodischen Energieaustauschs in einem LC-Schwingkreis aus der anfänglichen Kondensatorladung ergibt. In der Praxis fällt aufgrund Energieentzug durch mechanische Arbeit der Piezokeramik die Spannungsüberhöhung geringer aus. Durch die Verschaltung als LC-Schwingkreis und die periodische Anregung entspricht der Spannungsverlauf am Wandler nahezu einer Sinusschwingung, deren Schwingungsbreite mehr als die doppelte Versorgungsspannung beträgt. Für eine Ultraschalltemperaturmessung wird der LC-Schwingkreis für wenige Perioden angeregt und schwingt im Anschluss daran aus. Der Gütefaktor Q des Schwingkreises ist abhängig von der Qualität der Ankopplung des Wandlers an das Messobjekt und ist definiert über die Gleichung

$$Q = 2\pi \frac{W}{V} \quad (5.16)$$

Hierin ist W die Energie innerhalb des Schwingkreises zu Beginn einer Periode und V der Energieverlust innerhalb einer Periode. Bei angeklebten Sensoren beträgt der Gütefaktor etwa $Q = 9$. Nach

$$\Delta f = \frac{f}{Q} \quad (5.17)$$

kann die Bandbreite Δf des Schwingkreises angegeben werden zu $\Delta f = 890$ kHz [23].

5.4.2 Empfang des Ultraschallsignals

Die relative Schmalbandigkeit des LC-Schwingkreises wirkt sich positiv auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Empfangsbetrieb aus, da Frequenzanteile von Störsignalen außerhalb der Bandbreite des LC-Kreises wirkungsvoll gedämpft werden. Zudem tritt durch Anregung des Schwingkreises bei der Resonanzfrequenz eine Spannungsüberhöhung auf.

Je nach Art und Qualität der mechanischen Ankopplung des Wandlers an das Messobjekt kann das Empfangssignal eine Amplitude von mehreren Volt bzw. nur einigen Millivolt erreichen, was einer Schwankung von 60 dB entspricht. Zusätzlich ist die Empfangsschaltung den hohen Spannungen am Wandler während des Sendens ausgesetzt. Für eine Digitalisierung des Empfangssignals muss dieses demnach vorher aufbereitet werden, da der Pegel des Eingangssignals des Konverters den Wert dessen Versorgungsspannung nicht überschreiten darf. Des Weiteren sollte der zulässige Eingangsspannungsbereich des Konverters möglichst voll ausgenutzt werden, da das Eingangsruschen des Konverters somit weniger Einfluss auf das Wandlungsergebnis nimmt. Der erste Schritt der Signalaufbereitung des Empfangssignals besteht daher darin, dessen Pegel auf unschädliche Werte zu begrenzen. Dies geschieht durch kapazitive Kopplung des Signals und nachgeschalteten Klemmdioden. Ein vereinfachtes Schaltbild der Empfangselektronik ist in Abbildung 5.20 dargestellt.

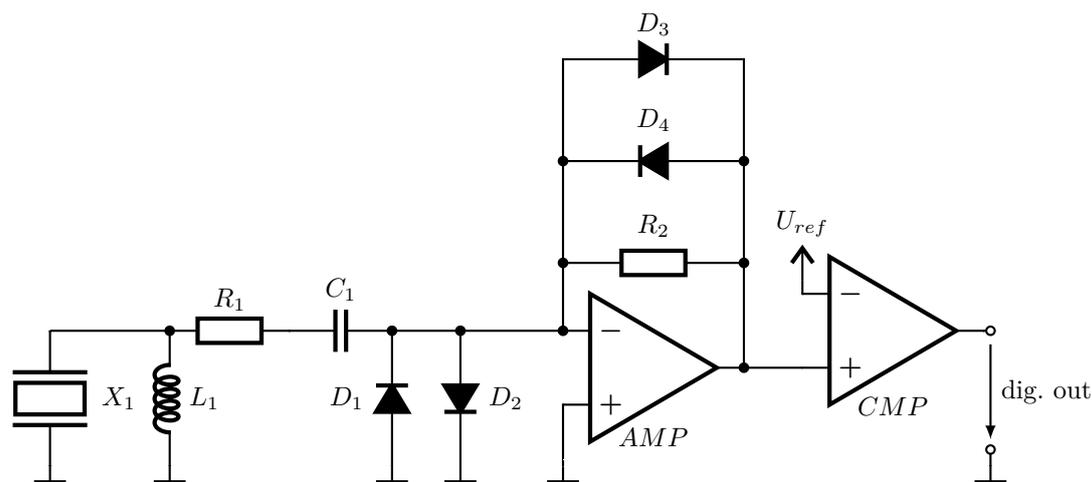


Abbildung 5.20: Vereinfachtes Schaltbild der Empfangselektronik: Die antiparallelen Dioden D_1 und D_2 sowie die Strombegrenzung aufgrund der kapazitiven Kopplung durch C_1 und des Widerstands R_1 schützen den Operationsverstärker AMP vor Überspannung durch die Sendepulse des Treibers in Abbildung 5.18, welcher ebenfalls mit dem Ultraschallwandler X_1 und der Induktivität L_1 verbunden ist. AMP bildet mit den Widerständen R_1 und R_2 einen invertierenden Verstärker. Durch die antiparallelen Dioden D_3 und D_4 in der Rückkopplung ist die Amplitude des verstärkten Signals begrenzt, wodurch der Verstärker nicht in Sättigung geraten kann. Nach der Verstärkung des Empfangssignals erfolgt eine Digitalisierung durch einen Komparator CMP mit einstellbarer Referenzspannung U_{ref} . Die einstellbare Referenzspannung erlaubt die Rekonstruktion des Empfangssignalverlaufs sowie das Setzen von frei wählbaren Triggerschwellen zur Auslösung der Messung.

Im nächsten Schritt der Signalaufbereitung durchläuft das Signal einen Verstärker mit Amplitudenbegrenzung des Ausgangssignals auf die Durchlassspannung einer Siliziumdiode. Diese Begrenzung ist notwendig, um nachfolgende Stufen nicht zu übersteuern

sowie um zu verhindern, dass der Verstärker selbst aufgrund des hohen Dynamikumfangs des Empfangssignals in Sättigung gerät. Dies würde zum einen zu Totzeiten führen, da typische Verstärkerschaltungen eine gewisse Zeit benötigen, um den Sättigungsbetrieb zu verlassen. Zum anderen würde das Signal im Hinblick auf die Lage der Nulldurchgänge des verstärkten Signals unzulässig verzerrt werden. Die Verzerrung des Signals in Bezug auf den Wegschnitt der Amplitudenmaxima durch die Begrenzung ist hingegen unproblematisch, da hauptsächlich die Signalnulldurchgänge zur Auswertung kommen, wie noch gezeigt werden wird.

Im einfachsten Fall besteht der Verstärker nur aus einem Operationsverstärker in invertierender Verstärkerschaltung, wie in Abbildung 5.20 dargestellt. Die Begrenzung kann hierbei durch antiparallele Kleinsignal-Siliziumdioden parallel zum Rückkopplungswiderstand erfolgen. Diese Beschaltung ist durchaus nicht ideal, da durch die Kapazität am Eingang des Verstärkers im Fall von leitenden Dioden bei hohen Frequenzen eine ungünstige Phasenverschiebung und damit Mitkopplung entstehen kann. Dies macht sich durch Überspringen und Oszillationen bei einsetzender Begrenzung im Ausgangssignal bemerkbar. Abhilfe schafft der Einsatz sehr schneller Operationsverstärker mit geringer Verzögerung. Erfolgreich eingesetzt wurden Typen mit Gain-Bandwidth-Product-Werten über 1 GHz.

Bei Verwendung von Sensoren mit einer Koppelschicht aus Silikonkautschuk ist die Amplitude des Empfangssignals gering, verglichen mit Sensoren, welche an eine optische Komponente geklebt sind. Wird eine Auswerteelektronik ausschließlich mit derartigen Sensoren betrieben, kann eine höhere Verstärkung des Empfangssignals durchgeführt und das Messwerttrauschen des Systems somit deutlich reduziert werden. Der maximale Verstärkungsfaktor durch die beschriebene, einfache Operationsverstärkerschaltung in Abbildung 5.20 ist durch parasitäre Kapazitäten der Bauteile im Rückkopplungspfad sowie der geringen Kapazität von einigen Picofarad der kapazitiven Kopplung zum Wandler begrenzt. Die Kopplungskapazität kann nicht leicht erhöht werden, da hierdurch im Sendefall eine entsprechend höhere Leistung in den Schutzbauteilen der Empfangselektronik umgesetzt werden müsste. Durch Pufferschaltungen, wie JFETs in Sourceschaltung oder Bipolartransistoren in Emitterschaltung sowie durch mehrstufige Verstärkerkonzepte kann diese Limitierung umgangen werden. Ein besonders günstiges Verhalten zeigen symmetrisch und diskret aufgebaute Verstärkerschaltungen, da diese bei hohen Eingangspegeln oder Übersteuerung geringere Verzerrungen verursachen können. Allgemein kann festgehalten werden, dass trotz bekannter Nachteile Schaltungen aus Bauteilen in diskreter Form in dieser Anwendung mit integrierten Schaltungen konkurrieren können. Dies liegt zum einen an der eingesetzten Ultraschallfrequenz von 10 MHz, für welche der Großteil verfügbarer Operationsverstärker nicht geeignet ist, welche jedoch für Hochfrequenzverstärker für Telekommunikationsanwendungen tendenziell zu niedrig ist. Zum anderen liegt es an der geringen Anzahl an Messkanälen und dem kleinen geforderten Bauraum, wodurch hochintegrierte Bauteile für medizinische Ultraschallsysteme unpassend sind.

Weitere Verstärkerkonzepte, welche dem hohen Dynamikumfang der Ultraschallsignale am Empfänger gerecht werden, existieren in Form von Begrenzungsverstärkern oder Verstärkern mit einstellbarem Verstärkungsfaktor. Bei letztgenanntem Typ kann weiter unterschieden werden zwischen Verstärkern, deren Verstärkungsfaktoren sich automatisch und meist wertkontinuierlich an den vorhandenen Signalpegel anpassen sowie solchen, deren Verstärkung von außen in wertdiskreter oder wertkontinuierlicher Form vorgegeben werden kann.

Im Fall der Begrenzungsverstärker gibt es aktuell auf dem Markt wenige geeignete Bauteile. Verfügbare Komponenten aus dieser Gruppe entsprechen meist nicht modernen Anforderungen an die Höhe der Versorgungsspannung oder sind Komponenten zur Verstärkung von Hochfrequenzsignalen für Telekommunikationsanwendungen. Deren Bandbreiten und Frequenzbereiche passen nicht zur hier genannten Anwendung und zudem sind diese Bauteile für niedrige und einheitliche Quellimpedanzen von zumeist $50\ \Omega$ ausgelegt.

Einstellbare Verstärker mit automatischer Verstärkungsregelung wären für die Anwendung als Ultraschallempfangsverstärker prinzipiell bestens geeignet. Jedoch wird sowohl bei digital, als auch bei analog arbeitenden Konzepten der Verstärkungsfaktor anhand eines Durchschnittswerts mehrerer Schwingungsamplituden bestimmt. Der Empfangspegel in Ultraschallanwendungen kann sich hingegen von einer Halbwelle zur nächsten um Größenordnungen verändern, wobei das Signal innerhalb eines Wellenpakets kaum redundante Informationen enthält. Dies macht derartige automatische Verstärkungsregelungen für die Anwendung unbrauchbar, da diese zu träge reagieren würden und der Verlust von Empfangsinformationen in einem Wellenpaket nicht akzeptabel ist. Eine brauchbare Alternative stellt eine hybride Lösung aus einem Verstärker mit manuell einstellbarem Verstärkungsfaktor und einem intelligenten Regelungsalgorithmus dar, welcher anhand der Signalintensität oder des Signalintensitätsverlaufs zurückliegender Sende- und Empfangszyklen die Verstärkung für den nächsten Zyklus bestmöglich voreinstellt oder sogar während des laufenden Empfangszyklus kontinuierlich anpasst. Hierbei kann sich ein Regelalgorithmus die Ähnlichkeit der Signalverläufe aufeinanderfolgender Messzyklen zunutze machen. Verglichen mit der bestehenden Lösung bedingt dieses Konzept einen höheren schaltungs- und softwaretechnischen Aufwand, erlaubt jedoch bestmögliche Verstärkereinstellungen und soll daher in zukünftigen Generationen des Messsystems eingesetzt werden.

Nach der Verstärkung wird die Digitalisierung des Empfangssignals durch einen Komparator mit einstellbarer Referenzspannung vorgenommen. Für die Messaufgabe genügt diese grobe Digitalisierung (1 Bit), da die Kenntnis des Zeitpunkts eines Wertewechsels des Konverters ausreichend ist, wie im Kapitel 7 noch gezeigt werden wird. Für die Messung werden die Zeitmarken einer Reihe von Nulldurchgängen des sinusförmigen Empfangssignals ausgewertet, da an diesen Stellen die Steigung des Signals am größten ist und der Komparator somit mit geringst möglichen Jitter umschaltet. Durch elektrische Störungen, Rauschen sowie dem Nachschwingen des Wandlers nach dem Senden durchläuft das Empfangssignal jedoch bereits vor Eintreffen eines Ultraschallechos Nulldurchgänge. Um die Auswertung des Digitalsignals des Komparators zu vereinfachen sowie den Eintreffzeitpunkt des Echos präzise ermitteln zu können wird die Referenzspannung daher zunächst auf einen von Null abweichenden Wert eingestellt, der Triggerspannung. Erst wenn dieser Wert erstmalig überschritten wird, wird die Referenzspannung auf Null gesetzt, um Nulldurchgänge des Signals erfassen zu können. Dieser Vorgang beim Empfang eines Echos ist in Abbildung 5.21 dargestellt, wobei die rote Linie die Höhe der Referenzspannung wiedergibt. Das Signal „trigger“ stellt jenes Signal dar, welches aus den Flanken des Komparatorausgangs im Zeitmessmodul (siehe Kapitel 6) erzeugt wird und an dessen positiver Flanke die Messwerte für die Temperaturmessung generiert.

Dank der einstellbaren Referenzspannung, ist zudem eine Rekonstruktion des Signals über viele Messungen möglich: Während eines kontinuierlichen Durchfahrens eines bestimmten Spannungsbereichs der Referenzspannung bei aufeinanderfolgenden Messungen können Anzahl und zeitliche Position von Flanken am Komparatorausgang ermittelt werden. Anhand

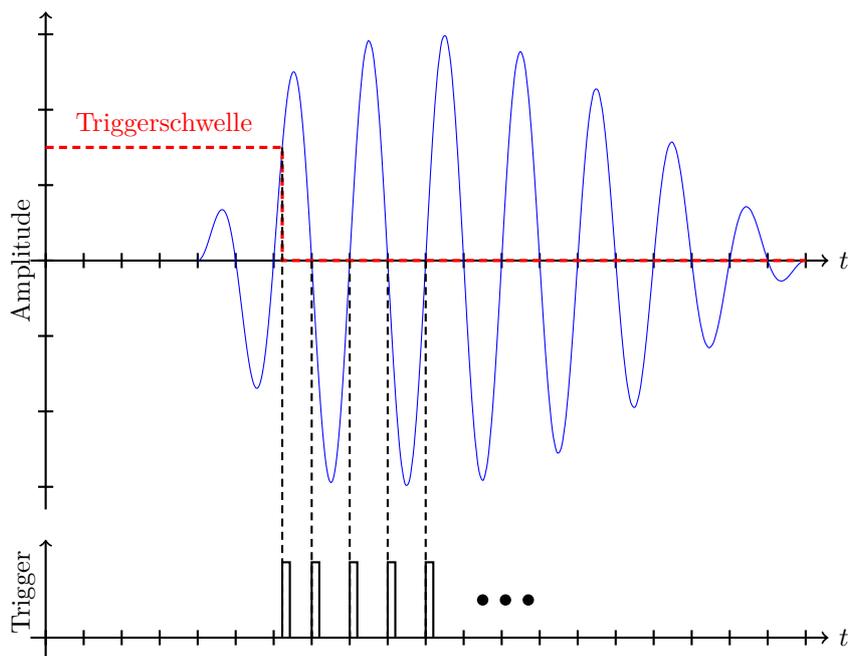


Abbildung 5.21: Überschreitet das Empfangssignal eine festgesetzte Triggerschwelle, welche durch die Referenzspannung des Komparators im Empfänger vorgegeben wird, so wird eine Messung ausgelöst und die Referenzspannung auf Null gesetzt. Die folgenden Nulldurchgänge verursachen Schaltflanken am Komparatorausgang, welche in der Auswertelektronik zu einem Signal „trigger“ umgeformt und als Zeitmarken gespeichert werden. Anhand der Zeitmarken wird im weiteren Verlauf die Temperatur des Messobjekts bestimmt.

dieser Information kann Form und Amplitude des gesamten Empfangssignals rekonstruiert werden. Voraussetzung ist, dass sich das Empfangssignal zwischen mehreren Messungen nicht wesentlich verändert. Je nach gewünschter Auflösung des rekonstruierten Signals kann dieser Vorgang jedoch sogar während Temperaturänderungen des Messobjekts vollzogen werden, da die zeitliche Verschiebung des Signals aufgrund von Temperatureffekten klein ist im Vergleich zu den Periodendauern der Ultraschallschwingung. Die Signalrekonstruktion wird im aktiven Messbetrieb des Systems regelmäßig ausgeführt, um die Stärke des Empfangssignals zu bestimmen sowie zur Anpassung der Triggerspannung an das Signal. Während einer Signalrekonstruktion können jedoch nicht zusätzlich Messwerte zur Temperaturbestimmung aufgenommen werden, da hierfür nur Nulldurchgänge betrachtet werden, die Referenzspannung in diesem Fall jedoch einen von Null abweichenden Wert aufweist.

Abbildung 5.22 zeigt ein typisches Empfangssignal, welches nach dem Verstärker abgegriffen wurde und einer Messung an einer ZnSe-Linse mit 1,5 in Durchmesser entstammt. Als Koppelmittel wurde Silikonkautschuk verwendet. Die Aussendung des Ultraschallsignals beginnt bei $t = 0$ s. Deutlich sind das Nachschwingen des Wandler sowie kleinere Echos bis etwa $t = 5 \mu\text{s}$ erkennbar. Letztere können durch die Übergänge zwischen Wandler, Koppelmittel und Messobjekt entstehen. Die beiden gestrichelten Linien in Abbildung 5.22 markieren die Eintreffzeitpunkte des ersten bzw. zweiten Echos. Zwischen den Echos sind mehrere Schwingungspakete erkennbar. Diese rühren von unterschiedlichen Ausbreitungsmoden und Wellenformen her: Bei der Erzeugung der longitudinalen Wellen durch den Wandler entstehen durch Schubspannungen auch immer Transversalwellen. Ebenso

entstehen Transversalwellen in Materialübergängen bei Einfall der Wellen unter einem Winkel, welcher von der Senkrechten abweicht [32]. Dies ist für den Großteil der Reflexionen an der Mantelfläche des Messobjekts wahr. Neben longitudinalen und transversalen Wellen können auch Mischformen, wie Oberflächenwellen, existieren. Da die Ausbreitungswege der Moden sowie die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der unterschiedlichen Wellenformen jeweils voneinander abweichen, ergibt sich im Empfangssignal eine Überlagerung einer Vielzahl von Echos.

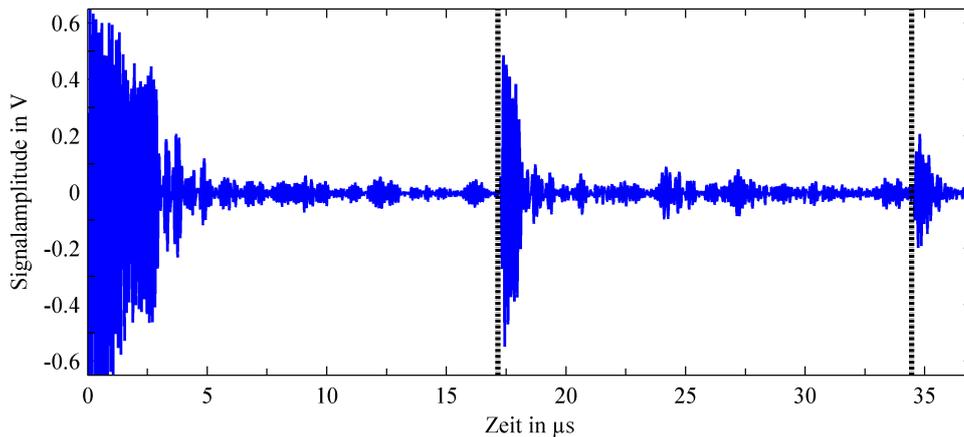


Abbildung 5.22: Typisches Empfangssignal bei Abgriff nach dem Verstärker einer Messung an einer ZnSe-Linse mit 1,5 in Durchmesser. Die Aussendung des Ultraschallsignals beginnt bei $t = 0$ s. Die ersten beiden Echos der Longitudinalwellen sind durch gestrichelte Linien markiert.

5.4.3 Aufbau des Messsystems

Die Steuerung des Messvorgangs, die Auswertung der Messdaten sowie die Weitergabe der ermittelten Messwerte an einen Rechner oder an die Steuerung einer Laserbearbeitungsanlage geschehen durch einen Mikrocontroller. Integrierte Digital-zu-Analog-Wandler ermöglichen diesem, die Referenzspannung des Komparators der Empfangsschaltung zu erzeugen. Der Messalgorithmus ist in Kapitel 7 näher beschrieben. Die eigentliche Messung, die Generierung von Zeitmarken zu den Flanken des Komparatorsignals relativ zum Sendezeitpunkt der Ultraschallwelle, wird jedoch nicht durch den Mikrocontroller selbst vorgenommen. Dieser kann die vergleichsweise geringen Laufzeitunterschiede, welche ein Ultraschallsignal durch Temperaturänderungen eines Messobjekts erfährt, nicht ausreichend präzise erfassen. Dem Mikrocontroller ist hierzu ein hochauflösender Zeit-zu-Digital-Wandler vorgeschaltet, welcher im folgenden Kapitel 6 beschrieben wird.

Ein schematischer Aufbau dieses Messsystems ist in Abbildung 5.23 dargestellt. An die Steuer- und Auswerteinheit bestehend aus FPGA basiertem Zeit-zu-Digital-Wandler und Mikrocontroller, welche die Auswertung mehrerer Messkanäle vornehmen können, ist pro Ultraschallwandler und Messobjekt eine Sendeschaltung angeschlossen. Diese setzt sich aus einem Hochspannungsverstärker und einer Strahlformeinheit zusammen. Die Strahlformeinheit ist ebenfalls im FPGA implementiert und erzeugt Pulse bestimmter Pulsweite und -frequenz sowie -anzahl zur Ansteuerung des Verstärkers. Zudem ist pro Kanal eine Empfangsschaltung bestehend aus Komparator (CMP), Verstärker (LNA) und

Eingangsschutzschaltung vorhanden. Über Feldbusschnittstellen (z.B. CAN-Bus) können die Messwerte vom Mikrocontroller an die Peripherie übertragen werden.

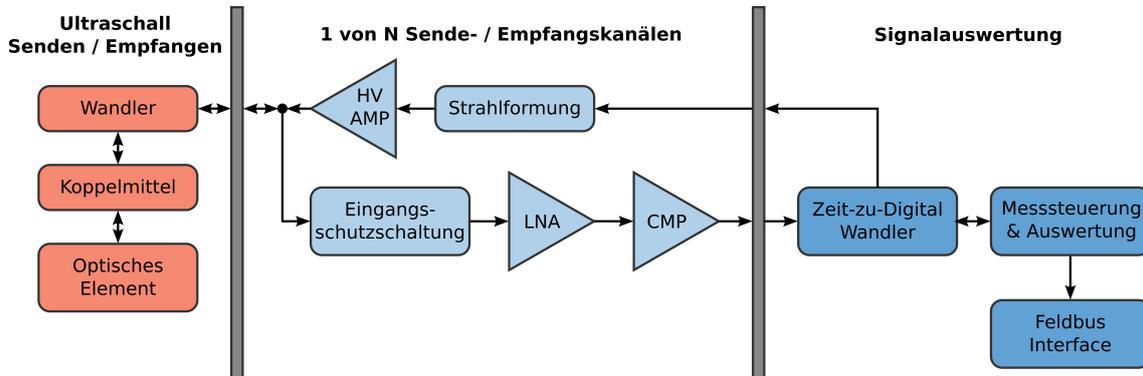


Abbildung 5.23: Schematischer Aufbau des Messsystems: Die Steuerung des Messsystems, die Signalauswertung sowie die Weitergabe der Messwerte über Schnittstellen geschieht durch einen FPGA und einen Mikrocontroller. Diese steuern pro Messkanal eine Sendeschaltung bestehend aus Hochspannungsverstärker und einer Strahlformeinheit an und empfangen Signale jeweils einer Empfangsschaltung bestehend aus Komparator (CMP), Verstärker (LNA) und Eingangsschutzschaltung. An jeden Messkanal ist ein Wandler angeschlossen, welcher mittels Koppelmittel ein Messobjekt berührt.

Für Evaluationszwecke sowie für unregelmäßige Benutzereingaben oder zur einmaligen Parametrisierung des Messsystems kann dieses mit einer Windows-PC-Software, dem Servicetool, gesteuert werden. Die Verbindung zwischen PC und Messsystem ist über eine serielle UART-Schnittstelle realisiert, welche nach dem RS-232-Standard oder über USB angesprochen werden kann. Das Servicetool bietet lesenden und schreibenden Zugriff auf alle Messparameter, erlaubt die Aufzeichnung von Messdaten und ermöglicht Aktualisierungen der Software des Messsystems.

Die beschriebene Ausführung des Messsystems konnte in kompakter Bauweise umgesetzt werden, siehe Abbildung 5.24.

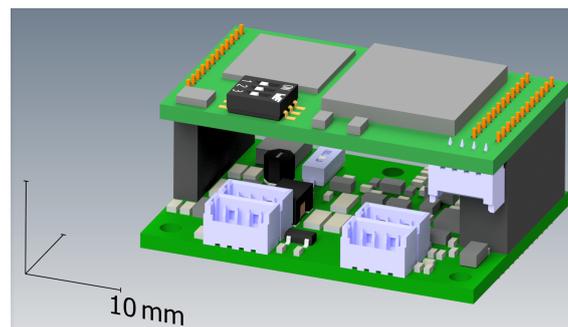


Abbildung 5.24: Gerenderte Ansicht der Auswerteelektronik für zwei Messkanäle mit CAN-Bus Schnittstelle. Die äußeren Abmessungen der Elektronik sind 35 mm × 25 mm × 15 mm.

Die abgebildete Elektronik, bestehend aus zwei gestapelten Leiterplatten, stellt das komplette Messsystem zum Betrieb von zwei Ultraschallwandlern dar. Es kann direkt mit einer Versorgungsspannung von 24 V betrieben werden und verfügt über eine UART-Schnittstelle sowie einen CAN-Bus zur Kommunikation mit gleichartigen Messpunkten und der Laser-

bearbeitungsanlage. Die Elektronik ist zum Einbau in einen Bearbeitungskopf vorgesehen und weist äußere Abmessungen von 35 mm × 25 mm × 15 mm auf.

Zur Evaluierung des Messsystems sowie für Laboraufbauten wurde ein Gehäuse für die Auswerteelektronik entwickelt, siehe Abbildung 5.25. Die Anschlüsse der Elektronik sind hierbei an den Gehäusefronten zugänglich. Zusätzlich wurden LEDs zur optischen Signalisierung der Messsystemzustände implementiert.



Abbildung 5.25: Foto eines Evaluierungs-Kits des Messsystems mit angeschlossenem Messobjekt. Dieses verfügt über zwei Kanäle zum Anschluss von Ultraschallwandlern, eine CAN- und USB-Schnittstelle sowie über Status-LEDs.

6 Sub-Nanosekunden-Laufzeitmessung

Die im vorhergehenden Kapitel beschriebene Temperaturmessung von optischen Komponenten basiert auf der Messung von Laufzeitunterschieden eines Ultraschallpulses durch das zu messende optische Element. Die dabei auftretenden Laufzeitunterschiede pro Grad Celsius Temperaturänderung des optischen Elementes sind abhängig von dessen Material und der Weglänge, welche der Ultraschallpuls zwischen Ultraschallsender und -empfänger zu durchlaufen hat. Da optische Elemente aus Gründen der Abbildungsleistung bei gegebener Fläche, der Rotationssymmetrie und der präzisen Zentrierung und Fassung typischerweise eine runde Form aufweisen, ist die zu durchlaufende Weglänge des Ultraschallpulses abhängig vom Durchmesser des optischen Elements. In Laserbearbeitungsköpfen für Festkörperlaser sind üblicherweise optische Elemente mit Durchmessern im Bereich von 10 mm bis 50 mm aus Quarzglas vorzufinden. Für einen einfachen Durchlauf eines Ultraschallpulses durch solch ein optisches Element beträgt der Laufzeitunterschied pro Grad Celsius Temperaturänderung weniger als eine Nanosekunde, wie exemplarisch für eine Linse mit 30 mm Durchmesser in Kapitel 5 gezeigt wurde. Um die Temperatur eines optischen Elements mit einer Genauigkeit von einem Zehntel Grad Celsius zu bestimmen, muss der Laufzeitunterschied bereits mit einer Auflösung im Picosekundenbereich gemessen werden.

Zeitintervalle T werden in der digitalen Messtechnik üblicherweise durch Zählen der Impulse N eines Referenztaktes f mit einer Periodendauer T_0 zwischen einem Start- und Stoppsignal erfasst. Die gemessene Zeit t beträgt $t = N \cdot T_0$, mit einer Auflösung von der Periodendauer T_0 und einer Messabweichung ΔN von $-1 < \Delta N < 1$, abhängig von der zeitlichen Lage des Zeitintervalls T gegenüber dem üblicherweise asynchronen Referenztakts und dem Wert des Zeitintervalls. Die Anwendbarkeit dieser Messmethode wird in der Praxis durch die geringe Auflösung einer Einzelmessung eingeschränkt. Erfordert eine Anwendung eine Auflösung von einer Nanosekunde, wird dazu bereits eine Referenzfrequenz von 1 GHz und ein dementsprechend schneller Impulszähler benötigt. Derart schnelle Zähler sind mit dem derzeitigen Stand der Technik zwar generell in Siliziumtechnik realisierbar, jedoch nicht mit günstigen, universell einsetzbaren Bauteilen der Digitaltechnik, wie etwa einem Mikrokontroller oder FPGA.

In der physikalischen Grundlagenforschung und in der Astronomie, sowie in der Geodäsie und Militärtechnik gab es schon von Beginn der elektronischen Messtechnik an Bedarf an der Messung kleinster Zeitintervalle, beispielsweise zur Messung der Laufzeit von Lichtpulsen. Hierbei wurde eine Vielzahl an Techniken zur Messung kleinster Zeitintervalle entwickelt. Einige davon werden im Folgenden vorgestellt und auf Eignung zur Laufzeitmessung eines Ultraschallsignals untersucht. Im Anschluss wird die Realisierung eines TDC unter Ausnutzung der endlichen Gate-Durchlaufzeit in einem FPGA beschrieben.

6.1 Methoden zur Sub-Nanosekunden-Zeitintervallmessung

Das Ziel einer Zeitintervallmessung ist die Umwandlung eines Zeitintervalls in ein entsprechendes digitales Wort, weswegen Messmittel zur Zeitintervallmessung als time-to-digital converter (TDC) bezeichnet werden. TDCs können durch folgende grundlegende technische Eigenschaften unterschieden werden:

- Messbereich oder maximal messbares Zeitintervall.
- Auflösung oder Breite der Quantisierungsstufen.
- Genauigkeit und Präzision.
- Integrale Nichtlinearität (INL) und differentielle Nichtlinearität (DNL) der Wandlung.
- Totzeit, kürzestes Zeitintervall zwischen Ende einer Messung und dem Start der nächsten.
- Messrate, wobei zwischen einer maximalen Messrate und einer maximalen kontinuierlichen Messrate unterschieden wird.
- Größe des internen Messwertspeichers, gibt an wie viele Messwerte der TDC zwischenspeichern kann.

TDCs können grob nach folgenden Kriterien unterschieden werden: Zum einen TDCs, die durchgängig digitale Signalverarbeitungsmethoden einsetzen und zum anderen TDCs, welche analoge Zwischenstufen in der Signalverarbeitungskette aufweisen. Weiter kann unterschieden werden in TDCs, welche nur ein kurzes Zeitintervall mit hoher Auflösung digitalisieren können (non-interpolating TDC) und solche, welche ein prinzipiell beliebig langes Zeitintervall durch Kombination einer grob und einer fein aufgelösten Zeitmesseinrichtung umzuwandeln im Stande sind (interpolating TDC) [48].

Aufgrund der Fortschritte in der CMOS Technologie erreichen rein digitale TDCs mittlerweile die Zeitauflösung der analogen TDCs und kombinieren diese Eigenschaft mit den hohen Messraten digitaler Zeitmesseinrichtungen. Im Folgenden sind grundlegende Messprinzipien zur Erfassung kleinster Zeitintervalle sowohl mit analoger, als auch mit digitaler Signalverarbeitung beschrieben.

6.1.1 Zeit-zu-Amplituden Wandlung

Zeitintervallmessung nach der Methode der Zeit-zu-Amplituden Wandlung basiert auf der Umwandlung eines Zeitintervalls in eine, dem Zeitintervall entsprechende, Spannung. Ein vereinfachtes Schaltschema und typische Signalverläufe eines derartigen TDC sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Es wird während des Zeitintervalls T ein zunächst entladener Kondensator C mit einem bekannten Strom i_1 aufgeladen und anschließend die Spannung u_C am Kondensator C mit einem Analog-zu-Digital Wandler (ADC) in ein digitales Wort gewandelt. Nach der Wandlung wird der Kondensator C entladen, um bereit für die nächste Wandlung zu sein. Das Zeitintervall kann mittels der Elementgleichung des Kondensators zu $T = C \cdot U / I$ bestimmt werden.

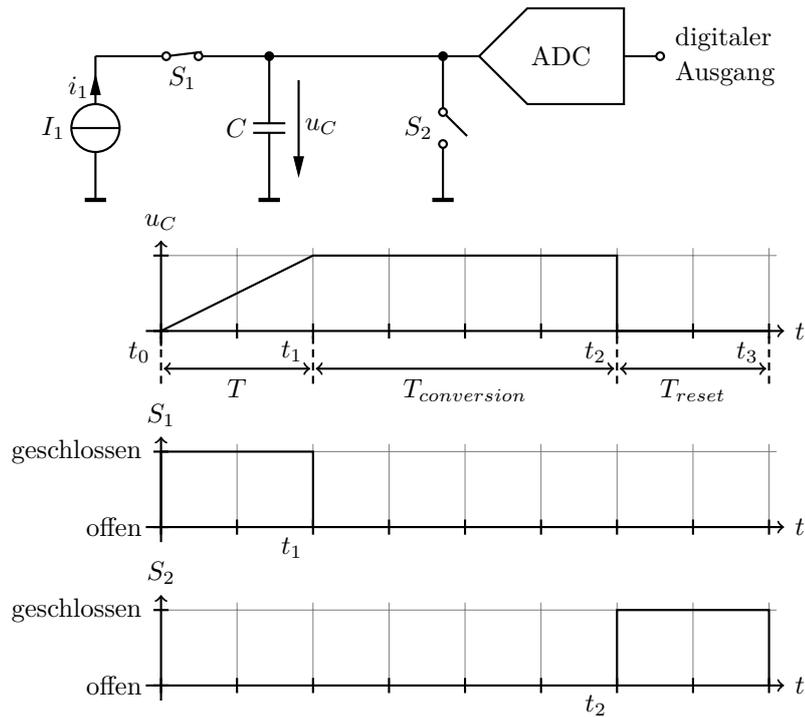


Abbildung 6.1: Schaltbild und Signale eines Zeit-zu-Amplituden Wandlers. Schalter S_1 ist während des zu messenden Zeitintervalls geschlossen und lädt Kondensator C über die Konstantstromquelle I_1 auf eine, dem Zeitintervall proportionale Spannung u_C , welche vom ADC digitalisiert wird. Nach Abschluss der AD-Wandlung wird der Kondensator C über den Schalter S_2 entladen und für die nächste Messung vorbereitet.

Eine weitere gängige Abwandlung dieser Methode ist die „Zeitdehnung“, zu welcher ein Schaltschema und Signalverläufe in Abbildung 6.2 zu finden sind. Ein zunächst entladener Kondensator C wird mit einem bekannten Strom i_1 während des Zeitintervalls T geladen und dann mit einem bekannten kleineren Strom i_2 in der Zeit $T_{stretch}$ entladen. Ein Komparator vergleicht die Spannung u_C am Kondensator mit 0 V und detektiert somit die Zeit $T_{sum} = T + T_{stretch}$, in welcher der Kondensator positiv geladen ist. Diese Zeit T_{sum} wird mit einem einfachen Digitalzähler gemessen. Mit dem Zeitdehnungsfaktor $K = i_1/i_2$ und der Periodendauer t_0 des Zählers berechnet sich die Auflösung r zu $r = t_0/(K+1)$.

Derartige TDCs können aus kostengünstigen integrierten und diskreten Bauteilen aufgebaut werden, Auflösungen im einstelligen Picosekundenbereich sind erreichbar. Nachteile dieser Methode sind der geringe Messbereich, der durch die maximale Ladespannung des Kondensators begrenzt ist, die hohe Totzeit, welche insbesondere bei der Zeitdehnungsmethode prinzipbedingt ein vielfaches des Messbereichs beträgt und die Empfindlichkeit gegenüber Temperatur, sowie äußeren Einflüssen. Die Einschränkung des geringen Messbereichs kann umgangen werden, indem ein Zeit-zu-Amplituden-Wandler mit einem Digitalzähler zu einem interpolierenden TDC kombiniert wird. Hierbei wird nicht das gesamte Zeitintervall zwischen dem Start-Puls und dem Stopp-Puls mit einem Zeit-zu-Amplituden-Wandler gewandelt, sondern nur die Zeit zwischen dem Start-Puls bzw. Stopp-Puls und der jeweils folgenden Taktflanke der Referenzfrequenz des Digitalzählers. Arbeitet der Zeit-zu-Amplituden-Wandler nach dem Prinzip der Zeitdehnung, kann diese Referenzfrequenz dieselbe des Digitalzählers des Zeit-zu-Amplituden-Wandlers sein. Diese TDC Topologie

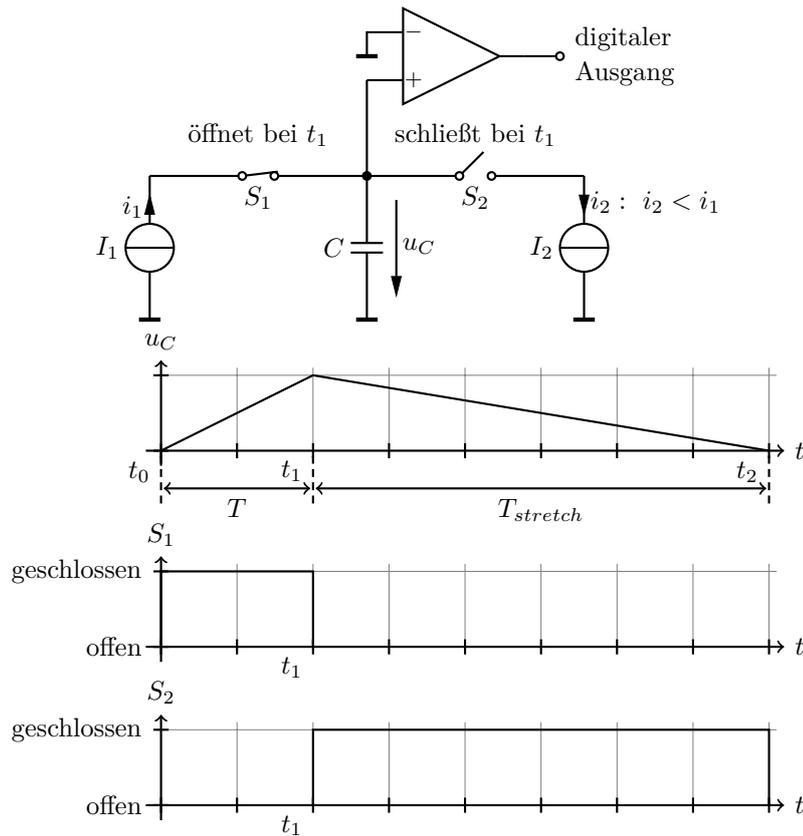


Abbildung 6.2: Schaltbild und Signale eines Zeitdehners. Während des Zeitintervalls T ist Schalter S_1 geschlossen und lädt Kondensator C mit dem konstanten Strom i_1 auf die Spannung u_C . Nach dem Zeitintervall ist Schalter S_2 geschlossen und entlädt Kondensator C mit dem konstanten Strom $i_2 < i_1$. Der Digitalausgang eines Komparators ist logisch „1“ für die Zeit $T + T_{stretch}$.

weist jedoch ebenfalls eine Totzeit von mehreren Zyklen des Referenztaktes auf, in denen die Wandlung durch den Zeit-zu-Amplituden-Wandler erfolgt. Daher setzt diese Topologie eine Mindestlänge des zu messenden Zeitintervalls voraus, da in der Totzeit nach dem Eintreffen des Start-Pulses der Stopp-Puls nicht erfasst werden kann [48].

6.1.2 Interpolation

Bei der Interpolation wird ein bandbreitenbeschränktes Signal aus seinen Abtastwerten durch Methoden der digitalen Signalverarbeitung rekonstruiert. Der Zeitpunkt, an dem beispielsweise eine bestimmte Triggerschwelle überschritten wird oder ein Nulldurchgang auftritt kann anhand des rekonstruierten Signals mit hoher zeitlicher Auflösung bestimmt werden. Die Methode eignet sich nur für Signale, die eine zeitliche Ausdehnung von mehreren Analog-zu-Digital-Wandlertakten aufweisen und für die Verfahren zur Rekonstruktion bereitstehen. Hier sind insbesondere akustische, sinusförmige Signale zu nennen, welche mittels der sinc-Funktion fehlerfrei rekonstruiert werden können. Die Methode weist einen hohen Rechen- und Speicherbedarf auf und eignet sich daher besonders für Signale, bei denen die Kenntnis des zeitlichen Verlaufs der Signalamplitude der Anwendung einen weiteren Nutzen bringt. Vorteilhaft ist die Tatsache, dass nicht nur ein Zeitintervall zwischen einem

Start-Puls und einem Stopp-Puls gemessen werden kann, sondern beliebige Ereignisse mit einem Zeitstempel versehen werden können, beispielsweise die Nulldurchgänge eines sinusförmigen Signals.

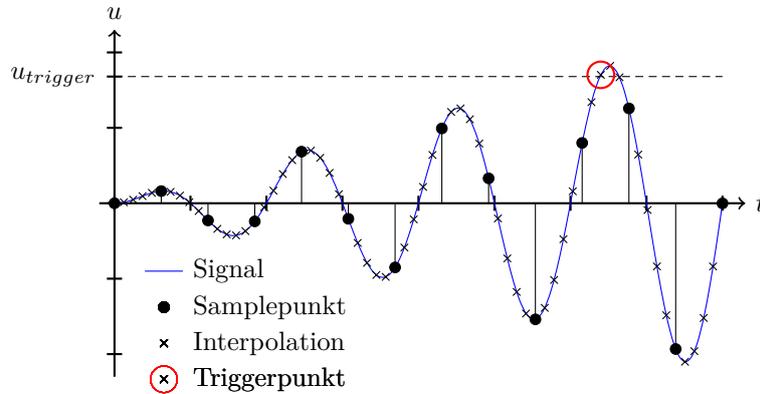


Abbildung 6.3: Bei der Interpolation wird ein zu äquidistanten Zeitpunkten diskretisiertes Analogsignal rekonstruiert. Anhand der interpolierten Werte kann der Zeitpunkt des Auftretens eines Events, hier das Überschreiten einer Triggerschwelle $u_{trigger}$, mit höherer zeitlicher Auflösung bestimmt werden, als es nur anhand der abgetasteten Werte der Fall wäre.

In Abbildung 6.3 ist diese Methode anhand eines Analog-zu-Digital gewandelten Ultraschallechos verdeutlicht. Bei dem Ultraschallecho handelt es sich um ein Sinussignal mit ansteigender Amplitude. Gesucht wird der Zeitpunkt, an dem die Amplitude des Signals eine Triggerschwelle $u_{trigger}$ überschreitet. Durch Interpolation der abgetasteten zeitdiskreten Werte kann der Zeitpunkt mit höherer zeitlicher Auflösung, als es nur anhand der abgetasteten Werte der Fall wäre, bestimmt werden. Die Messgenauigkeit ist im wesentlichen abhängig vom Jitter des Analog-zu-Digital-Wandlertaktes und der analogen Signalverarbeitung, welche das Ausgangssignal durch Rauschen und thermische Drift verfälschen kann [49].

6.1.3 Schwerpunktermittlung

Die Messmethode der Schwerpunktermittlung basiert auf der Auslösung eines nichtlinearen, endlichen Sekundärsignals durch jedes Ereignis, dessen Auftrittszeitpunkt ermittelt werden soll. Dieses Sekundärsignal wird durch einen Analog-zu-Digital-Wandler mit der Frequenz f_{ADC} des Wandlertaktes abgetastet und digitalisiert. Der Zeitpunkt t_i des Auftretens des Ereignisses kann dann anhand der Anzahl i , der seit dem Start der Messung aufgetretenen Taktpulse, der Abtastwerte $S_i \dots S_{i+N}$ und einer Abhängigkeit $\tau(S_i \dots S_{i+N})$ bestimmt werden. Die Funktion τ ist dabei abhängig von der Kurvenform des Sekundärsignals und muss im Vorfeld der Messung ermittelt werden. Die Abbildung 6.4 verdeutlicht diesen Ablauf.

Wie die Methode der Interpolation, benötigt auch die Methode der Schwerpunktermittlung einen schnellen Analog-zu-Digital-Wandler und weist einen relativ hohen Rechenressourcenbedarf auf. Sie kann hingegen auch auf kurze, pulsartige Signale, wie sie beispielsweise Teilchendetektoren ausgegeben, angewendet werden. Die Genauigkeit der Messung wird hauptsächlich von der analogen Signalverarbeitung bestimmt. Messfehler von 10 ps bis 20 ps und Messraten im zweistelligen Megahertzbereich können erreicht werden [50].

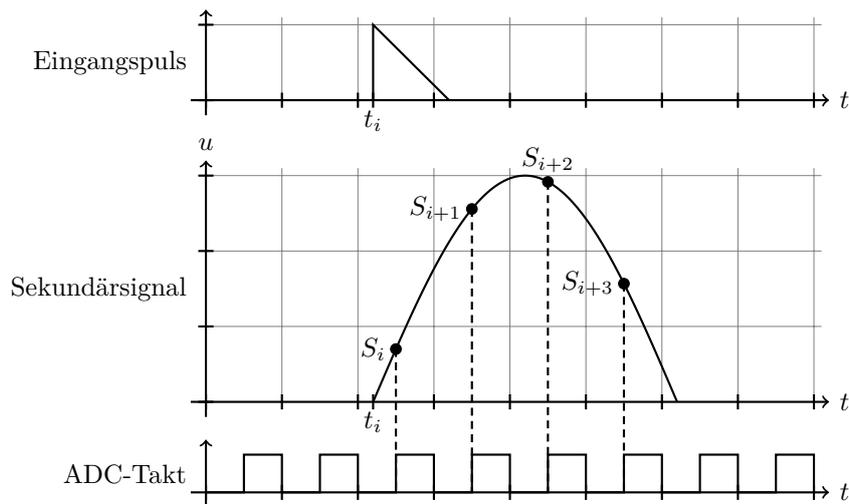


Abbildung 6.4: Messmethode der Schwerpunkttermittlung. Ein Eingangspuls zum Zeitpunkt t_i löst ein Sekundärsignal aus, welches AD gewandelt wird. Die Abtastwerte $S_i \dots S_{i+N}$ und die Kenntnis der Form des Sekundärsignals erlauben die Berechnung des Zeitpunkts t_i .

6.1.4 Vernier-Interpolator

Der Vernier-Interpolator ist eine rein digitale Zeitmesseinrichtung und arbeitet nach der Methode der Zeitdehnung.

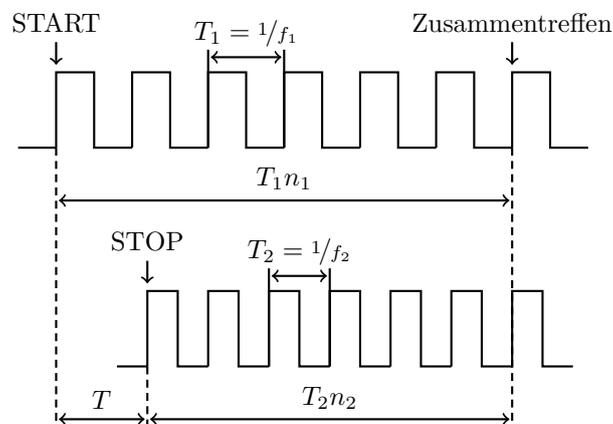


Abbildung 6.5: Wandlungsprozess bei der Vernier-Methode: Zwei Oszillatoren mit leicht unterschiedlichen Frequenzen f_1 und f_2 werden zu den Zeitpunkten START und STOP gestartet. Die Messung ist beim Auftreten von Koinzidenz der aktiven Flanken beider Oszillatoren beendet. Die Anzahl der aktiven Flanken n_1 und n_2 ermöglicht die Bestimmung des Zeitintervalls T .

Zwei startbare Oszillatoren erzeugen Takte mit den Periodendauern $T_1 = 1/f_1$ und $T_2 = 1/f_2$, wobei T_2 um einen geringen Betrag kürzer ist, als T_1 . Die erreichbare Zeitauflösung beträgt $r = T_1 - T_2$. Beim Eintreffen eines Startpulses startet synchron mit der aktiven Flanke des Startpulses der Oszillator mit der Periode T_1 , analog Oszillator T_2 beim Eintreffen des Stopp-Pulses. Eine Koinzidenzschaltung überwacht die aktiven Flanken der von den Oszillatoren erzeugten Takte und schließt die Umwandlung des zu messenden Zeitintervalls

ab, wenn zwischen den aktiven Flanken Kongruenz besteht, siehe Abbildung 6.5. Die Anzahl n der aktiven Flanken der jeweiligen Oszillatoren zwischen Start-, bzw. Stopp-Puls und Koinzidenz wird von Zählern erfasst. Das Umwandlergebnis ist

$$T = (n_1 - 1) \cdot T_1 - (n_2 - 1) \cdot T_2 = (n_1 - n_2) \cdot T_1 + (n_2 - 1) \cdot r \quad (6.1)$$

Die maximale Umwandlungszeit beträgt $t_{max} = T_1 T_2 / r$. Die Realisierung eines hochauflösenden Vernier-Interpolators gestaltet sich sehr anspruchsvoll, da die Oszillatoren eine hohe Genauigkeit und Stabilität aufweisen sowie startbar sein müssen. Daher wird zur Messung langer Zeitintervalle ein hybrider Aufbau aus einem Grobzähler n mit Periodendauer T_0 und zwei Vernier-Interpolatoren nach Abbildung 6.5, welche nur die Zeitintervalle zwischen Startpuls T_a , respektive Stopp-Puls T_b und der zweiten folgenden Taktflanke des Grobzählers erfassen, bevorzugt. Das Zeitintervall T berechnet sich in diesem Fall wie folgt:

$$T = nT_0 + T_a - T_b \quad (6.2)$$

Als Oszillatoren werden häufig freilaufende, durch PLLs (phase-locked loop) stabilisierte Oszillatoren genutzt, da diese Oszillatoren durch Ausschalten der PLL einfach gestoppt werden können. Die Phasendetektoren der PLLs können zur Erkennung von Koinzidenz zur aktiven Flanke von Start-Puls, bzw. Stopp-Puls genutzt werden, sowie auch um die PLLs automatisch anlaufen zu lassen. Mittels Vernier-Interpolatoren können üblicherweise zeitliche Auflösungen im zweistelligen Pikosekundenbereich erzielt werden [48].

6.1.5 Phasenverschobene Oszillatoren

Eine weitere digitale, hochauflösende Vorrichtung zur Chronometrie weist einen vergleichsweise einfachen Aufbau auf. Basis ist ein digitaler Zähler, dessen Referenztakt aufgrund technologischer und wirtschaftlicher Gegebenheiten eine nach oben hin begrenzte, maximale Frequenz und damit endliche Auflösung besitzt. Dieser Zähler wird durch eine Vielzahl parallel laufender, zueinander phasenverschobener Oszillatoren mit einer Frequenz gleich der des Referenztaktes erweitert. Der Phasenabstand eines Taktes zum jeweils nächsten muss dabei immer gleich sein. Beim Auftreten eines zu messenden Ereignisses werden die logischen Zustände der parallelen Oszillatoren erfasst. Dies kann beispielsweise durch taktflankengesteuerte D-Flipflops erfolgen, deren Dateneingänge mit dem jeweiligen Oszillator und deren Takteingänge mit dem Ereignissignal verbunden sind. Anhand der aufgezeichneten Zustände der Oszillatoren kann derjenige Oszillator bestimmt werden, der zum Zeitpunkt des Eintreffens des Ereignisses als nächstes eine aktive Taktflanke erzeugt. Die Position und zeitliche Entfernung des Ereignisses relativ zum Referenztakt des Zählers kann somit errechnet werden. Da das Ereignis beim Auftreten der aktiven Taktflanke des digitalen Zählers bereits stattgefunden haben muss, wird die berechnete zeitliche Entfernung zur gemessenen Zeit des digitalen Zählers hinzuaddiert. Die maximale Auflösung r der Messeinrichtung wird durch die Periodendauer des Referenztaktes $t_0 = t_{clk}$ und der Anzahl der phasenverschobenen Oszillatoren N bestimmt zu $r = t_{clk} / N + 1$.

In Abbildung 6.6 und Tabelle 6.1 wird das Messprinzip anhand von drei phasenverschobenen Oszillatoren „PHA 90°“ bis „PHA 270°“ und einem zu messenden Zeitintervall „SIGNAL“ erläutert: Das Zeitintervall löst an beiden Flanken ein Ereignis aus, wobei das erste Ereignis (= Start des Zeitintervalls) erst nach einer Zeit t_F zum Zeitpunkt des Auftreffens der aktiven Flanke des Referenztaktes „CLOCK“ vom digitalen Zähler erfasst wird. Einen Taktzyklus folgend wird in gleicher Weise das zweite Ereignis (= Ende des Zeitintervalls) nach einer Zeit t_B erfasst wird. Das Zeitintervall berechnet sich demnach zu $T = 1 \cdot t_{clk} + t_F - t_B$. Zum Zeitpunkt des Eintreffens des ersten Ereignisses trat zuletzt bei dem um 90° phasenverschobenen Oszillator eine aktive Taktflanke auf, weswegen nach Tabelle 6.1 $t_F = 2 \cdot t_{clk}/4$ ist. Zum Zeitpunkt des Eintreffens des zweiten Ereignisses trat zuletzt bei dem um 180° phasenverschobenen Oszillator eine aktive Taktflanke auf. Daher ist $t_B = 1 \cdot t_{clk}/4$. Das Zeitintervall in diesem Beispiel hat demnach eine gemessene Dauer von $T = 1 \cdot t_{clk} + t_F - t_B = 1,25 \cdot t_{clk}/4$.

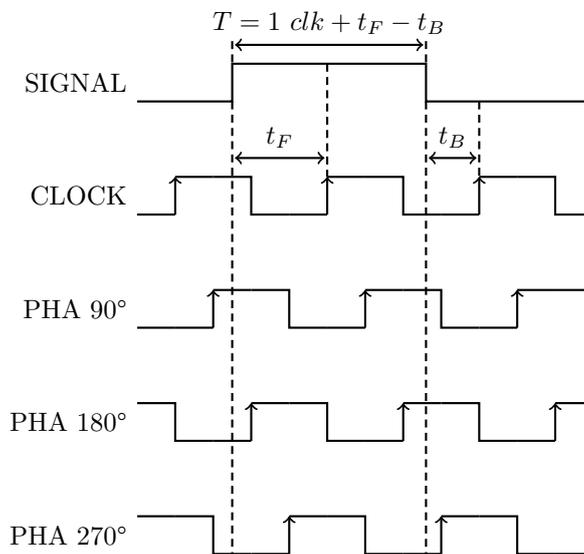


Abbildung 6.6: Darstellung des Messprinzips der Zeit-zu-Digital Wandlung durch Speicherung der Zustände von phasenverschobenen Oszillatoren beim Auftreten eines Ereignisses. Das gemessene Zeitintervall entspricht der Anzahl der vollständigen Perioden des Grundtaktes „CLOCK“ addiert mit einer Vorlaufzeit t_F abzüglich einer Nachlaufzeit t_B , welche anhand der Zustände der phasenverschobenen Takte zum Zeitpunkt der Ereignisse aus Tabelle 6.1 entnommen werden können.

Tabelle 6.1: Tabelle zur Berechnung der Vorlaufzeit t_F und Nachlaufzeit t_B anhand der Zustände der phasenverschobenen Oszillatoren zum Zeitpunkt eines Ereignisses.

CLOCK	PHA 90°	PHA 180°	PHA 270°	t_F	$t_B = 4 - t_F$
				$\frac{t_{clk}}{4}$	$\frac{t_{clk}}{4}$
1	0	x	x	1	3
x	1	0	x	2	2
x	x	1	0	3	1
0	x	x	1	4	0

Dieses Messprinzip ist besonders interessant, da moderne FPGAs alle benötigten Baublöcke in Hardware bereit stellen, bzw. sich diese Blöcke leicht synthetisieren lassen. Selbst FPGAs der untersten Leistungsklasse, wie die MachXO2 Serie von Lattice Semiconductor

besitzen bereits in dieser Hinsicht beachtliche Ressourcen: Es existieren acht primäre Taktleitungen, welche jede programmierbare Logikeinheit auf dem Chip bei geringem zeitlichem Versatz mit Taktquellen verbinden können. Als Taktquellen stehen zwei PLL Bausteine zur Verfügung, welche jeweils bis zu vier phasenverschobene Taktsignale erzeugen. Ebenso sind konfigurierbare Flipflops Bestandteil jeder Logikeinheit. Digitale Zähler lassen sich aus mehreren Logikeinheiten leicht synthetisieren. Für den MachXO2 ist für einen 16 Bit Zähler eine maximale Arbeitsfrequenz von 324 MHz angegeben. Eine Messvorrichtung mit einem Referenztakt und sieben phasenverschobenen Oszillatoren erreicht demnach theoretisch eine Auflösung von $r = t_{clk} \cdot 1/N+1 = 1/324 \text{ MHz} \cdot \frac{1}{7+1} = 386 \text{ ps}$ [51].

Zur Erzeugung der phasenverschobenen Taktsignale bieten sich die bereits genannten PLL-Schaltungen oder DLL-Schaltungen an, welche aus einem Grundtakt eine in Stufen einstellbare Frequenz mit definierter Phasenlage erzeugen. Vorteilhaft auf die Messgenauigkeit wirkt sich die Tatsache aus, dass PLL-/DLL-Schaltungen innerhalb der Regelschleife Tiefpassfilter enthalten, welche den Jitter des Grundtaktes verringern. PLL-/DLL-Schaltungen beinhalten spannungsgesteuerte Oszillatoren, welche für Zeitintervallmessschaltungen bevorzugt als Ringoszillatoren aufgebaut werden. Abbildung 6.7 zeigt den vereinfachten Aufbau eines Ringoszillators. Dieser besteht aus einer Reihenschaltung von Invertern, wobei der Ausgang der Inverterreihe zu deren Eingang zurück geführt wird. Die Periode t_0 des Ausgangstaktes „CLOCK“ ergibt sich aus der Laufzeitverzögerung der steigenden Flanken t_{pR} und der fallenden Flanken t_{pF} der einzelnen Inverter, sowie der ungeraden Anzahl N der Inverter zu $t_0 = N \cdot (t_{pR} + t_{pF})$. Die Laufzeitverzögerung τ der Inverter ist durch eine Steuerspannung in gewissen Bereichen einstellbar und idealerweise für die steigende und fallende Flanke identisch. In diesem Fall beträgt die Periode des Ausgangstaktes $t_0 = N \cdot 2\tau$. An den Ausgängen Q der Inverter können die um $\tau = t_0/2N$ verzögerten und damit phasenverschobenen Kopien des Ausgangstaktes abgegriffen werden. Ein Ringoszillator schwingt durch die hohe Verstärkung der Verzögerungsglieder und die schaltungstechnisch vorgegebene Instabilität von selbst an.

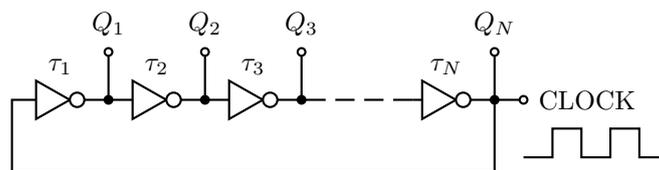


Abbildung 6.7: Aufbau eines Ringoszillators: Eine rückgekoppelte Reihe einer ungeraden Anzahl von Invertern mit einer Verzögerung für das durchlaufende Signal bildet einen Ringoszillator. An den Ausgängen Q können phasenverschobene Versionen des Ausgangstaktes „CLOCK“ abgegriffen werden.

Rein digitale Time-to-Digital-Wandler mit Verzögerungselementen weisen einige besondere technische Merkmale auf:

Erstens ist die Umwandlungszeit faktisch Null, da die Wandlung in dem Moment des Eintreffens des zu messenden Ereignisses durch Einlesen der Zustände der Verzögerungselemente erfolgt. Eine Totzeit entsteht jedoch durch die Zeit, die zur Verarbeitung der Zustandsinformationen benötigt wird, beispielsweise durch die Umrechnung der Zustände in Zeiteinheiten und Ablegen der Messwerte in einen Speicher. Diese kann durch parallele Verarbeitung, sowie eine Pipeline-Architektur, welche alle zur Verarbeitung der Daten notwendigen Bearbeitungsschritte gleichzeitig ausführt, wobei jeder Bearbeitungsschritt mit Daten aus jeweils aufeinanderfolgenden Messpunkten rechnet, minimiert werden. Das

Messprinzip erlaubt es, nicht nur Zeitintervalle zu messen, sondern Ereignissen einen absoluten Zeitstempel zuzuweisen.

Zweitens kann der Einfluss von äußeren Faktoren, wie Temperatur, Schwankungen der Versorgungsspannung und Alterung durch die Regelschleife der PLL / DLL ausgeregelt bzw. durch Kalibrierung mit bekannten Testsignalen erfasst und kompensiert werden.

Drittens sind alle Baublöcke des Wandlers gut in CMOS Technologie auf einem Chip integriert zu fertigen, bzw. können mit programmierbaren Logikbausteinen nachgebildet werden.

6.1.6 Verzögerungsleitung (tapped delay line)

Die aus dem vorhergehenden Abschnitt bekannten Verzögerungselemente lassen sich auch direkt zur Messung von Zeitintervallen einsetzen. Dazu wird aus einer Vielzahl von in Reihe geschalteten Verzögerungselementen mit jeweils identischer Laufzeitverzögerung eine Verzögerungsleitung aufgebaut. Über Abgriffe nach jedem Verzögerungselement lässt sich der Zustand der Verzögerungsleitung ermitteln. Die Zeitmessung erfolgt, indem die Ausbreitung eines zu messenden Pulses innerhalb der Verzögerungsleitung durch Abtastung des Zustandes der Leitung an jedem Abgriff beobachtet wird. Anhand der bekannten Laufzeitverzögerung eines Elementes innerhalb der Verzögerungsleitung und der Anzahl der Elemente, die der zu messende Puls durchlaufen hat, kann damit leicht ein Zeitintervall bestimmt werden.

Die Verzögerungsleitung kann in verschiedenen Konfigurationen eingesetzt werden, wobei sich in vielen Konfigurationen eine große Ähnlichkeit zu den, im vorhergehenden Abschnitt genannten phasenverschobenen Oszillatoren ergibt. Charakteristisch ist, dass eine Verzögerungsleitung keine Rückkopplung an den Anfang der Leitung besitzen muss, wie es für Ringoszillatoren zwingend der Fall ist. Dies ist für die praktische Realisierung der Messmethode in FPGAs von Vorteil, da ein Ringoszillator idealerweise auch eine ringförmige Struktur aufweist, um die Laufzeitverzögerung innerhalb und zwischen den Verzögerungselementen, insbesondere zwischen dem letzten und dem ersten Verzögerungselement, konstant zu halten. FPGAs weisen hingegen meist regelmäßige, gitterartige Strukturen mit räumlich getrennten Ein- und Ausgängen auf. Die Rückführung vom letzten zum ersten Element ist daher zwangsläufig andersartig gestaltet, als die Verbindung zwischen den Verzögerungsgliedern im Inneren der Verzögerungsleitung. Verzögerungsleitungen ohne Rückführung vom Ausgang zum Eingang können hingegen von der Regelmäßigkeit der Strukturen innerhalb eines FPGAs profitieren.

In einer in Abbildung 6.8 gezeigten Ausführung der Verzögerungsleitung mit Abgriffen bestehen die Verzögerungselemente aus einfachen Logik-Buffern mit einer Durchlaufzeit von τ . Der Zustand der Leitung und damit die Ausbreitung eines Start-Pulses (logisch „1“) wird beim Eintreffen eines Stopp-Pulses (ebenfalls logisch „1“) abgetastet und durch die flankengetriggerten D-Flipflops gespeichert. Das Messergebnis t ist die höchste Nummer k eines Flipflops, der eine logische „1“ gespeichert hat, multipliziert mit der Durchlaufzeit τ eines Elements $t = k \cdot \tau$. Die Totzeit dieser Schaltung entspricht der maximalen Messzeit, da die Verzögerungsleitung nach einer Messung erst wieder in den Grundzustand gebracht werden muss. Alle Abgriffe haben beim Start den Zustand logisch „0“. Die Umwandlungszeit

hingegen ist vernachlässigbar und entspricht der Laufzeitverzögerung zwischen den 'D' und 'Q' Pins der Flipflops.

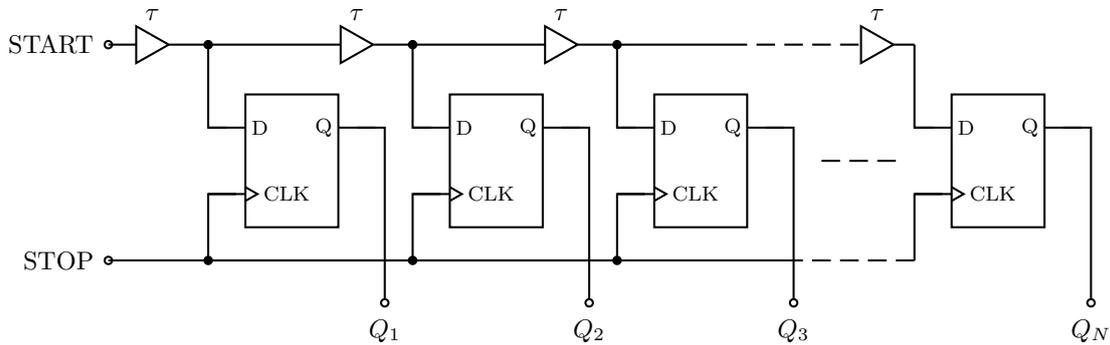


Abbildung 6.8: TD-Wandlung unter Verwendung einer Verzögerungsleitung aus hintereinandergeschalteten Logik-Buffern. Ein START-Signal breitet sich entlang der Leitung aus, der Zustand der Leitung wird mittels Flipflops beim Eintreffen eines STOP-Signals gespeichert. Die Laufweite des START-Signals entspricht dem Zeitintervall zwischen den Signalen.

Abbildung 6.9 zeigt eine weitere mögliche Ausführung dieser Messmethode. Hier ist das Start-Signal durch ein Takt-Signal und das Stopp-Signal durch ein Trigger-Signal ersetzt worden. Die Verzögerungsleitung arbeitet in diesem Fall wie ein multiphasen Taktgenerator, weist jedoch keine Rückkopplung auf. Die Flanken des Takt-Signals breiten sich entlang der Leitung aus. Die Position der Flanken wird beim Eintreten eines Ereignisses und damit verbundener Auslösung des Trigger-Signals durch die D-Flipflops abgetastet und gespeichert. Anhand der Verschiebung der Taktflanken zwischen zwei Trigger-Pulsen kann die Zeit zwischen diesen Pulsen bestimmt werden. Die Totzeit dieser Schaltung ist die vernachlässigbare Umwandlungszeit entsprechend der Laufzeitverzögerung zwischen den 'D' und 'Q' Pins der Flipflops. Die hier beschriebene Ausführung erlaubt eine einfache Kalibrierung bei unbekannter, aber homogener Durchlaufzeit τ der Verzögerungselemente: Ist die Verzögerungsleitung lang genug, um eine komplette Taktperiode des Referenztaktes mit der Periode t_0 zu enthalten, dann kann die Anzahl k der Verzögerungsglieder zwischen zwei gleichartigen Flanken innerhalb der Leitung bestimmt werden. Die Durchlaufzeit τ berechnet sich dann zu $\tau = t_0/k$.

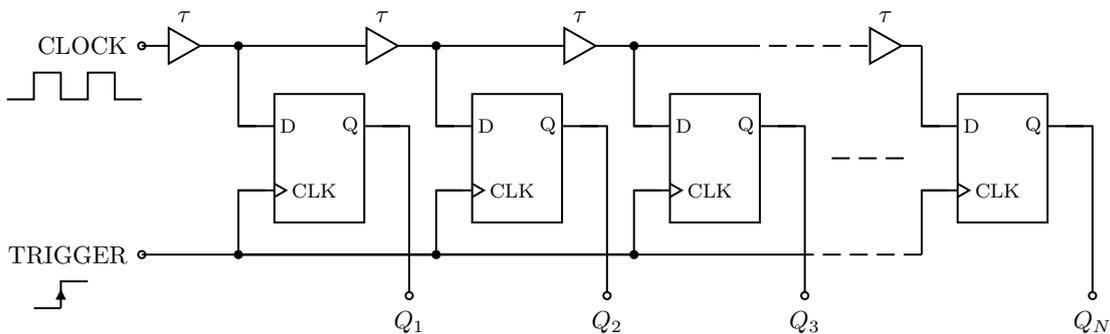


Abbildung 6.9: TD-Wandlung unter Verwendung einer Verzögerungsleitung aus hintereinandergeschalteten Logik-Buffern. Die momentane Ausbreitung eines Taktes wird beim Eintreffen eines TRIGGER-Signals gespeichert und ermöglicht die Bestimmung des Zeitpunkts des Eintreffens des TRIGGER-Signals.

Eine höhere Auflösung kann erreicht werden, indem zwei parallele Verzögerungsleitungen mit leicht unterschiedlichen Durchlaufzeiten τ_1 und τ_2 der Verzögerungselemente aufgebaut werden, wobei $\tau_1 > \tau_2$. Das Startsignal ist mit dem Eingang der Leitung mit Durchlaufzeiten von τ_1 verbunden, das Stoppsignal durchläuft die Leitung mit den Durchlaufzeiten τ_2 . Die Messung ist an jenem Punkt beendet, an dem Koinzidenz zwischen den beiden Leitungen erreicht ist. Die Berechnung erfolgt ähnlich dem Vernier-Interpolator aus Abschnitt 6.1.4.

Der Messbereich der Verzögerungsleitung ist gering. Je nach Strukturgröße und Aufbau der Verzögerungsglieder beträgt die Durchlaufzeit eines Verzögerungsglieds einige Pikosekunden bis Nanosekunden. Üblich sind Auflösungen im zwei- bis dreistelligen Pikosekundenbereich. Durch Kombination der fein auflösenden Verzögerungsleitung mit einem grob auflösenden digitalen Zähler können hingegen TDCs mit hohem Messbereich und guter Auflösung konstruiert werden. Der Eingangstakt der Schaltung aus Abbildung 6.9 kann parallel an einen Zähler angelegt werden. Beim Eintreffen eines zu messenden Ereignisses wird dann neben dem Zustand der Verzögerungsleitung auch der aktuelle Zählerstand gespeichert. Anhand der Position der Taktflanken innerhalb der Verzögerungsleitung kann die Zeit zwischen einer Taktflanke, welche den Zähler um einen Zählerstand erhöht hat und dem Auftreten des Ereignisses präzise bestimmt, sowie zum Zählerstand hinzu gerechnet werden. [48]

Diese Ausführung eines TDC wurde zur Bestimmung der Laufzeit eines Ultraschallpulses zur Temperaturmessung in einem MachXO2 FPGA von Lattice Semiconductor implementiert und ist in Abschnitt 6.4 näher beschrieben.

6.2 Genauigkeit von Zeit-zu-Digital-Wandlern

Die technischen Eigenschaften von TDCs sind nicht nur aufgrund des angewendeten Messprinzips beschränkt, sondern unterliegen auch statistischen Einflüssen. Alle in dieser Arbeit beschriebenen Messprinzipien zur Bestimmung von Zeitintervallen gehen, bis auf die Interpolationsmethode, von Pulsen oder Flanken mit perfekter Rechteckform als Eingangssignale aus. Diese idealen digitalen Signale sind jedoch in der realen Welt nicht vorzufinden: Es gibt nur zeit- und wertkontinuierliche Signale, sowohl im zu untersuchenden physikalischen Phänomen, als auch innerhalb der TDCs. Jede dieser Abweichungen von der idealen Form bewirkt letztendlich eine Streuung der gemessenen Zeitintervalle.

6.2.1 Einfluss der Eingangssignale

Betrachtet man das gesamte Messsystem, so stellt die erste Hürde bei der präzisen Messung kleinster Zeitintervalle die Umwandlung des physikalischen Phänomens, welches zu Vermessen ist, in ein elektrisches Signal dar. Bereits an dieser Stelle muss in Abwägung mit den zur Verfügung stehenden Ressourcen ein möglichst hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) Entwicklungsziel sein. Nachfolgende Verstärker verbessern dieses Verhältnis nicht mehr, da der Rauschanteil ebenfalls verstärkt wird. Filter im weiteren Signalweg können das SNR verbessern, indem beispielsweise Frequenzbereiche außerhalb des Signalspektrums gefiltert und somit abgeschwächt werden.

Im weiteren Verlauf des Signalpfades muss eine 1 Bit Analog-zu-Digital-Wandlung zur Erzeugung von Start- und Stopp-Signalen bzw. von exakten Zeitmarken im Allgemeinen erfolgen. Dies ist selbst bei den TDC Ausführungen mit analogen Zwischenstufen notwendig, da auch diese nur Ereignisse als Eingangssignale akzeptieren. Hier besteht die Herausforderung darin, dass die Sensorsignale im Vergleich zu der gewünschten zeitlichen Auflösung des Messergebnisses extrem breite Pulse aufweisen oder gar kontinuierliche Signale darstellen und die Signalamplitude selbst bei vergleichbaren ursächlichen physikalischen Phänomenen nicht zwingend immer den selben Wert annehmen muss. So können zum Beispiel äußere Einflüsse, wie Temperatur, die Empfindlichkeit des Sensors beeinflussen, so dass dieser trotz konstanter Eingangsgröße unterschiedliche Ausgangssignale liefert. Der 1 Bit Wandler muss demnach derart ausgeführt sein, dass trotz wechselnder Signalamplitude und breiten, verschmierten Sensorsignalen immer an der selben Stelle des Signals ein Wechsel des Logikpegels am Ausgang des Wandlers auftritt. Das Erzeugen von Zeitmarken an Stellen, an denen das Sensorsignal festgelegte Schwellenspannungen überschreitet, ist in den meisten Fällen ungenügend präzise. Jedwede Änderung der Signalamplitude des Sensorsignals würde zu einer zeitlichen Verschiebung der Zeitmarke führen, auch wenn das ursächliche physikalische Phänomen keine zeitliche Verschiebung aufweist.

Im Fall von breiten, impulsartigen Sensorsignalen bietet sich der constant fraction discriminator an, welcher Zeitmarken nicht anhand von Schwellenspannungen erzeugt, sondern als Auslöser das Erreichen bestimmter Bruchteile der Impulshöhe definiert [52]. Eine Lösung für sinusförmige Signale ist das Setzen von Zeitmarken an den Nulldurchgängen des Signals. Diese sind unabhängig von der Signalamplitude und mittels eines Komparators schaltungstechnisch einfach zu ermitteln.

Die Auswirkungen eines geringen Signal-zu-Rausch-Abstandes kann man sich an dieser Stelle begreiflich machen. Rauschen ist eine momentane statistische Abweichung des idealen Sollwertes eines Signals vom tatsächlich vorliegenden Istwert. Das Signal hat momentan einen zu geringen oder zu hohen Wert, als es im langfristigen Mittel aufweist. Je nachdem, in welche Richtung der aktuelle vom idealen Wert abweicht, ermittelt nun der Komparator den Nulldurchgang entweder früher oder später. Das SNR eines Signals beeinflusst und bestimmt daher direkt die Messgenauigkeit.

Als Beispiel sei eine Sinusschwingung mit einer Spitze-Spitze-Amplitude von $U_{p-p} = 200 \text{ mV}$ und einer überlagerten Rauschspannung von $U_{noise\ p-p} = 1 \text{ mV}$ gegeben, welche etwa einem Empfangsecho des in dieser Arbeit beschriebenen Temperaturmesssystems entspricht. Die Sinusschwingung hat eine Frequenz von 8 MHz. Eine Zeitmarke soll beim Überschreiten der Amplitude auf über $2/3$ des Scheitelwertes, bei der Spannung $U_{trigger} = 2/3 \cdot 100 \text{ mV} = 66,67 \text{ mV}$ ausgegeben werden. Die Schwingung lässt sich mit folgender Formel beschreiben.

$$u(t) = 100 \text{ mV} \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (6.3)$$

Die Zeitmarke wird bei einer idealen, rauschfreien Sinusspannung zum Zeitpunkt t nach Beginn einer Periode gesetzt.

$$t = \frac{1}{2\pi \cdot f} \sin^{-1}\left(\frac{2}{3}\right) = \frac{1}{2\pi \cdot 8 \text{ MHz}} \sin^{-1}\left(\frac{2}{3}\right) = 14,52 \text{ ns} \quad (6.4)$$

Die Änderungsgeschwindigkeit der Signalamplitude der Sinusschwingung zum Zeitpunkt des Setzens der Zeitmarke lässt sich aus der Ableitung der Formel 6.3 bestimmen.

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \dot{u}(14,52 \text{ ns}) = 100 \text{ mV} \cdot 2\pi \cdot f \cdot \cos(2\pi \cdot f \cdot t) \\ &= 100 \text{ mV} \cdot 2\pi \cdot 8 \text{ MHz} \cdot \cos(2\pi \cdot 8 \text{ MHz} \cdot 14,52 \text{ ns}) \\ &= 3,746 \text{ mV ns}^{-1} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Bei einer Rauschspannung von $U_{noise\ p-p} = 1 \text{ mV}$ ergibt sich demnach eine zeitliche Unsicherheit von $\Delta t = 1 \text{ mV} / 3,746 \text{ mV ns}^{-1} = 0,267 \text{ ns}$. Dies kann in der Anwendung bereits Messwertabweichungen von einigen Kelvin bedeuten.

Nach erfolgter 1 Bit Wandlung besteht die nächste Schwierigkeit darin, die soeben ermittelten Zeitmarken ohne weitere Beeinflussung zum TDC-Schaltungsteil zu übertragen. Der Logikwert des erzeugten Digitalsignals wird anhand unterschiedlicher elektrischer Spannungspegel repräsentiert. Gängig sind die CMOS Pegel mit maximalen Signalamplituden U_B von 1,8 V, 2,5 V, 3,3 V oder 5 V.

Ein typischer Logik-Buffer vom Typ SN74LVC1G34 definiert Pegel U_L von $U_L \leq 0,3 \text{ V} \cdot U_B$ als logisch „0“ und Pegel $U_L \geq 0,7 \text{ V} \cdot U_B$ als logisch „1“. Der Bereich dazwischen ist nicht definiert und es ist von Bauteiltoleranzen und äußeren Einflüssen abhängig, welcher Pegel am Ausgang des Buffers ausgegeben wird. Bei Annahme einer, für CMOS Pegel, schnellen Anstiegszeit von 1 ns von 0,33 V auf 2,97 V (entspricht Sprung von 10 % auf 90 % der Betriebsspannung von 3,3 V) eines Digitalsignals, befindet sich der Pegel des Signals für 500 ps in dem nicht definierten Spannungsbereich: Die Anstiegsgeschwindigkeit v beträgt $v = 2,97 \text{ V} - 0,33 \text{ V} / 1 \text{ ns} = 2,64 \text{ V ns}^{-1}$, die Breite des nicht definierten Spannungsbereichs beträgt $\delta V = (0,7 \cdot 3,3 \text{ V}) - (0,3 \cdot 3,3 \text{ V})$. Die Zeit im nicht definierten Bereich ist demnach $t_{nd} = \delta V / v = 1,32 \text{ V} / 2,64 \text{ V ns}^{-1} = 500 \text{ ps}$ [53]. Des Weiteren sind die Impedanzen des Eingangs und des Ausgangs bei genanntem Logik-Buffer nicht näher definiert, eine Anpassung an den Wellenwiderstand einer Übertragungsleitung ist daher nicht einfach möglich. Aufgrund von Fehlanpassungen können unerwünschte Mehrfachreflexionen auf der Übertragungsleitung entstehen, die zu fehlerhaften Zeitmarken führen können. Als problematisch zum Erreichen schneller Anstiegszeiten sind auch die hohen Spannungsänderungen zwischen den Logikpegeln zu betrachten, welche meist 3,3 V betragen. Parasitäre Kapazitäten der Übertragungsleitung müssen bei einem Wechsel des Logikpegels umgeladen werden, was bei niedrigen Spannungsänderungen bei gleicher Leistung des Leitungstreibers schneller geschehen kann.

Zur Übertragung von Zeitmarken mit einer Auflösung im Sub-Nanosekundenbereich eignen sich besonders Schnittstellen für die Hochgeschwindigkeits-Datenübertragung, wie Low Voltage Differential Signaling (LVDS) oder Positive Emitter-Coupled Logic (PECL). Bei beiden Schnittstellenstandards handelt es sich um eine differenzielle Signalisierung, die zur Übertragung ein impedanzkontrolliertes und abgeschlossenes Leiterpaar einsetzen, wodurch Leitungsreflexionen vermieden werden. Der Logikpegel ist dabei nicht über die absolute Spannung einer Leitung gegenüber der Bezugsfläche definiert, sondern über das Vorzeichen der Potentialdifferenz zwischen beiden Leitern. Beide Standards arbeiten mit geringen Spannungshüben, um die parasitären Kapazitäten der Übertragungsleitung schnell

umladen zu können. Werden die beiden Leiterpaare dicht beieinander geführt, spannen diese nur eine kleine Fläche auf, durch die ein äußeres magnetisches Feld eine Spannungsdifferenz in das Leiterpaar induzieren kann. Dadurch ist die differentielle, symmetrische Übertragungsweise weitaus toleranter gegenüber elektromagnetischen Einstreuungen als Standard-CMOS Pegel, der als asymmetrisches Signal übertragen wird. Die Empfänger dieser Übertragungsstandards sind als Komparatoren mit geringer Hysterese ausgeführt, die Breite des nicht definierten Spannungsbereichs beträgt bei LVDS nur 100 mV. Es sind Anstiegs- und Abfallzeiten der Logikpegel im Bereich von einigen hundert Pikosekunden üblich [54]. Die genannten Eigenschaften resultieren in einem hohen Signal-zu-Rausch-Abstand des Nutzsymbols und ermöglichen die Übertragung von Zeitmarken mit geringem Jitter und geringer Latenz.

6.2.2 Einfluss des TDC-Kerns

Neben der Erzeugung von Zeitmarken und deren Übertragung hat natürlich der Kern des Messsystems, der TDC, bedeutenden Einfluss auf die Messgenauigkeit. Die Messunsicherheit wird im wesentlichen durch Nichtlinearität, Quantisierungsfehler und Jitter verursacht. Daneben bestimmt auch der Offset-Fehler die Genauigkeit der Messung.

Offset-Fehler Je nach angewendetem Messprinzip leiden TDCs unter einem konstanten Versatz der Messergebnisse, insbesondere diejenigen TDCs mit analoger Signalverarbeitung. Dabei geben die TDCs bei einem Zeitintervall von $T = 0$ einen Ausgabewert ungleich Null aus. Dieser Fehler kann leicht kompensiert werden, indem vor Beginn einer Messreihe mehrere Messungen mit einem Zeitintervall von $T = 0$ durchgeführt werden. Der gemittelte Wert dieser Messungen wird im Anschluss von den eigentlichen Messwerten abgezogen.

Nichtlinearität Hohen Einfluss auf die Messgenauigkeit hat die Nichtlinearität der Umwandlung von Zeitintervallen in digitale Wörter. Durch sorgfältigen Schaltungsentwurf und Layout sowie durch Vorselektierung der Bauteile bei der Montage kann die Nichtlinearität optimiert werden. Verbleibende Fehler können durch nachträgliche Korrektur der Messdaten gemindert werden, indem der Fehler jeder Quantisierungsstufe im Vorfeld der Messung erfasst und bei der Berechnung des Messwertes berücksichtigt wird. Die Ermittlung der Abweichung jeder Quantisierungsstufe erfolgt anhand einer statistischen Methode:

Ein Testgenerator erzeugt eine große Zahl N zufälliger, poisson-verteilter Zeitintervalle innerhalb des Messbereichs des TDC. Bei interpolierenden TDCs muss die Verteilung der Zeitintervalle nur den Messbereich des feinauflösenden TDC abdecken. Die Messergebnisse werden in ein diskretes Histogramm der Breite M , entsprechend der Anzahl der Quantisierungsstufen, eingetragen. Die Anzahl der Messwerte muss ausreichend groß sein, um die statistische Unsicherheit der Anzahl der Messwerte pro Quantisierungsstufe n_i gering zu halten. Die Schwankungsbreite der Anzahl pro Stufe strebt bei einer hohen Anzahl von Messwerten gegen $\sigma \approx \sqrt{n}$. Im Idealfall beträgt die Anzahl der Messwerte pro Stufe $n_s = N/M$, wobei dieser Wert für jede Stufe gleich ist. Weist der zu charakterisierende TDC eine Nichtlinearität auf, so zeigt sich zwischen jeder Stufe i eine differentielle Nichtlinearität (DNL) l_i :

$$l_i = \frac{n_i - n_s}{n_s} \quad (6.6)$$

Durch Aufsummierung ergibt sich die integrale Nichtlinearität (INL) L_i einer Stufe j :

$$L_i = \sum_{i=1}^j \frac{l_i}{M} \quad (6.7)$$

Ergebnis der Messung ist ein Vektor der Länge M , welcher die Werte L_i enthält. Anhand dieses Vektors kann jeder Messwert nachträglich korrigiert werden. Zu beachten ist jedoch, dass diese Korrektur nur für den Betriebspunkt der TDC Schaltung gültig ist, an welchem das Histogramm erstellt wurde. Demnach kann durch diese Korrektur der Einfluss der Nichtlinearität nicht vollständig kompensiert, sondern nur vermindert werden.

Zur Charakterisierung von TDCs wird der maximale Wert dieses Vektors als INL angegeben. Gute TDCs zeichnen sich dadurch aus, dass diese maximale INL kleiner als die Auflösung des TDC ist [48].

Quantisierungsrauschen Die Umwandlung des wertkontinuierlichen Zeitintervalls in eine digitale, wertdiskrete Darstellung führt zu Rundungsfehlern, die als Quantisierungsrauschen beschrieben werden können. Ein einfacher, gleichverteilter Quantisierer erzeugt dabei eine Standardabweichung von $\sigma = \frac{LSB}{\sqrt{12}} = 0,29 \text{ LSB}$, wobei LSB (Least Significant Bit) der Auflösung des Wandlers entspricht [46]. Die Berechnung dieses Wertes beruht auf der Annahme, dass der Fehler nicht mit dem Eingangssignal korreliert. Die Messung von Zeitintervallen setzt jedoch das Vorhandensein von mindestens zwei Messpunkten voraus, nämlich einen Zeitpunkt $t = 0$ als Start und einen Zeitpunkt $t = x$ als Stopp der Messung. Genannte Annahme ist für das Start-Event wahr, welches asynchron zum Referenztakt des TDC eintritt, nicht jedoch für das Stopp-Event, welches mit dem Start-Event zeitlich korreliert. Ein Ansatz zur Berechnung der Standardabweichung dieses Problems findet sich in [48]. Misst man ein konstantes Zeitintervall T mehrmals, erhält man zwei Messergebnisse, $T_1 < T$ und $T_2 = T_1 + LSB > T$. Die Wahrscheinlichkeit, eines der genannten Ergebnisse zu erhalten ist $p(T_1) = 1 - c$ und $q(T_2) = c$, wobei die Wahrscheinlichkeit vom Modulo $c = \text{mod}(T/LSB)$ abhängt. Die Standardabweichung der entsprechende Binomialverteilung ist:

$$\sigma = \text{LSB} \sqrt{pq} = \text{LSB} \sqrt{c(1-c)} \quad (6.8)$$

Die Abweichung hat ein Maximum bei $c = 0,5$ und ein Minimum, wenn das gemessene Zeitintervall T ein Vielfaches der Auflösung LSB beträgt. Die gemittelte Standardabweichung ergibt sich aus der Integration von Gleichung 6.8 zu $\sigma = 0,39 \text{ LSB}$.

Stabilität des Referenztaktes und Jitter Die Messunsicherheit eines TDC ist entscheidend abhängig von der Qualität des Referenztaktes, insbesondere bei Langzeitmessungen

mit hoher Zeitauflösung. Frequenzabweichungen des Referenztaktes wirken sich direkt auf das Messergebnis aus. Dies kann den Einsatz temperaturgeregelter Präzisionsoszillatoren oder GPS gestützter Oszillatoren erforderlich machen.

Jitter trägt ebenfalls zur Messunsicherheit bei. Neben dem bereits genannten Jitter der Eingangssignale, hervorgerufen durch Rauschen auf den Messsignalen und dem Rauschen der Bauteile tragen der Jitter des Referenzoszillators, sowie eingefangenes Rauschen aus der Umgebung zum gesamten Jitterfehler bei. Insbesondere Rauschen der Spannungsversorgung des TDC leistet einen hohen Beitrag zum Jitterfehler, da die Eigenschaften digitaler Schaltungsblöcke, wie die Laufzeitverzögerung oder der Übergangsbereich zwischen logisch „high“ und logisch „low“ stark von der Höhe der Versorgungsspannung abhängen.

Dem Rauschen auf der Spannungsversorgung, welches insbesondere durch benachbarte Schaltungsteile mit digitalen Bausteinen hervorgerufen wird, kann mit bewährten Grundregeln des Schaltungsentwurfs und Platinendesigns begegnet werden: Die Versorgungsspannung des TDC sollte von rauscharmen, linearen Spannungsreglern bereitgestellt werden, statt von effizienteren, störungsinduzierenden Schaltreglern. Hochfrequente Rauschanteile auf der Versorgungsspannung lassen sich durch Ferritperlen in den Versorgungsleitungen dämpfen. Kapazitäten in Form von keramischen, oberflächenmontierten (SMD = Surface Mounted Devices) Kondensatoren nah am TDC Baustein puffern die Versorgungsspannung bei Belastungsspitzen und stabilisieren diese dadurch. Eine durchgehende Massefläche, sowie eine Versorgungslage innerhalb der Platine minimieren parasitäre Induktivitäten und Widerstände bei der Zuleitung der Versorgungsspannung zum TDC, wodurch die Spannung bei Belastungsspitzen konstant bleibt. Digitale Schaltungsteile, wie Mikrocontroller, sollten von dem TDC Baustein / Schaltungsteil räumlich getrennt werden, um ein Einkoppeln von Störungen aus den digitalen Schaltungsteilen zu verhindern [55, 56].

6.2.3 Robuste Schätzverfahren

Eine gängige Möglichkeit zur Verbesserung der Messgenauigkeit ist die Mittelung mehrerer Messungen des selben Zeitintervalls T , wenn das ursächliche physikalische Phänomen die Wiederholung der Messung zulässt. Verursacht durch eingefangene externe Störungen oder eine ungünstige Kombination in diesem Abschnitt genannter und die Messgenauigkeit beeinflussender Faktoren, können während einer Messreihe Ausreißer entstehen. Wird nun aus der Gesamtheit der Messdaten nur ein arithmetisches Mittel berechnet, so wird dieses Messergebnis durch einzelne Ausreißer gegebenenfalls massiv verfälscht und der Vorteil der Mittelung ist nicht länger gegeben. Der Einsatz robuster Schätzverfahren erlaubt es, diese Ausreißer zu erkennen und von der Berechnung des Messergebnisses auszuschließen bzw. deren Einfluss auf das Messergebnis gering zu halten. Der Median stellt ein einfaches Verfahren dar, welches dem arithmetischen Mittel bei der Messung von Zeitintervallen vorzuziehen ist. Zur Bestimmung des Medians werden alle zu mittelnden Messwerte aufsteigend geordnet. Im Fall einer ungeraden Anzahl von Messwerten entspricht der Median dem mittleren Messwert des sortierten Datensatzes, im Fall einer geraden Anzahl von Messwerten ist der Median das arithmetische Mittel der beiden mittleren Messwerte.

6.3 Vergleich der Methoden zur Messung der Laufzeit eines Ultraschallpulses

6.3.1 Anforderungen an das Messsystem

Von den genannten Methoden zur Messung von kürzesten Zeitintervallen sind nicht alle gleichermaßen zur Messung der Laufzeit eines Ultraschallpulses geeignet. Ausgehend vom Ziel, das Prinzip der Laufzeitmessung von Ultraschallpulsen zur Temperaturmessung auf optische Elemente in Laseroptiken anzuwenden, ergeben sich für das Messsystem folgende Anforderungen.

Physikalisch-technische Anforderungen Gemäß Kapitel 5 handelt es sich bei dem empfangenen Ultraschallecho um eine gedämpfte Sinusschwingung geringer Amplitude. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Empfangssignals ist als niedrig einzustufen, daher ist eine Mittelung über mehrere Messwerte erforderlich, um eine hohe zeitliche Auflösung zu ermöglichen. Dies wiederum erfordert eine hohe Wiederholrate der Messung, die maximal etwa ein Kilohertz betragen kann. Alternativ oder kombiniert mit der hohen Wiederholrate können pro empfangenem Ultraschallecho mehrere Zeitmarken generiert werden, um viele Messwerte für eine Mittelung zu sammeln. Für die Genauigkeit der Messung und für die spätere Integration ist es von Vorteil, mit vergleichsweise hohen Ultraschallfrequenzen bis hin zu etwa 10 MHz zu arbeiten. Sollen mehrere Zeitmarken pro Ultraschallecho generiert werden, muss das Messsystem demnach in der Lage sein, für die Dauer der Messung eine Messrate größer als die Ultraschallfrequenz zu erlauben.

Das Messsystem muss die Laufzeit des Ultraschallpulses ab dem Sendezeitpunkt erfassen können. Um gleichzeitig optische Elemente großen Durchmessers messen sowie multiple Ultraschallechos erfassen zu können, darf die maximale Messdauer einige hundert Mikrosekunden nicht unterschreiten.

Die Auflösung des Messsystems soll im zweistelligen Pikosekundenbereich liegen, damit bei kleinen Optiken mit Durchmessern von etwa 10 mm Temperaturauflösungen im Bereich eines Zehntel Grades ermöglicht werden.

Derzeit gibt es keine kommerziell verfügbaren TDC Bausteine, welche die wesentlichen technischen Anforderungen erfüllen. Da die hohe geforderte Messrate von keinem Produkt unterstützt wird, muss ein individuell angepasster TDC entwickelt werden.

Anforderungen an die Wirtschaftlichkeit Bei dem Ultraschallthermometer handelt es sich um ein relativ preissensitives Produkt. Zudem soll es direkt in die Laseroptik integriert werden, weshalb kleine Abmessungen, sowie ein niedriger Energiebedarf wegen schlechter Entwärmungsmöglichkeiten gefordert sind. Idealerweise können mit einer Auswertelektronik mehrere Ultraschallsensoren angesprochen werden, da dies die Kosten und den Platzbedarf für ein System zur Messung mehrerer optischer Elemente weiter senken würde.

Zusätzlich muss die Auswertung der Messdaten und die Berechnung der Temperatur im Produkt erfolgen. Ein Rechner mit freien Rechenressourcen steht in Laserschneidanlagen meist nicht zur Verfügung.

Aufgrund der Preissensitivität und den zu erwartenden Stückzahlen soll kein projektspezifischer ASIC entwickelt werden.

Anforderungen aus der Mensch-Produkt-Beziehung Da das Messsystem zur Bestimmung der Temperatur einer Vielzahl von unterschiedlichen optischen Elementen geeignet sein soll, muss es parametrierbar sein.

Die Anzeige der Messdaten soll auf digitalem Weg erfolgen. Ein manueller Abgleich des Messsystems während der Produktion oder vor dem Einbau soll aus Gründen der Fehlerminimierung bei der Fertigung und Montage nicht erfolgen.

6.3.2 Abgleich der TDC-Architekturen mit den Anforderungen

Die genannten Anforderungen lassen nun eine Beurteilung der Verfahren auf deren Eignung zur Messung der Laufzeit von Ultraschallpulsen in der gegebenen Anwendung zu.

Die Anforderungen, dass die Auswertung bei geringem Energiebedarf im Produkt erfolgen soll und dabei wenig Bauraum zur Verfügung steht, sowie dass die Ausgabe der Messdaten digital erfolgen und das System parametrierbar sein soll, bedingen einen Mikroprozessor oder DSP im Produkt. Da AD-Wandler mit hohen Abtastraten im Vergleich zu gängigen Mikroprozessoren immer noch teuer und energieintensiv sind, das Produkt aber günstig in der Herstellung sein soll, scheint die Integration von schnellen AD-Wandlern nicht zielführend zu sein. Aus diesem Grund, sowie aufgrund der begrenzten Rechenressourcen eines Mikroprozessors sind die Methoden „Interpolation“ und „Schwerpunktermittlung“ nicht zur Integration in das Produkt geeignet.

Allerdings ist besonders die Methode der Interpolation mit gängiger Hardware zur Datenerfassung für PCs einfach und kostengünstig zu realisieren, weswegen diese Methode zur Evaluierung von Ultraschallsensoren und für die Machbarkeitsanalyse eingesetzt wurde.

Aus den Anforderungen, dass kein manueller Abgleich des Produkts erfolgen soll, hohe Messraten größer 10 MHz gefordert sind und die Messdauer einige hundert Mikrosekunden nicht überschreiten soll, ergibt sich eine negative Bewertung der Methoden mit analogen Zwischenstufen, wie die Zeit-zu-Amplituden-Wandlung und die Methode der Zeitdehnung. Diese sind in den nicht-interpolierenden Versionen nicht für derart lange Messzeiträume geeignet und die Stromquellen zur Ladung der Messkapazität müssen einen bekannten Strom liefern, erfordern demnach einen manuellen Abgleich während der Produktion. Die interpolierenden Versionen dieser Wandler erlauben die geforderte Messrate und Messdauer und werden auch in kommerziellen Produkten, beispielsweise dem SR620 von Stanford Research Systems eingesetzt, allerdings ist der schaltungstechnische Aufwand zur Realisierung solcher Wandler nicht unerheblich [57].

Das Messprinzip der Zeit-zu-Amplituden-Wandlung ohne Interpolation ist gut zu realisieren und eignet sich für schnelle Laboraufbauten, wenn die Einschränkung der geringen Messdauer toleriert werden kann. Diese Methode wurde für eine erste Machbarkeitsanalyse der Temperaturmessung mittels Ultraschall von optischen Elementen eingesetzt.

Die digitalen Methoden zur Zeitintervallmessung unter Ausnutzung mehrerer phasenverschobener Zähler oder einer Verzögerungsleitung lassen sich beide in kleinen und günstigen FPGAs realisieren, weswegen diese Prinzipien als gut geeignet zu bewerten sind. Die Anzahl der verfügbaren phasenverschobenen Taktquellen auf einem FPGA sind jedoch durch die Hardware vorgegeben und begrenzt. Phasenregelschleifen (PLL) lassen sich in der Regel in programmierbarer Logik nicht sinnvoll synthetisieren. Daher erscheint das Messprinzip aufbauend auf einer Verzögerungsleitung, realisiert in einem FPGA, das geeignetste Verfahren zu sein. Eine Anbindung mit hohem Datendurchsatz an einen auswertenden Mikrocontroller lässt sich bei der Implementierung eines TDC in einem FPGA einsetzen, wodurch hohe Messraten möglich werden.

6.4 Realisierung einer Sub-Nanosekunden-Zeitintervallmessung

Ein Zeit-zu-Digital-Wandler zur Messung der Laufzeit von Ultraschallpulsen durch optische Elemente unter Verwendung des Messprinzips einer Verzögerungsleitung ist in einem MachXO2-7000 FPGA von Lattice Semiconductor implementiert. Die MachXO2 FPGA Serie ist für die Implementierung eines TDC geeignet, da sie eine hohe Anzahl von programmierbaren Logikeinheiten und Unterstützung von differentiellen Schnittstellenstandards an den Ein- und Ausgängen bei niedrigem Preis, sowie geringer, zum Betrieb erforderlicher, Peripherie vereint. Die Konfiguration, das FPGA-Programm, ist in einem internen Flashspeicher hinterlegt und muss beim Starten des Systems nicht erst in den FPGA übertragen werden. Die notwendige Peripherie beschränkt sich auf eine Versorgungsspannung und einen Taktgenerator zur Erzeugung des Referenztaktes für die interne PLL.

Die Abbildung 6.10 zeigt schematisch den Aufbau des TDC. Die Komponenten des TDC sind im Folgenden genauer beschrieben.

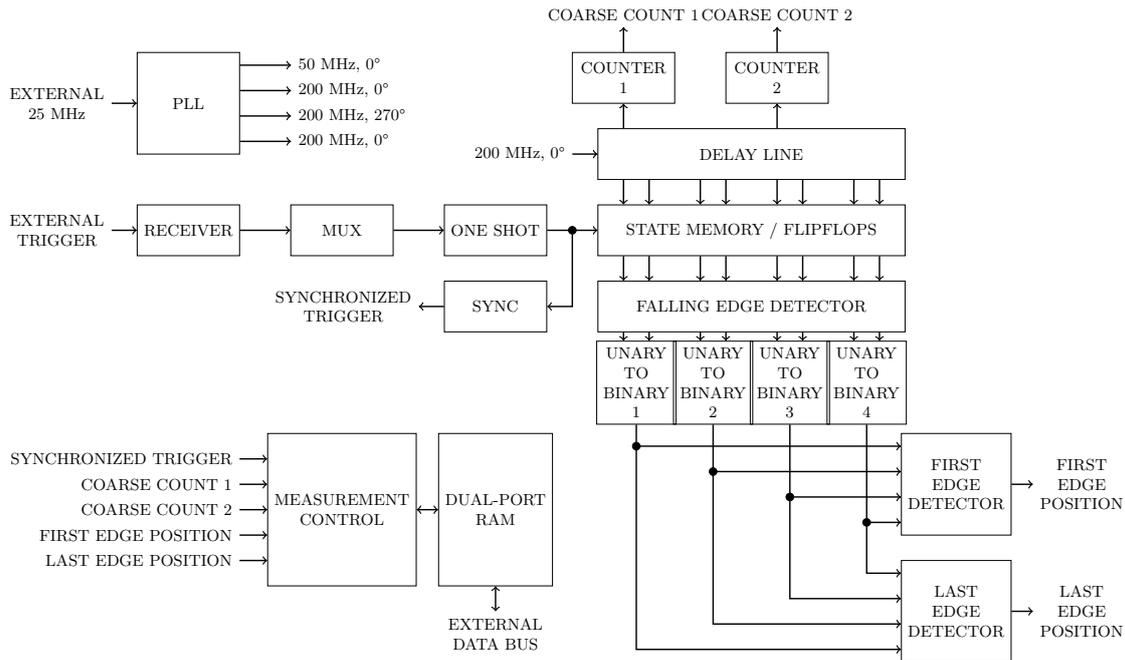


Abbildung 6.10: Schematischer Aufbau des TDC, welcher in einem MachXO2 FPGA implementiert ist: Ein zu messendes Signal „TRIGGER“ durchläuft zunächst die Module „RECEIVER“, „MUX“ und „ONE SHOT“ zur Signalaufbereitung und initiiert im Modul „STATE MEMORY“ die Erzeugung eines Abbildes der Verzögerungsleitung „DELAY LINE“ sowie die Auslösung eines synchronisierten Steuersignals im Modul „SYNC“. Anhand des Abbildes ermitteln die Module „FALLING EDGE DETECTOR“, „UNARY TO BINARY“ und „FIRST EDGE DETECTOR“ die Position zweier fallender Flanken eines 200 MHz Referenztaktes innerhalb der Verzögerungsleitung. Angeregt durch das synchronisierte Steuersignal berechnet das Steuermodul „MEASUREMENT CONTROL“ anhand der beiden Flankenpositionen sowie der Zählstände der zwei Zähler „COUNTER“ den Eintreffzeitpunkt des Messsignals. Dieser wird in einem Speicher „DUAL-PORT RAM“ abgelegt und steht dort über einem Datenbus weiteren Komponenten des Messsystems zur Verfügung. Eine PLL erzeugt aus einem 25 MHz Grundtakt für die Messung erforderliche Taktsignale.

6.4.1 Takterzeugung

Aus einem extern zugeführtem Taktsignal von 25 MHz werden durch eine PLL vier Taktsignale mit jeweils zueinander definierter Phasenlage sowie unterschiedlicher Frequenz zur Koordination der Abläufe innerhalb des TDC erzeugt. Bis auf die Verzögerungsleitung und einzelne weitere Funktionen beträgt die Taktfrequenz der Logik 50 MHz bei 0° Phasenlage. Die Verzögerungsleitung entspricht der Schaltung in Abbildung 6.9, das Taktsignal, welches die Leitung durchläuft, hat eine Frequenz von 200 MHz bei 0° Phasenlage.

Zur Kalibrierung der Verzögerungsleitung wird deren Zustand zu einem Zeitpunkt gespeichert, an dem die Leitung zwei aktive Flanken des Eingangstaktes enthält. Aus dem bekannten zeitlichen Abstand der Flanken $t_f = 1/200\text{MHz} = 5\text{ ns}$ und der Anzahl der Verzögerungsglieder N zwischen den Flanken kann die Verzögerung t_d eines Verzögerungsgliedes zu $t_d = t_f/N$ berechnet werden. Dazu ist es erforderlich, ein zu messendes Event von der internen Steuerlogik auszulösen. Um auch die erste aktive Flanke in der Verzögerungs-

leitung sehen zu können, darf das Event nicht phasengleich mit dem Eingangstakt der Verzögerungsleitung ausgelöst werden. Für die Kalibrierungsfunktion wird zur Auslösung dieses Events daher ein verzögerter Takt von 200 MHz und 270° Phasenlage bereitgestellt.

Ein weiterer Takt von 200 MHz und 0° dient der Synchronisation der asynchronen Events im Modul „Synchronisation“ (siehe Abschnitt 6.4.5). Alle Taktsignale sind in das Taktnetzwerk des FPGA eingespeist. Dieses Netzwerk besitzt acht getrennte Leitungen und verteilt Taktsignale mit niedrigem Jitter an alle Logikblöcke des FPGA.

6.4.2 Empfänger

Die Zeitmarken des empfangenen Ultraschallechos (= Signal „external trigger“ in Abbildung 6.10) werden als differentielles Signal nach dem LVDS Standard zum FPGA übertragen. Die LVDS Leitung ist an spezielle Pins des FPGA angeschlossen, welche das Signal direkt in das Taktnetzwerk des FPGA einspeisen können. Das Taktnetzwerk besitzt geringen Jitter und sehr kurze Laufzeitverzögerungen, verglichen mit den Standardleitwegen normaler elektrischer Signale innerhalb des FPGAs. Die Verzögerung eines Taktsignals innerhalb des Taktnetzwerks beträgt innerhalb des FPGA unter schlechtesten Betriebsbedingungen maximal 902 ps [51]. Die Zeitmarken können über beliebig viele dieser speziellen Pins eingespeist werden, was das spätere Platinendesign vereinfacht. Zudem wird es dadurch möglich, Zeitmarken aus unterschiedlichen Kanälen zu empfangen und diese ohne zeitlichen Versatz an die weiteren Module des TDC zu übertragen. Würden die Zeitmarkensignale die normalen Leitwege („routing“) nehmen, so wäre die Laufzeit zwischen Eintreffen einer Zeitmarke an FPGA Pins und Empfang an der ersten Logikgruppe des TDC für mehrere Kanäle unterschiedlich. Ein für jeden Messkanal unterschiedlicher Offsetfehler würde hinzuaddiert werden. Die Signale aus dem Taktnetzwerk können jedoch nur an die Takteingänge der Logik gelangen, nicht jedoch an die Dateneingänge. Für die Verarbeitung der Zeitmarken und Einleitung in die Verzögerungsleitung muss dies aber gegeben sein.

Die Umsetzung der Signale vom Taktnetzwerk auf die normalen Leitwege geschieht in dem Empfängermodul. Ab diesem Modul ist der Signalpfad für alle Kanäle identisch, unterschiedliche Laufzeiten treten nicht mehr auf.

6.4.3 Multiplexer

Über das Multiplexer Modul kann derjenige Eingangskanal gewählt werden, welcher mit den weiteren TDC Modulen verbunden ist. Zudem kann der TDC von allen externen Quellen getrennt werden. Dies ist während der Kalibrierung der Fall, damit keine externen Signale ein Event auslösen können, wodurch die Kalibrierung falsche Werte erzeugen könnte.

6.4.4 One-Shot-Modul

Das One-Shot Modul hat mehrere Aufgaben. Erstens lässt sich über dieses Modul auswählen, welche Flanke, unabhängig ob steigend oder fallend, der eintreffenden Signale als aktive

Flanke angesehen wird. Es ist auch möglich, sowohl steigende, als auch fallende Flanke zusammen als aktive Flanken zu wählen. Das Modul erzeugt aus den gewählten Flanken des Eingangssignals positive Pulse am Modulausgang. Dies ist notwendig, da die Flipflops, welche den Zustand der Verzögerungsleitung beim Eintreffen eines Events speichern, nur auf steigende Flanken reagieren. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.11 verdeutlicht.

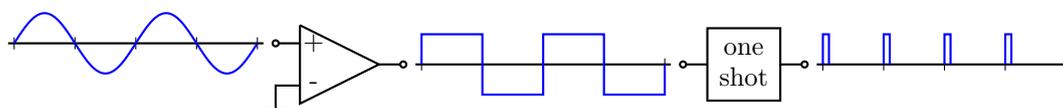


Abbildung 6.11: Funktion des One-Shot Moduls: Die anhand des Ultraschallechos (Signal links) erzeugten Zeitmarken (Signal Mitte) werden in kurze positive Pulse (Signal rechts) gewandelt, welche TDC Events auslösen. Dabei können auch beide Flanken der Zeitmarke als aktive Flanken ausgewertet werden.

Zweitens wird über dieses Modul die Totzeit des TDC berücksichtigt, indem es eintreffende Events nur mit der maximalen möglichen Messrate des TDC passieren lässt. Solange die Verarbeitung des letzten eingetroffenen Events noch nicht abgeschlossen ist, wird kein weiteres Event zu den Flipflops weitergereicht, da dies die Auswertung des letzten Events beeinflussen kann.

Drittens speist die Kalibrierfunktion an dieser Stelle ein intern erzeugtes Event ein, um Messwerte zur Kalibrierung der Verzögerungsleitung zu erzeugen.

6.4.5 Synchronisation

Die eintreffenden Zeitmarken sind asynchron gegenüber dem Takt der TDC-Logik. Dies ist für die Logik, die dieses Signal an ihren Eingängen hat, problematisch, da es dann zu metastabilen, undefinierten Zuständen an den Ausgängen der Logik kommen kann. Dies kann immer dann geschehen, wenn die aktive Flanke des Taktsignals nahezu zeitgleich mit einer Änderung des Eingangssignals einhergeht. Für das Logikgatter ist dieser Zustand nicht definiert und der Zufall entscheidet, ob dieses Signal nun als logisch „1“ oder logisch „0“ betrachtet wird. Noch problematischer wird es, wenn das betreffende Logikgatter eine Rückkopplung von Ausgang zu Eingang besitzt und sei dies nur durch parasitäre Elemente gegeben. Es kann nun geschehen, dass das Ausgangssignal für kurze Zeit einen logischen Wert annimmt, um kurz darauf in einen invertierten Wert zu kippen. Solange sich der Pfad eines Digitalsignals nicht aufspaltet, ist dieser Effekt unbedenklich, als auch unvermeidbar. Man kann die Wahrscheinlichkeit einer auftretenden Metastabilität durch hintereinander Schalten mehrerer Logikgatter minimieren, aber nie ganz unterdrücken. Unproblematisch ist der Effekt in der Hinsicht, als dass die weitergehende Logik den Pegelwechsel des Eingangssignals einfach einen Taktzyklus später wahrnimmt. Gefährlich wird es allerdings, wenn ein asynchrones Signal parallel an den Eingängen mehrerer Logikgattern anliegt, die alle dasselbe Taktsignal erhalten. In der Konsequenz kann ein Logikgatter den Pegelwechsel des Eingangssignals gerade noch erkennen, das nächste allerdings nicht mehr. Lösen die Signale an mindestens einem Eingang nun in Folge Berechnungen oder Reaktionen aus, die davon ausgehen, dass an den anderen Eingängen dasselbe Signal anliegt, kommt es zu Fehlern und nicht definierten Zuständen der gesamten Logik.

Für die eigentliche Zeitmesseinrichtung, bestehend aus der Verzögerungsleitung und den angeschlossenen Flipflops hat dieser Effekt keine Auswirkungen, da sich in diesem Fall das Signal nicht in mehrere Pfade aufteilt, sondern entlang der Verzögerungsleitung verläuft.

Die Aufgabe der Synchronisationsstufe ist es also, die Zeitmarken zu synchronisieren, bevor sich dieses Signal in der nachfolgenden Logik in mehrere parallele Pfade aufteilt und dort zu metastabilen Zuständen führt.

6.4.6 Verzögerungsleitung mit Abgriffen

Der Kern des TDC ist eine Verzögerungsleitung, welche es erlaubt, den Zeitpunkt des Eintreffens von Events zwischen zwei aktiven Taktflanken von digitalen Zählern zu interpolieren und so hohe zeitliche Auflösungen zu erreichen. Um eine derartige Leitung zu konstruieren muss man den Aufbau des FPGA genauer analysieren und kann sich nicht mehr auf die Arbeit von Hardwarebeschreibungssprachen, sowie Synthesewerkzeugen alleine verlassen. In Abbildung 6.12 ist eine Draufsicht auf den FPGA IC und die Aufteilung der wichtigsten Funktionsblöcke in dem IC dargestellt. In der Mitte befindet sich der frei konfigurierbare flüchtige Speicher, welcher den im Folgenden noch beschriebenen Dual-Port RAM bildet. An den Rändern des IC befinden sich die Ein- und Ausgangs-Buffer, deren Ein- und Ausgänge zu den Pins des FPGA-Gehäuses führen. Im oberen Bereich des IC sind der nicht-flüchtige Flash-Speicher, der die Konfiguration des FPGA beinhaltet, sowie die PLL und weitere Funktionsblöcke, wie Timer, SPI Schnittstelle und dergleichen untergebracht.

Die vielen kleinen Quadrate in der Abbildung stellen die programmierbaren Logikeinheiten dar, welche durch schaltbare und auswählbare Verbindungen untereinander, sowie mit den anderen Funktionsblöcken verbunden werden können. Aufgrund der Vielzahl möglicher Verbindungen durchläuft ein Signal viele Multiplexer, Schalter, Buffer und Leitungen mit jeweils vorhandenen Laufzeitverzögerungen, bis es sein Ziel erreicht hat. Die Laufzeitverzögerung eines Signals aufgrund dieses Routings beträgt meist mehrere Nanosekunden, wohingegen die Laufzeitverzögerung durch eine Logikeinheit im Bereich von etwa 300 ps liegt. Die Verzögerungsleitung darf aus diesem Grund die normalen Routing-Ressourcen nicht nutzen. Die Verzögerung aufgrund des Routings wäre weitaus höher, als die Verzögerung aufgrund des Durchlaufs einer Logikeinheit.

Die in Abbildung 6.12 dargestellten programmierbaren Logikeinheiten bestehen aus jeweils vier Slices, welche wiederum aus jeweils zwei konfigurierbaren Flipflops und zwei 4 Bit breiten Lookup-Tables (LUT) bestehen. Dieser Aufbau ist in Abbildung 6.13 ersichtlich. Die LUTs können als Speicher mit 4 Bit breitem Addressbus und 1 Bit breitem Datenbus sowie reinem Lesezugriff angesehen werden. Zur Realisierung von schnellen Addierern mit Wortbreiten größer als 2 Bit sind die einzelnen LUTs untereinander mit Ein- und Ausgängen zur Weitergabe des Überlaufs, dem Carry-Bit, ausgestattet. Diese verbinden die LUTs innerhalb einer Reihe von Logikeinheiten jeweils ohne dazwischen geschalteten Schaltern oder Buffern, weisen also nur eine sehr geringe Verzögerung auf. Bei dem genannten FPGA IC laufen die Carry-Leitungen von links nach rechts entlang einer Reihe von Logikeinheiten. Die Reihen darüber oder darunter können wiederum nur über die normalen Routing-Ressourcen angebunden werden. Der MachXO2-7000 FPGA besitzt in einer Reihe 308 LUTs, was damit der maximalen Länge der Verzögerungsleitung entspricht. Der Eingang der Verzögerungsleitung ist der Eingang des Überlaufs der ersten LUT.

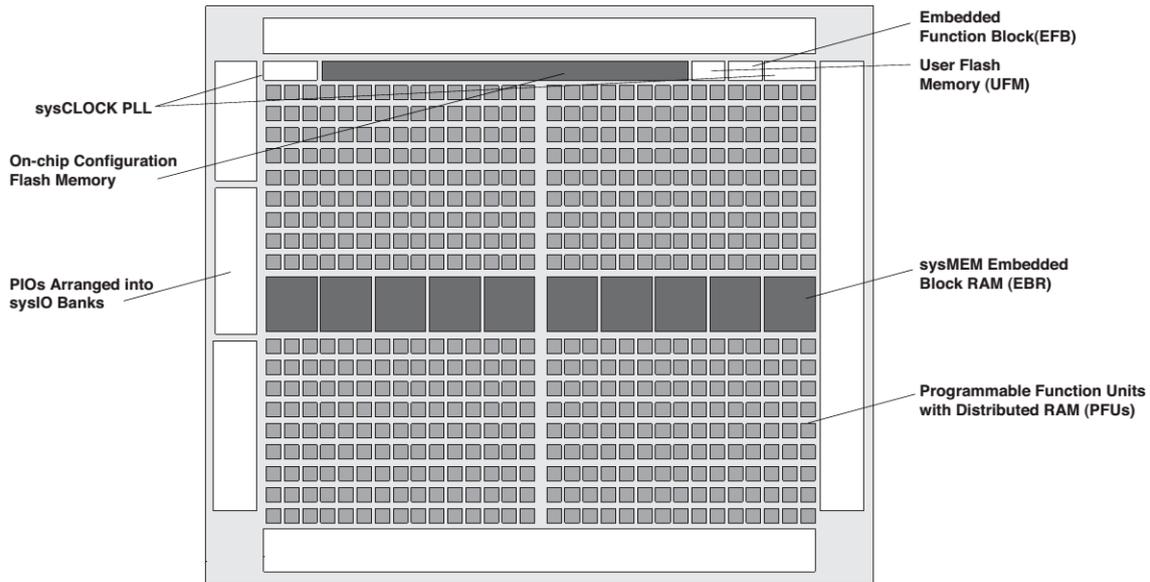


Abbildung 6.12: Draufsicht auf den FPGA Baustein MachXO2-7000: Die programmierbaren Logikblöcke (PFUs) nehmen ein Großteil der Chipfläche ein und können auf zentrale Speicherblöcke (RAM) zugreifen. An den Randflächen befinden sich Ein- und Ausgabemodule sowie Peripheriebausteine. Bildquelle: Lattice Semiconductor [51].

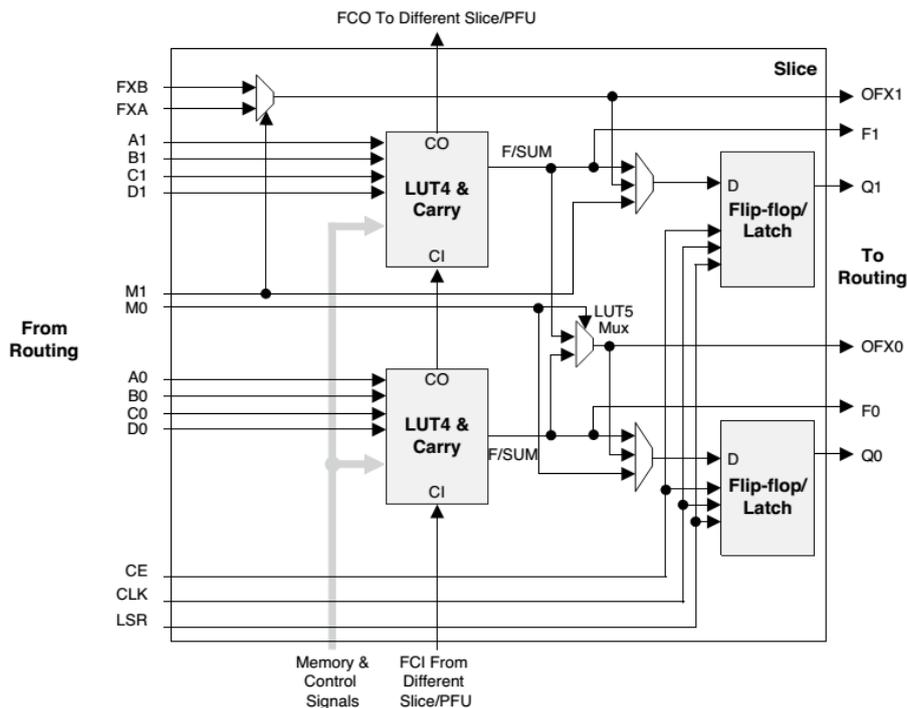


Abbildung 6.13: Darstellung einer FPGA Slice des MachXO2-7000 Bausteins. Jede Slice besteht aus zwei konfigurierbaren Flipflops sowie 4 Bit breiten Lookup-Tables (LUT), welche untereinander und mit den LUTs benachbarter Slices mittels Carry-Leitungen über die „CO“ bzw. „CI“ Anschlüsse verbunden sind. Die Verzögerungsleitung des TDC nutzt diese schnellen Verbindungen. Bildquelle: Lattice Semiconductor [51].

Die LUTs entlang der Leitung sind so konfiguriert, dass sie selbst einen Überlauf (logisch „1“) ausgeben, wenn an ihrem Überlaufeingang logisch „1“ anliegt. Am Datenausgang der LUTs liegt jeweils derselbe Pegel an, an welchem im folgenden Flipflop den Zustand der Leitung abgreifen können. Das Signal am Carry-Bit Eingang der ersten LUT wird also von LUT zu LUT entlang des Carry-Bit Pfads von der linken Seite des ICs bis zur rechten Seite des ICs weitergeleitet und erfährt beim Durchlauf durch jede LUT eine Laufzeitverzögerung, die etwa 25 ps entspricht. Diese Verzögerung ist die Feinauflösung des TDC. Die gesamte Durchlaufzeit der Leitung beträgt circa $t_{dl} = 25 \text{ ps} \cdot 308 = 7,7 \text{ ns}$. Da es sich um einen interpolierenden TDC aus einer Kombination von feinauflösenden und grobauflösenden Zeitmessern handelt, muss in diesem Fall die Periodendauer des grobauflösenden digitalen Zählers niedriger sein, als die angegebenen 7,7 ns. Der grobauflösende Zähler in diesem Design hat eine Periodendauer von $t = 1/200 \text{ MHz} = 5 \text{ ns}$.

Entlang der Verzögerungsleitung laufen die steigenden und fallenden Flanken des 200 MHz Taktes. Bei Versuchen mit der Leitung hat sich gezeigt, dass die Laufzeitverzögerung beider Flanken nicht identisch ist. Die fallende Flanke durchläuft die Leitung schneller, als die steigende Flanke. Des Weiteren ist die steigende Flanke nicht so scharf abgegrenzt, wie die fallende. Die fallende Flanke zeigt sich in einer Zustandsaufnahme der Leitung als scharfer Übergang von einer Folge von logischen „1“ auf eine Folge von logischen „0“. Im Gegensatz dazu erfolgt bei der steigenden Flanke der Übergang stufenweise. Die Flipflops durchlaufen offenbar metastabile Zustände, was sich dadurch zeigt, dass bei dem Übergang von einer Folge logischer „0“ auf logisch „1“ vereinzelt wieder ein logisch „0“ auftreten kann. Da dieser unscharfe Übergang schwerer auszuwerten ist, als ein scharfer Übergang, ist die Verzögerungsleitung darauf ausgelegt, nur die fallenden Flanken auszuwerten. Die Ursache dieses Ungleichgewichts kann in der verwendeten CMOS-Technologie begründet sein: Die komplementären Transistoren in n-Kanal- und p-Kanal-Technik der Logikgatter weisen vermutlich nicht die selben Laufzeitverzögerungen auf. Die n-Kanal-Transistoren, welche die fallende Flanke erzeugen, schalten demnach schneller, als die komplementären p-Kanal-Transistoren.

6.4.7 Zustandsspeicher

Der Zustandsspeicher speichert beim Eintreffen eines Events den aktuellen Zustand der Verzögerungsleitung. Der Zustandsspeicher ist aus den zu jeder LUT gehörenden Flipflops aufgebaut, wobei die Dateneingänge der Flipflops mit den Ausgängen der zugehörigen LUTs verbunden sind. Die Clock-Eingänge der Flipflops sind alle parallel geschaltet und mit dem Eventsignal verbunden, welches vom One-Shot-Modul erzeugt wird. Abbildung 6.13 zeigt die LUTs mit den zugehörigen Flipflops. Die Flipflops sind als D-Flipflop mit Empfindlichkeit auf die positiven Flanken konfiguriert. Der Ausgang des Zustandsspeichers ist ein digitales Wort mit 308 Bit Länge, jedem Bit entspricht ein LUT.

6.4.8 Flankendetektor

Für die Zeitmessung ist ausschließlich die Position der fallenden Flanken innerhalb der Verzögerungsleitung zum Zeitpunkt des Trigger-Events von Belang. Um die Messdaten schnell zur weiteren Auswertung an einen Mikrocontroller übertragen zu können, sollten

die Daten nicht unnötig viel Speicher verbrauchen. Daher bietet es sich an, die Ausgabe des Zustandsspeichers zu komprimieren und die Position der Flanken als binäres digitales Wort zu speichern. Da es 308 mögliche Positionen gibt, beträgt die Speichertiefe 9 Bit ($= \lceil \log_2(308) \rceil$), gegenüber 308 Bit Speicherbedarf vor der Komprimierung. Die Komprimierung findet in mehreren Schritten statt: Der Flankendetektor ermittelt zunächst die Position der steigenden Flanken, indem er in der Ausgabe des Zustandsspeichers die Position, bzw. mehrere Positionen der Folge „0111“ sucht. Ausgabe des Flankendetektors ist noch ein 308 Bit breites Wort, in dem nur diejenigen Bits logisch „1“ sind, die der Position der Flanken entsprechen. Die Verarbeitung der Daten erfolgt dabei parallel. Dies bedeutet, dass das 308 Bit breite Wort nicht Schritt für Schritt nach dem gesuchten Bitmuster abgescannt wird, wie es bei einem Rechnerprogramm der Fall wäre, sondern dass das Wort als Ganzes in einem Schritt verarbeitet wird. Durch diese schnelle parallele Datenverarbeitung ist die hohe Messrate des TDC möglich.

6.4.9 Zählcode-zu-Binär- / Unary-to-Binary-Umsetzer

Der zweite Schritt zur Komprimierung der Positionsdaten der Flanken innerhalb des gespeicherten Verzögerungsleitungszustandes ist die Umsetzung der 308 Bit breiten Ausgabe des Flankendetektors in ein binärcodiertes Wort. Dieser Verarbeitungsschritt wird zwecks Geschwindigkeitsoptimierung von vier parallel arbeitenden Modulen ausgeführt, die jeweils einen Teil des 308 Bit Wortes umwandeln. Die Module geben die Position der logischen „1“ als binärcodiertes Wort aus.

6.4.10 Flankenzähler

Der letzte Schritt bei der Umsetzung der 308 Bit breiten Ausgabe des Flankendetektors in ein 9 Bit breites binärcodiertes Wort findet in zwei der „Flankenzähler“ Module statt. Das eine Modul wertet die Ausgaben der Zählcode-zu-Binär-Umsetzer hinsichtlich der Position der ersten Flanke in der Verzögerungsleitung aus. Das andere Modul wertet die Ausgaben der Zählcode-zu-Binär-Umsetzer hinsichtlich der Position der letzten Flanke aus. Bei den genannten Taktfrequenzen und der gegebenen Länge der Verzögerungsleitung können sich nur maximal zwei aktive Flanken gleichzeitig innerhalb der Leitung befinden, weshalb zwei dieser Module ausreichend sind. Zur Zeitmessung wird nur die Position der ersten Flanke in der Leitung eingesetzt. Die Position der zweiten Flanke dient ausschließlich der Kalibrierung der Verzögerungsleitung.

6.4.11 Grobzähler

Bei dem beschriebenen TDC handelt es sich um einen interpolierenden Typ, der einen großen Messbereich bei hoher zeitlicher Auflösung durch Kombination eines fein auflösenden Zählers mit kleinem Messbereich und einem grob auflösenden Zähler mit weitem Messbereich erreicht. Die fein auflösende Verzögerungsleitung wird in diesem Fall durch das Modul „Grobzähler“ erweitert. Die Zählstände beider Messeinrichtungen werden beim Eintreffen eines Events gespeichert und im weiteren Verlauf der Signalverarbeitung zu

einem gemeinsamen, hochauflösenden Zeitstempel miteinander verrechnet. Das Modul „Grobzähler“ ist doppelt vorhanden, die Takteingänge der beiden Zähler sind dabei mit dem ersten Abgriff und mit dem hundertsten Abgriff der Verzögerungsleitung verbunden. Diese Redundanz ist in der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Signale innerhalb der Zählmodule begründet. Die Module erhöhen ihren Zählerstand durch die aktive Flanke des die Verzögerungsleitung durchlaufenden Taktes. Beim Eintreffen der aktiven Flanke wird in den Zählern ein Additionsvorgang ausgelöst, welcher sich durch die Schaltungsteile der Zähler fortpflanzen muss. Somit dauert es eine gewisse Zeit, bis alle Signale innerhalb der Zähler sowie die Ausgänge der Zähler wieder einen stabilen Zustand angenommen haben. Erreicht den TDC nun ein Trigger-Event in nahezu dem selben Moment, in dem auch die aktive Flanke des Referenztaktes ein Zählmodul erreicht, so kann der aktuelle Zählerstand des betreffenden Grobzählers nicht korrekt abgespeichert werden, da kein gültiger Zählerstand an dessen Ausgang vorhanden ist. Dieses Problem wird durch das Vorhandensein zweier Zähler mit phasenverschobenem Eingangssignal gelöst. Anhand der Position der aktiven Flanke innerhalb der Verzögerungsleitung beim Eintreffen eines Events kann derjenige Zähler ausgewählt werden, der zeitlich am weitesten von der aktiven Flanke entfernt ist, deshalb den Zählvorgang bereits abgeschlossen hat und somit einen gültigen Ausgabewert bereitstellt. Das Modul besitzt einen 16 Bit Zähler und kann damit maximal ein Zeitintervall bis zu einer Länge von $t_{max} = 2^{16}/200\text{MHz} = 327,68\text{ }\mu\text{s}$ erfassen. Die Ressourcen des FPGA erlauben eine Erweiterung, welche für die geplante Anwendung jedoch nicht erforderlich ist.

6.4.12 Messsteuerung und Dual-Port RAM

Alle Module des TDC haben neben den genannten Ein- und Ausgängen noch zusätzliche Anschlüsse zur Modulkonfiguration und Anpassung an verschiedene Messmodi. Diese Konfiguration der Module, die Steuerung des Ablaufs des Messvorgangs und das Abspeichern der Messdaten ist Aufgabe zweier Steuerungsmodule.

Das erste Steuerungsmodul ist dem anderen übergeordnet und stellt die Schnittstelle des TDC zur Umgebung wie etwa einem Mikrocontroller dar. Es legt die aktiven Kanäle fest, steuert die Aussendung der Ultraschallpulse, synchronisiert den Messvorgang mit der Aussendung der Ultraschallpulse, steuert den Kalibrierungsvorgang und gibt der Umgebung Rückmeldung, wenn neue Messdaten eingetroffen sind. Der Datenaustausch zur Umgebung findet über einen Dual-Port-RAM statt, einen flüchtigen Speicher, dessen Daten-, Adress- und Steuerleitungen doppelt vorhanden sind. Dadurch können zwei Parteien, das Steuermodul und die Umgebung, gleichzeitig auf die Daten des Speichers zugreifen, ohne sich gegenseitig zu blockieren. Eine Vorrangschaltung und Zugriffsteuerungen regeln das Verhalten des Speichers beim gleichzeitigen Zugriff beider Parteien auf die selbe Speicherzelle: Gleichzeitiger Lesezugriff ist grundsätzlich unproblematisch. Bei gleichzeitigem Schreib- und Lesezugriff erhält die lesende Partei den letzten Stand der Daten. Bei gleichzeitigem Schreibzugriff regelt eine Vorrangschaltung den Speicherzugriff. Hierbei erhält nur eine Partei das Schreibrecht, die Daten der anderen Partei werden nicht geschrieben. Das Schreibrecht wird dabei derjenigen Partei gegeben, welche höher priorisiert wurde. Die Priorisierung richtet sich danach, inwiefern ein Risiko zur Verletzung von Echtzeitbedingungen durch den Zeitbedarf eines erneuten Schreibversuches besteht. Für gewöhnlich erhält daher das Steuermodul das Schreibrecht, da dieses aufgrund des vorgegebenen Messablaufes oft keine Möglichkeit für einen zweiten Schreibversuch hat. Die Verwendung eines Dual-Port-RAMs

bringt einen Geschwindigkeitsvorteil gegenüber anderen Methoden des Datenaustauschs mit sich. Da der Speicher direkt über einen Adress- und Datenbus angebunden ist, sind die erzielbaren Datenraten hoch, die Latenz ist gering. Da gleichzeitiger Zugriff auf den Speicher von zwei Seiten möglich ist, beeinflussen sich Messung und Auswertung der Messdaten nicht. Echtzeitbedingungen können erfüllt werden.

Das zweite Steuerungsmodul ist dem ersten untergeordnet und steuert den Messvorgang an sich. Es schaltet die Zeitmessung aktiv, wenn eine Totzeit nach dem Aussenden des Ultraschallpulses abgelaufen ist und wartet dann auf das Eintreffen von Events. Wird ein Event erkannt, werden zunächst beide Grobzählerwerte zwischengespeichert. Im nächsten Taktzyklus wird anhand des Zustands der Verzögerungsleitung, welcher zu diesem Zeitpunkt bereits als Ausgabewert des ersten Flankenzählers vorliegt, entschieden, welcher Grobzähler einen gültigen Wert enthält. Im selben Zyklus wird der im vorhergehenden Zyklus zwischengespeicherte Wert des entsprechenden Grobzählers und der Zustand der Verzögerungsleitung in einen Ring-Speicher geschrieben. Wird in diesem Taktzyklus bereits ein neues Event erkannt, so werden wiederum die Werte der beiden Grobzähler zwischengespeichert und der Speichervorgang startet von Neuem.

Gleichzeitig wird überprüft, ob sich Daten im Ring-Speicher befinden. Ist dies der Fall, so werden diese parallel zur Messung in den Dual-Port-RAM geschrieben. Die Verarbeitung und Speicherung der Daten sowie die einzelnen Verarbeitungsschritte laufen ebenfalls parallel ab, wobei jeder Schritt mit Daten aus einer vorhergehenden oder nachfolgenden Messung rechnet. Durch diese parallele Verarbeitung können hohe Messraten erreicht werden. Der TDC ermöglicht eine maximale Messrate von der halben Taktfrequenz der Logik. In diesem Fall beträgt die maximale Messrate 25 MHz. Nach Beendigung eines Messzyklus werden an den Beginn des Messdatenblocks die Anzahl der gespeicherten Zeitstempel und die Kalibrierwerte geschrieben. Die Kalibrierwerte werden nicht mehr innerhalb des TDC berücksichtigt, sondern erst in der nachgeschalteten Auswertung angewendet.

6.4.13 Synthese des TDC-Moduls

Die Programmierung von FPGAs erfolgt im Allgemeinen über Hochsprachen, wie Verilog oder VHDL. Ein Synthesewerkzeug erstellt aus den beschriebenen Abläufen und Strukturen einen Schaltplan der digitalen Logik, wobei die auf dem jeweiligen FPGA verfügbaren Logikbausteine eingesetzt werden. Im nächsten Schritt entscheidet ein weiteres Werkzeug („Place-and-Route“), welche Logikbausteine auf dem FPGA IC den Logikbausteinen in dem entworfenem Schaltplan entsprechen und wie diese miteinander verbunden werden. Dieses Place-and-Route ist ein aufwendiger Vorgang, da es unzählige Anordnungsmöglichkeiten gibt. Das Werkzeug testet verschiedene Alternativen und optimiert hinsichtlich Laufzeitverzögerungen zwischen den Modulen. Dabei werden auch Vorgaben seitens des Programmierers beachtet, der minimale und maximale Laufzeiten zwischen bestimmten Logikgruppen festlegen kann. Als letzter Schritt wird aus den Daten des Place-and-Route-Werkzeugs eine Konfigurationsdatei erzeugt, die auf den FPGA aufgespielt werden kann.

Für die Implementierung des TDC sind viele Funktionen des Synthese- und Place-and-Route-Werkzeugs hinderlich. Das Synthesewerkzeug beispielsweise optimiert den erzeugten Schaltplan so lange, bis alle Funktionen der Logik mit minimalem Einsatz von Bausteinen realisiert sind. Dabei werden in der Hochsprache getrennt beschriebene Funktionen in

einer Logikgruppe vereint oder unnötige Logik entfernt. Für das Werkzeug ist die gesamte Verzögerungsleitung unnötig, stellt sie doch nur ein und dasselbe Signal an 308 Abgriffen bereit, benötigt dabei eine große Zahl der FPGA Ressourcen und verzögert auch noch die Signale. Die Verzögerungsleitung und ein Großteil des TDC würden im Zuge der automatischen Optimierung entfernt werden. Daher können viele Teile des TDC nicht in Hochsprache beschrieben, sondern müssen auf niedrigster Sprachebene programmiert sein.

Für die Verzögerungsleitung werden die einzelnen Lockup-Tables manuell konfiguriert, ebenso die Flipflops zur Zustandsspeicherung. An vielen Stellen muss durch Anweisungen an das Synthesewerkzeug verhindert werden, dass es diese Logik entfernt, welche es für überflüssig betrachtet. Auch die Platzierung der Logik kann nicht im Ganzen dem Place-and-Route-Werkzeug überlassen werden. Viele Module müssen manuell platziert werden, um einen für die Funktion optimalen Laufweg der Signale zu gewährleisten. Durch Vorgabe von Laufzeitbedingungen können im Anschluss die restlichen Module automatisch platziert werden. In Abbildung 6.14 ist die Aufteilung der Module innerhalb des MachXO2-7000 FPGA dargestellt, wobei jede Kachel vier Slices enthält. Farbige Kacheln enthalten konfigurierte Logik, farblose (=weiße) Kacheln sind nicht konfiguriert und enthalten keine Logik der TDC-Implementierung. In der Mitte der Abbildung ist die Verzögerungsleitung deutlich als durchgehende Reihe rosa-farbiger Kacheln zu erkennen. Oberhalb der Verzögerungsleitung befindet sich der Flankendetektor, dargestellt als Reihe hellgrüner Kacheln. Die Blöcke oberhalb des Flankendetektors sind diejenigen Module, welche die Komprimierung des Leitungszustandes vornehmen. Diese sind in Abbildung 6.14 rot, blau und braun markiert. Unterhalb der Verzögerungsleitung finden sich mittig die Module „Empfänger“, „Multiplexer“, „One-Shot“ und „Synchronisation“. Der Bauraum aller Module ist manuell vorgegeben, um das Place-and-Route-Werkzeug bei der Suche nach der optimalen Platzierung der Logikbausteine zu unterstützen.

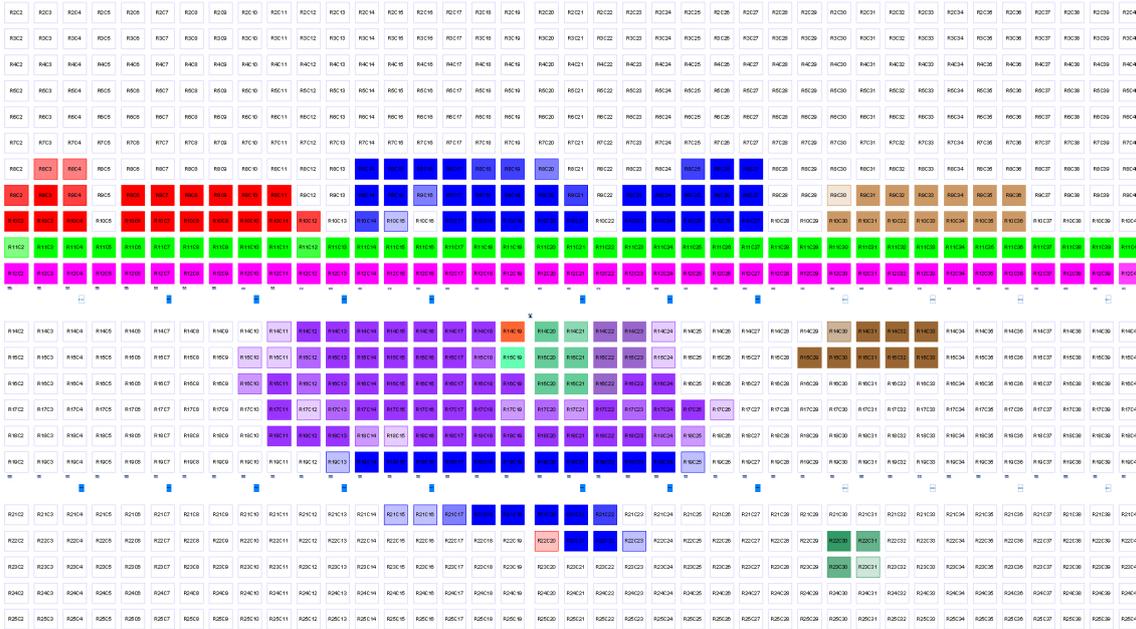


Abbildung 6.14: Darstellung der Aufteilung der TDC-Module innerhalb des MachXO2-7000 Bausteins in Form eines Lageplans („floor plan“) auf der Chipfläche: Farblose Kacheln entsprechen unprogrammierten Logikblöcken, wohingegen TDC-Module farbig gekennzeichnet sind. Innerhalb der Kacheln befindet sich jeweils eine Kennnummer des Logikblocks, welche im Folgenden nicht weiter beachtet wird. Die Verzögerungsleitung ist als langgezogenes, rosafarbenes Band erkennbar. Die Flipflops zur Speicherung des Zustandes der Verzögerungsleitung befinden sich oberhalb und werden als hellgrünes Band repräsentiert. Darüber liegen in Rot, Blau und Hellbraun die Flankendetektoren. Alle übrigen Module und Steuerelemente sind unterhalb der Verzögerungsleitung platziert (Farben: Violett, Dunkelgrün, Orange, Blau, Braun). Diese Platzierung der Logikgruppen stellt die Einhaltung der strikten Zeitvorgaben sicher.

In Abbildung 6.14 ist konfigurierte Logik als farbige Kacheln dargestellt. Ein Großteil des FPGA scheint in der Darstellung ungenutzt zu sein. Die Darstellung der genutzten Leitwege / Verbindungen innerhalb des FPGA in Abbildung 6.15 vermittelt einen realistischeren Eindruck. Tatsächlich ist etwa die Hälfte der Ressourcen des FPGA ausgenutzt, da nicht die Anzahl der verfügbaren Logikbausteine, sondern vielmehr die Anzahl der möglichen Leitwege zwischen den Logikbausteinen die maximale Logikdichte limitiert. Die übrigen Ressourcen des FPGA würden noch die Integration einer zweiten Verzögerungsleitung inklusive deren Peripherie erlauben.

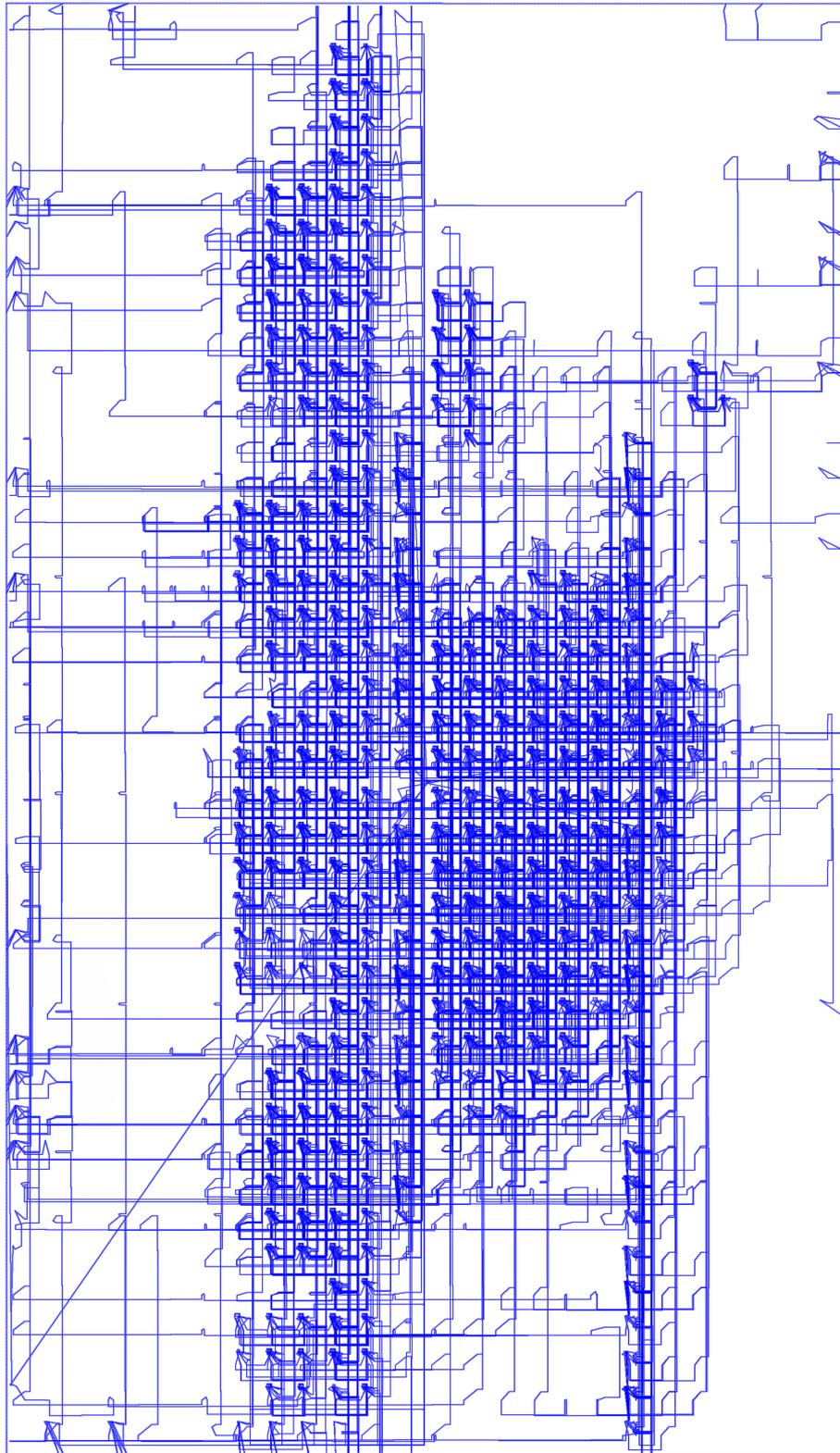


Abbildung 6.15: Darstellung der genutzten Leitwege innerhalb des FPGA MachXO2-7000 Bausteins, wobei jede blaue Linie eine Verbindung zwischen Logikblöcken repräsentiert. Zur Implementierung der TDC-Module werden etwa die Hälfte der verfügbaren Ressourcen benötigt.

7 Messvorgang der Ultraschallthermometrie

Neben der Sub-Nanosekunden Zeitmesseinrichtung ist die Steuerung des Messvorgangs die zweite wesentliche Komponente des Messsystems. Der Beschreibung des Messvorgangs ist dieses Kapitel gewidmet, wobei zunächst der Ablauf einer Messung bei Auswertung eines einzelnen Echos betrachtet wird. Danach werden die Sonderfälle der Auswertung von zwei Echos sowie das Vorgehen bei korrumpierten Signalen beschrieben.

7.1 Vorbereitung der Messung

Bevor das Messsystem mit der zyklischen Ermittlung von Temperaturwerten beginnen kann, müssen einmalig zum Start der Messung Kalibrierungen und Parametrisierungen vorgenommen werden.

7.1.1 Parametrisierung der Messung

Zur korrekten Bestimmung der Temperatur des Messobjekts muss dem Messsystem der Temperaturkoeffizient des Materials übermittelt werden. Zusätzlich werden Werte für die Abmessungen bzw. den Durchmesser des optischen Elements sowie die Schallgeschwindigkeit des Materials bei Raumtemperatur benötigt. Letzterer Wert darf vom realen Wert in Grenzen abweichen, da für die Temperaturberechnungen ein gemessener Wert angewendet wird und der im Vorfeld eingegebene Wert lediglich als Ausgangswert dient. Neben den Materialparametern kann die Anzahl der Sendepulse an das Messobjekt angepasst werden, wodurch sich die Modenstruktur der Ultraschallwelle in bestimmten Bereichen beeinflussen lässt. Die Anzahl ist Erfahrungswert, wobei die Anzahl der Pulse mit der Größe des Messobjekts skaliert. Zudem profitieren Messungen an Linsen mit geringen Brennweiten und daher stark gekrümmten Oberflächen von zusätzlichen Pulsen. Daneben ist die Wiederholfrequenz der Aussendung von Ultraschallpaketen einstellbar. Bevor ein neues Paket ausgesendet werden kann, muss die Schwingung aus den letzten Sendepulsen abgeklungen sein. Eine Wiederholfrequenz von 1 kHz hat sich für die allermeisten Messobjekte als verwendungsfähig herausgestellt. Da sich die Temperaturverteilung innerhalb von optischen Komponenten wesentlich langsamer verändert, ist eine Erhöhung dieser voreingestellten Frequenz in den meisten Fällen unnötig. Die Parameterwerte werden dem Messsystem durch Benutzereingaben übermittelt.

7.1.2 Empfangsfenster

Das Empfangssignal des Wandlers weist neben dem für die Messung interessanten Echo der longitudinalen Ultraschallwelle eine Vielzahl weiterer Echos und Störsignale auf, welche durch die Schallausbreitung entstehen oder auch von externen Störquellen herrühren können. Letztere elektrische oder elektromagnetische Quellen sind insbesondere bei Anwendung des Messsystems in Laserschneidanlagen reichlich vorhanden, z.B. Servoantriebe, Frequenzumrichter, kapazitive Höhenabtastung, Leistungsschütze oder die Leistungsstufe der Laserquelle selbst. Durch Einführung eines Zeitfensters bei der Auswertung der Empfangssignale können Komponenten des Signals neben dem interessanten Echo herausgefiltert werden: Bis zum erwarteten Eintreffen des gewünschten Echos bleibt der Empfänger inaktiv und der Trigger löst selbst bei Überschreitung der Triggerschwelle nicht aus. Störende Nebenechos werden somit nicht ausgewertet. Ebenso ist die Fensterung gegen externe Störsignale dienlich. Diese sind mit dem Ultraschallsignal zeitlich nicht korreliert und können zu jedem Zeitpunkt im Empfangssignal auftreten. Durch die Fensterung ist die Wahrscheinlichkeit, ein Störsignal auszuwerten, wesentlich herabgesetzt.

Die Lage des Empfangsfensters entspricht dem zu erwartenden Empfangszeitpunkt eines Echos und kann im Vorfeld einer Messung anhand der Schallgeschwindigkeit des Materials bei Raumtemperatur sowie den Abmessungen des Messobjekts berechnet werden. Im Fall von dicken Koppelmitteln oder Ankopplungsschichten zwischen Wandler und Messobjekt müssen auch diese berücksichtigt werden. Die Breite des Empfangsfensters richtet sich nach dem Temperaturbereich des Messobjektes, in welchem dessen Temperatur beim Start der Messung liegen soll sowie der Anzahl der Sendepulse, welche sich in der Länge des Empfangssignals niederschlagen. Ausgehend von dem Lagepunkt des Fensters wird die Anzahl der Schwingungsperioden sowie der maximal erlaubte Temperaturunterschied relativ zu Raumtemperatur multipliziert mit dem Temperaturkoeffizienten des Materials hinzu addiert. Zusätzlich wird die Breite durch einen wählbaren Faktor vergrößert, um Abweichungen der eingegeben Werte von den tatsächlichen tolerieren zu können. Diese Berechnung ist wichtig, da die Schallgeschwindigkeit von vielen optischen Materialien nicht exakt bekannt ist oder die Angaben in Tabellenbüchern unpräzise sind. Es hat sich ein Vergrößerungsfaktor des berechneten Fensters von 10 % bewährt. Die korrekten Werte für die Schallgeschwindigkeit können durch das Messsystem ermittelt werden, sofern sich ein Echo innerhalb des Empfangsfensters befindet.

7.1.3 Festlegung der Triggerschwelle

Nach der Parametrisierung und Festlegung des Empfangsfensters können Ultraschallpulse ausgesendet und Echos empfangen werden. Anhand dieser Echos wird nun zunächst eine Signalrekonstruktion des zeitlichen Verlaufs der Ultraschallwellen innerhalb des Empfangsfensters durchgeführt, um die Signalstärke zu prüfen und eine Triggerschwelle festlegen zu können. Hierzu wird die Referenzspannung des Komparators der Empfangsschaltung zwischen den Aussendungen eines Wellenpakets kontinuierlich zwischen Maximalwerten Verfahren. Die Zeitmesseinheit liefert nun für jeden Flankenwechsel eine Zeitmarke, welche als Punkt in ein Zeit-Spannungs-Diagramm eingetragen wird. Nach Durchfahren des gesamten Referenzspannungsbereichs enthält das Diagramm eine Rekonstruktion des Signalverlaufs. Die Rekonstruktion ist zeitaufwendig: Beim Durchfahren eines Referenzspannungsbereichs

von 2,5 V, einer Schrittweite von 5 mV pro Wellenpaket und einer Wiederholfrequenz von 1 kHz werden 0,5 s benötigt. Anhand des rekonstruierten Signalverlaufs kann dessen Spitze-Spitze-Wert bestimmt werden. Dieser ist ein Maß für die Ankopplungsqualität des Wandlers an das Messobjekt und wird dem Benutzer mitgeteilt. Des Weiteren wird die ideale Triggerschwelle zur Auslösung einer Messung aus dem rekonstruierten Signal bestimmt. Hierzu wird das Signal entsprechend dem zeitlichen Verlauf hinsichtlich der positiven und negativen Scheitelwerte der einzelnen Schwingungsperioden analysiert. Aus diesen Werten wird, getrennt nach positiven und negativen Werten, die Differenz der Scheitelwerte einer Periode zur jeweils nächsten bestimmt. Die Triggerschwelle wird nun zwischen jene Scheitelwerten mit der höchsten Differenz gelegt, wobei die Triggerschwelle einen positiven oder negativen Absolutwert annehmen kann. Somit hat die Triggerschwelle immer den größtmöglichen Abstand zu einem Scheitelpunkt, wodurch die Störimmunität maximiert wird. Würde die Triggerschwelle zu nah an einen Scheitelpunkt gelegt, so bestünde bei rauschbehafteten oder anderweitig gestörtem Empfangssignal Gefahr, auf eine Schwingungsperiode vor oder eine oder mehrere Schwingungsperioden nach dem erwarteten Triggerzeitpunkt auszulösen. Hierdurch würden sich alle erfassten Zeitmarken gegenüber der letzten Pulsaussendung zeitlich verschieben, was eine Auswertung wesentlich erschweren würde.

7.1.4 Referenzierung

Nach Festlegung der Triggerschwelle können aus dem Echo Zeitmarken gewonnen werden, welche jeweils einen bestimmten Punkt im Empfangssignal repräsentieren und somit für die eigentliche Temperaturmessung geeignet sind. Neben dem Triggerzeitpunkt sind alle folgenden Nulldurchgänge des Signals innerhalb eines Empfangsfensters mit Zeitmarken versehen. Zur Auswertung werden jedoch nur die ersten Nulldurchgänge, meist zwei Stück, herangezogen. Diese Festlegung ist willkürlich und ermöglichte in Versuchen auch bei schwierigen Geometrien des Messobjekts und mit einer dadurch vorhandenen komplexen Modenstruktur des Wellenpakets eine stabile und präzise Messwertgenerierung. Aus den beiden Nulldurchgängen wird ein Mittelwert gebildet, welcher als Laufzeit des Wellenpakets ab dem Aussendezeitpunkt definiert wird. Der Triggerzeitpunkt wird nicht weiter ausgewertet, da dessen Schwankung hoch ist, verglichen mit der der Nulldurchgänge. Eine Laufzeitänderung ist nun entsprechend dem Temperaturkoeffizienten des Materials proportional zu einer Temperaturänderung. Welcher absoluten Temperatur die Laufzeit entspricht ist jedoch noch unbekannt. Es stehen mehrere Möglichkeiten einer Zuordnung der Laufzeit zu einer absoluten Temperatur zur Verfügung:

Erstens kann aus der Benutzereingabe der Schallgeschwindigkeit bei Raumtemperatur und der Abmessungen des Messobjekts eine Laufzeit bei Raumtemperatur berechnet werden. In der Praxis liefert dieses Verfahren jedoch unbefriedigende Ergebnisse, da sowohl die Werte für die Schallgeschwindigkeit, als auch die Abmessungen oft nicht mit der nötigen Genauigkeit vorliegen. Weiterhin verursachen das Koppelmittel und die Generierung der Zeitmarken selbst schwerwiegende Ungenauigkeiten: Zum einen wird die Laufzeit durch das Koppelmittel bei dieser Berechnungsmethode nicht erfasst. Zum Anderen entspricht die gemessene Laufzeit nicht zwangsläufig der theoretischen, sondern kann aufgrund der Triggersteuerung der Messung um einige Schwingungsperioden länger sein, da der Trigger nicht beim Eintreffen der ersten Schwingungsperiode auslösen muss.

Zweitens kann die Laufzeit auf einen Referenzwert bezogen werden, welcher einer bekannten Temperatur des Messobjekts bei identischer Sensorankopplung entspricht. Die Referenzwertbildung kann entweder einmalig unter speziell hierfür geschaffenen Umgebungsbedingungen erfolgen oder bevorzugt mit Hilfe eines lokalen Temperaturfühlers am Wandler oder an der Optikfassung.

Drittens können neben dem ersten Echo zusätzlich das zweite oder dritte Echo ausgewertet werden, welche durch viermaliges, respektive sechsmaliges Durchlaufen des Messobjekts entstehen. Anhand dieser zusätzlichen Echos kann die Laufzeit durch das Koppelmittel und die Lage des Triggerzeitpunkts auf dem Signal ermittelt werden, wodurch sich die Genauigkeit von erster Variante deutlich steigert. Dieses Verfahren und dessen Nachteile werden im folgenden noch beschrieben.

Besonders vorteilhaft ist die Integration eines Temperaturfühlers auf der Trägerplatte des Wandlers, da hierdurch eine genaue Referenztemperatur bei einfachem Sensoraufbau gewonnen werden kann. Bedingung zur Bestimmung einer korrekten Referenztemperatur ist jedoch eine ausreichende thermische Kopplung des Temperaturfühlers an das Messobjekt sowie Freiheit von Temperaturgradienten innerhalb des Messaufbaus. Hierfür muss sichergestellt sein, dass die Laserquelle für mindestens jene Zeit inaktiv war, die zur Angleichung der Temperaturen innerhalb des Messaufbaus benötigt wird. Für einige Anwendungen ist die Kenntnis der absoluten Temperatur nicht wichtig, vielmehr interessieren Temperaturänderungen und -änderungsgeschwindigkeiten. In diesen Fällen kann statt einer gemessenen Referenztemperatur ein fester Ausgangswert angesetzt werden. Jedoch muss auch in diesem Fall sichergestellt sein, dass sich der Messaufbau während der Referenzierung in einem thermisch stabilen Zustand befindet.

Die Auswahl der Referenzierungsmethode erfolgt durch Benutzereingabe. Standardmäßig wird versucht, über einen Temperaturfühler zu referenzieren. Ist dieser nicht vorhanden, kann ein fixer Wert als Temperaturreferenz angesetzt werden, beispielsweise Raumtemperatur oder die Temperatur des Kühlwassers der Laserquelle bzw. des Bearbeitungskopfes. Letztere weist üblicherweise einen Schwankungsbereich von wenigen Grad Celsius auf, sodass durch diese Art der Referenzierung eine für viele Anwendungen ausreichende Genauigkeit der Messwerte erreicht werden kann. Die Referenzlaufzeit bei bekannter Temperatur wird durch Mittelung mehrerer Laufzeiten bestimmt. Ebenso wird das Temperatursignal des lokalen Fühlers über mehrere Werte gemittelt, um eine höhere Genauigkeit zu erreichen.

7.2 Temperaturmessung

Nach der Referenzierung und Parametrisierung des Messsystems kann mit der zyklischen Messung von Temperaturwerten begonnen werden. Die Aktualisierungsfrequenz kann hierbei der Wiederholfrequenz der Aussendung von Ultraschallpaketen gleichkommen.

7.2.1 Auswertung der Zeitmarken

Die zur Auswertung herangezogene Laufzeit $t_{transit}$ entspricht dem Mittelwert von mehreren Nulldurchgängen eines Echos. Von diesem Wert wird die Referenzlaufzeit t_{ref} bei bekannter Temperatur T_{ref} abgezogen. Die aktuelle, absolute Temperatur T_{abs} wird durch Multiplikation der Differenz mit dem materialabhängigen Temperaturkoeffizienten k berechnet:

$$T_{abs} = T_{ref} + (t_{transit} - t_{ref}) \cdot k \quad (7.1)$$

Bei Prozessen mit langsamen Temperaturänderungsraten kann und sollte eine Mittlung der Temperaturwerte stattfinden, um kurzfristige Schwankungen der Temperaturwerte zu filtern. Bewährt hat sich die Bildung des arithmetischen Mittels über die letzten 100 Messwerte.

7.2.2 Nachführung der Triggerschwelle und des Fensters

Durch den mechanischen Kontakt des Ultraschallwandlers mit dem Messobjekt folgt der Wandler den Temperaturänderungen des Messobjekts. Dies hat zur Folge, dass sich die Empfindlichkeit des Wandlers mit der Temperatur des Messobjekts ändert, da sowohl die dielektrische Leitfähigkeit ϵ , als auch der piezoelektrische Deformationskoeffizient d der piezoelektrischen Wandlerkeramik eine Temperaturabhängigkeit aufweisen [58]. Zudem können die Erweichung des Koppelmittels mit zunehmender Temperatur, als auch mögliche mechanische Verspannungen aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungskoeffizienten der zusammengesetzten Materialien an der Verbindungsstelle des Wandlers zum Messobjekt einen Einfluss auf die Sensitivität des Wandlers haben.

Alle Effekte zusammen bewirken eine Abnahme der Sensorempfindlichkeit mit steigender Wandlertemperatur. Aus diesem Grund muss die Triggerschwelle regelmäßig nachgeführt werden, um deren ideale Position zwischen den Amplitudenwerten zweier benachbarter Schwingungsperioden beizubehalten oder gar ein unterschreiten der Maximalamplitude der empfangenen Welle unter die Triggerschwelle zu verhindern. Die Nachführung erfolgt, indem die aktuelle Signalamplitude des Empfangssignals mit jener zum Zeitpunkt der Kalibrierung bzw. erstmaligen Festlegung der Schwelle verglichen und die Schwelle verhältnismäßig angepasst wird. Zur Messung der aktuellen Signalamplitude wird keine komplette Rekonstruktion des Signals im Empfangsfenster durchgeführt, wie bei der erstmaligen Triggerschwellsuche. Die laufende Messung müsste hierfür unterbrochen werden, was aufgrund des beschriebenen hohen Zeitbedarfs nicht akzeptabel ist. Stattdessen ist es ausreichend, nur die maximale Signalamplitude innerhalb des Empfangsfensters zu erfassen und diese mit der maximalen Empfangsamplitude während der vollständigen Rekonstruktion zu vergleichen, da sich die Signalstärke des übrigen Signals zur maximalen Amplitude proportional verhält. Zur Messung der aktuellen maximalen Amplitude wird die Referenzspannung des Komparators daher nicht kontinuierlich über den gesamten Wertebereich verfahren, sondern zunächst grob schrittweise erhöht, bis keine Flanke am Empfänger mehr zu erkennen ist. Anschließend wird die Schrittweite der Referenzspannungsänderung halbiert und in entgegengesetzter Richtung verfahren bis wieder ein Flankenwechsel detektiert wird. Dieser Vorgang der Halbierung der Schrittweite und Wechsel der Suchrichtung

wird fortgesetzt, bis eine festgelegte kleinste Schrittweite erreicht ist. Die zuletzt eingestellte Referenzspannung entspricht näherungsweise der aktuellen Signalamplitude. Durch diesen Suchalgorithmus kann die aktuelle Signalstärke mit nur wenigen Messdurchläufen ermittelt werden.

Da auch während der Ausführung dieses schnellen Suchvorgangs zur Schwellennachführung keine Temperaturmesswerte generiert werden können, wird diese Signalrekonstruktion nicht in einem Block durchgeführt, sondern abwechselnd mit normalen Temperaturmessungen. Um eine konstante Messfrequenz gewährleisten zu können, wird die Wiederholfrequenz der Ultraschallaussendungen entsprechend erhöht. Soll beispielsweise die Temperatur mit 100 Hz gemessen werden, werden mit einer Frequenz von 200 Hz Ultraschallpakete ausgesendet, wobei jede zweite Aussendung ausschließlich der Signalrekonstruktion dient.

Neben der Triggerschwelle wird auch das Empfangsfenster entsprechend der aktuellen Laufzeit proportional nachgeführt. Hierdurch ist gewährleistet, dass das Echo auch bei einem zu klein gewählten Empfangsfenster bei Temperaturänderungen stets detektiert werden kann.

7.3 Fehlerkorrektur

Wie beschrieben beruht die Temperaturmessung auf einer Referenzierung einer bestimmten Laufzeit zu einer bekannten Temperatur des Messobjekts sowie einer Nachführung von Messsystemparametern entsprechend der gemessenen Temperatur. Die aktuellen Systemparameter sind daher stets von der gesamten Historie des Systems seit der Referenzierung abhängig. Dieser Methode ist eine Problematik inhärent: Werden durch äußere Störungen falsche Messwerte generiert, können diese die Systemparameter derart verändern, dass auch bei Wegfall der externen Störquelle keine korrekten Messungen durchgeführt werden können. Die Problematik verschärft sich weiter, wenn sich die Temperatur, bzw. Temperaturverteilung innerhalb des Messobjekts wesentlich ändern, während die Aufnahme von Messwerten gestört ist. Um dem industriellen Umfeld als geplanten Einsatzort gerecht zu werden, muss das System über effektive Fehlererkennungs sowie -korrekturmaßnahmen verfügen.

7.3.1 Plausibilitätsprüfung

Eine schlichte, jedoch effektive Maßnahme zur Fehlererkennung stellt die Plausibilitätsprüfung von Messwerten dar. Aus den Abmessungen der überwachten optischen Komponente, der maximal absorbierbaren Laserleistung sowie der vorhandenen Kühlmechanismen können Grenzwerte für Temperaturanstieg- sowie Temperaturabfallgeschwindigkeiten prognostiziert werden. Ebenfalls können anhand des Umfelds des Messobjekts maximale und minimale Temperaturwerte angegeben werden. Beispielsweise kann das Auftreten von Temperaturen unter 0 °C bei einem wassergekühlten Schneidkopf als Fehler angesehen werden. Werden Messwerte berechnet, welche die gesetzten Grenzwerte überschreiten, werden diese verworfen und fließen somit nicht in die Parameternachführung ein. Treten mehrere fehlerhafte

Messwerte innerhalb einer bestimmten Zeitspanne auf, wird eine Warnung an den Benutzer bzw. die Maschine ausgegeben, welche über den Ausfall des Messsystems informiert.

7.3.2 Auftreten von Phasensprüngen

Störungen im Empfangssignal können dazu führen, dass die Triggerschwelle eine oder mehrere Schwingungsperioden früher oder später verglichen mit früheren Messungen überschritten wird. Die Zeitmarken dieser Messung sind damit genau um ein Vielfaches der Periodendauer der Ultraschallschwingung verschoben und werden bei der Plausibilitätsprüfung auffällig. Da die Periodendauer jedoch bekannt ist, können derartige Fehler gesondert erkannt und sogar korrigiert werden, indem den Zeitmarken die entsprechenden Periodendauern hinzu addiert bzw. abgezogen werden. Die Messwerte müssen nicht verworfen werden, jedoch wird auch in diesem Fall eine Warnung ausgegeben, sobald der Fehler gehäuft auftritt.

7.3.3 Fehlerbehebung

Unabhängig von der Art des aufgetretenen Fehlers versucht das Messsystem, die Fehlerhäufigkeit zu reduzieren und den Normalzustand wieder herzustellen. Die Möglichkeiten hierzu sind begrenzt, da bei persistenten Auftreten von fehlerhaften Zeitmarken meist eine schlechte Ankopplung des Sensors an das Messobjekt ursächlich ist. Ein Teil der Fehlerbehebung besteht darin, eine erneute Signalrekonstruktion durchzuführen. Hierdurch kann die korrekte Lage der Triggerschwelle und des Empfangsfensters geprüft werden. Werden zwar als falsch klassifizierte, jedoch über lange Zeit stabile Zeitmarken empfangen, geht die Steuerung davon aus, dass die Messobjekttemperatur in der Nähe der Referenztemperatur liegen muss. In diesem Fall wird versucht, mit den Referenzeinstellungen eine korrekte Messung wieder herzustellen. Im Fall von zeitweise schlechter Ankopplung des Sensors kann die Messung somit weiterlaufen.

Eine erfolgte Fehlerbehebung löst ebenso wie ein aufgetretener Fehler eine Mitteilung an den Benutzer aus. Diesem bleibt es dadurch überlassen, die Glaubwürdigkeit der Messwerte zu bewerten.

7.4 Auswertung eines Doppelechos

Die bisherige Beschreibung des Messablaufs behandelt die Auswertung des ersten Echos. Neben dem ersten Echo können jedoch zusätzlich das zweite oder dritte Echo empfangen und ausgewertet werden, welche durch viermaliges, bzw. sechsmaliges Durchlaufen des Messobjekts entstehen, wobei die Signalintensität des dritten Echos für eine zuverlässige Auswertung bereits häufig zu gering ist. Die gemessene Laufzeit des ersten Echos t_1 setzt sich zusammen aus der Laufzeit des Ultraschallwellenzuges durch das Koppelmittel t_{ca} sowie der Laufzeit durch das Messobjekt t_o entsprechend

$$t_1 = 2t_{ca} + 2t_o \quad (7.2)$$

Die Laufzeit des zweiten Echos t_2 ist

$$t_2 = 2t_{ca} + 4t_o \quad (7.3)$$

, da ein nennenswerter Anteil des Schalldrucks aufgrund des Impedanzunterschieds zwischen dem Material des Messobjekts und dem Koppelmittel das Messobjekt am Berührungspunkt des Wandlers nicht verlässt. Die Differenz der beiden Echolaufzeiten ergibt

$$t_2 - t_1 = 2t_o \quad (7.4)$$

Hierin ist der Anteil des Koppelmittels nicht mehr vorhanden. Sofern die Abmessungen des Messobjekts sowie eine Laufzeit bei einer bekannten Temperatur, welche einmalig unter Laborbedingungen ermittelt werden kann, hinreichend genau bekannt sind, kann durch die Auswertung eines Doppelechos auf eine Temperaturreferenzierung vor jeder Messung verzichtet werden.

Die Triggerschwelle kann für jedes Echo getrennt eingestellt werden, ebenso das Empfangsfenster. Beim Setzen der Triggerschwelle besteht eine Schwierigkeit darin, dass diese bei beiden Echos bei der selben Schwingungsperiode des Wellenzugs auslösen muss, andernfalls wäre die gemessene Laufzeit um eine oder mehrere Schwingungsperioden falsch. Aus diesem Grund kann dieses Messverfahren nicht ohne vorhergehende Prüfung an einer unbekanntem Optik eingesetzt werden, da die automatische Triggerschwellensuche in diesem Fall nicht zuverlässig ein korrektes Ergebnis liefert. Da bei der Doppelechoauswertung die Laufzeit durch das Koppelmittel unberücksichtigt bleibt, hat dessen eigener Temperaturkoeffizient bzw. dessen Temperatur keinen Einfluss auf das Messergebnis. Bei Einsatz dieses Verfahrens ist es daher nicht erforderlich, das Koppelmittel so dünn wie möglich zu wählen, um dessen störenden Einfluss gering zu halten.

Bei einer Variante des Doppelechoverfahrens kann das Koppelmittel auch gezielt vergleichsweise dick gewählt werden, sodass dieses als Vorlaufstrecke angesehen werden kann. Hierbei entsteht an der Grenzfläche zwischen Koppelmittel und Messobjekt ein auswertbares Echo, wenn die Dicke des Koppelmittels so bemessen ist, dass das Nachschwingen des Wandlers beim Eintreffen dieses Echos hinreichend abgeklungen ist. Da die Ultraschallwellen dieses ersten Echos nur das Koppelmittel durchlaufen haben ist die Laufzeit t_1 in diesem Fall

$$t_1 = 2t_{ca} \quad (7.5)$$

Das zweite am Wandler eintreffende Echo ist jenes, welches aus dem zusätzlichen zweimaligen Durchlaufen des Messobjekts hervorgeht. Dessen Laufzeit t_2 ist

$$t_2 = 2t_{ca} + 2t_o \quad (7.6)$$

Durch Bilden der Differenz der beiden Echos ist wiederum der Anteil des Koppelmittels eliminiert:

$$t_2 - t_1 = 2t_o \quad (7.7)$$

Die Vorlaufstrecke kann beispielsweise aus temperaturfesten Kunststoffen (z.B. Polyetherketonen / PEEK oder Polyamidimiden / PAI) mit einer dünnen Schicht aus Silikonkautschuk zwischen Kunststoff und Messobjekt zur Luftverdrängung bestehen. Eine Vorlaufstrecke aus reinem Silikonkautschuk hätte bereits eine zu starke Dämpfungswirkung auf den Schalldruck, da eine Dicke zwischen 4 mm und 8 mm aufgrund der Abklingzeit des Nachschwingens durchaus erforderlich sein kann. Dem Verfahren abträglich ist hauptsächlich die daraus resultierende Größe des Wandlers, welcher in kompakte Laserbearbeitungsköpfe nur schwer zu integrieren ist.

7.5 Messung dreiecksförmiger Reflexionen

In Kapitel 5 ist die Empfindlichkeit des Messsystems auf Temperaturunterschiede innerhalb eines zylinderförmigen Messobjekts beschrieben. Das Messvolumen ist demnach nahezu ein Zylinderstab entlang einer Normalen auf der Wandlerfläche. In einer vorteilhaften Ausführung des Messsystems ist es diesem möglich, die mittlere Temperatur des Volumens des Messobjekts möglichst vollständig zu erfassen. Dies kann durch dreiecksförmige Reflexionen des Schalls möglich sein [32]. Bei Erhöhung des Öffnungswinkels der Schallkeule des Wandlers auf über 30° bildet sich in zylinderförmigen Objekten neben dem normalen Echo der Rückwand ein zweites Echo aus, welches durch zweimalige Reflexion an der Mantelfläche entsteht. Der Weg der Schallwellen entspricht einem gleichschenkligen Dreieck, siehe Abbildung 7.1. Die Wegstrecke beträgt $a = 2 \cdot 1,3 \cdot d$, wobei d der Durchmesser des Messobjekts ist.

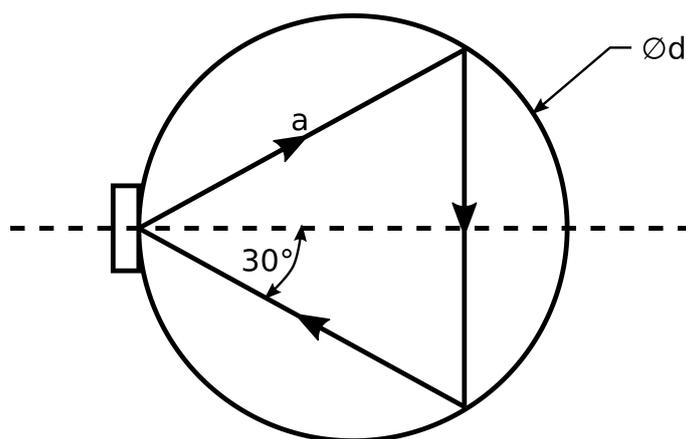


Abbildung 7.1: Dreiecksförmige Ultraschallreflexion in einem runden Messobjekt ohne Modenumwandlung. Die Wegstrecke der Schallwellen beträgt $a = 2 \cdot 1,3 \cdot d$.

Bei einem noch größeren Öffnungswinkel kann sich daneben eine weitere dreiecksförmige Reflexion mit einer zweifachen Modenumwandlung an den Grenzflächen ausbilden. Hierbei wird an der ersten Reflexion die longitudinale Welle in eine transversale Welle umgewandelt,

welche bei der zweiten Reflexion wieder zurück in eine longitudinale Welle umgeformt wird. Die Gesamtwegstrecke der Reflexion ist in diesem Fall abhängig vom Material des Messobjekts und dessen Schallgeschwindigkeit [32].

Die dreiecksförmige Reflexion wurde mit dem beschriebenen Messsystem nicht in der Praxis getestet. Das System ist technisch jedoch in der Lage, das dreiecksförmige Echo als zweites Echo neben dem Rückwandecho zu empfangen und aus beiden Laufzeiten jeweils eine Temperatur zu berechnen. Diese können anschließend gemittelt werden, wodurch die gemessene gemittelte Temperatur des Messobjekts präziser der tatsächlichen entsprechen kann.

8 Ultraschallthermometrische Messungen

Zur Validierung des Messsystems wurde dieses in einer Reihe von Praxiseinsätzen an optischen Elementen von Laserschneidköpfen getestet. Unter Produktionsbedingungen wurden die Temperaturen von ZnSe-Linsen an einer CO₂-Laserschneidanlage sowie von strahlformenden Elementen und Schutzgläsern an einer Faserlaseranlage aufgezeichnet. Die Ergebnisse und zugehörige Interpretationen dieser Versuche sind in diesem Kapitel dargestellt.

8.1 CO₂-Laserschneidanlage: Messungen an ZnSe-Fokussierlinsen

Temperaturverläufe von neuen sowie verschmutzten, bzw. gebrauchten ZnSe-Linsen wurden an einer Flachbettanlage aufgezeichnet. Diese ist ausgestattet mit einem Rofin Triagon 2500 CO₂-Laser mit 2,5 kW maximaler Laserleistung sowie einem Precitec HP1,5" M Schneidkopf. Der Schneidkopf verfügt über ein Kassettenwechselsystem für die Fokussierlinse, wodurch eine Umstellung der Brennweite zwischen 5 in und 7,5 in durch Austausch der Linsen Kassette möglich ist. Die Kassetten beinhalten die röhrenförmige Linsenfassung sowie die Abdichtungen gegenüber dem Prozessgasdruck. Für die Versuche wurde durch eine Ausfräsung an der Fassung ein Zugang zur Mantelfläche der Linse geschaffen, durch welchen ein wiederverwendbarer Sensor mit Silikonkautschuk als Koppelmittel Kontakt zur Linse herstellen kann. Da die Abdichtung gegenüber dem Prozessgasdruck an der Linse durch einen Kupferring an der prozessabgewandten Linsenfläche erfolgt, ist die Ausfräsung auf Höhe der Mantelfläche in Bezug auf das Arbeitsgasvolumen undicht. Daher wird die Öffnung mit einer, über der Ausfräsung verschraubten, Leiterplatte hermetisch verschlossen. Mittels Lötzinn abgedichtete Durchkontaktierungen in der Leiterplatte ermöglichen die Durchführung von elektrischen Leitungen in das abgeschlossene Arbeitsgasvolumen. Die elektrische Kontaktierung des Sensors erfolgt über Federkontakte, welche zudem den notwendigen Anpressdruck zur Anpassung des Koppelmittels an die Linse bereitstellen (siehe Kapitel 5).

Trotz vorhandener Abdichtung wurden die Versuche ohne Prozessgas durchgeführt. Es zeigte sich bei vorangegangenen Versuchen am selben Messaufbau, dass der Temperaturanstieg fabrikneuer ZnSe-Linsen mit aktiver Kühlung durch Prozessgasfluss vernachlässigbar gering ist. Zudem wurde die Messung durch den Temperaturunterschied des Prozessgases gegenüber der Raumtemperatur verfälscht, da dieses an der betrachteten Anlage durch Verdampfen eines Kryogens gewonnen wird und damit eine durchflussabhängige Temperatur unterhalb der Raumtemperatur aufweist. Auch bei Messungen an verschmutzten Linsen wurde auf einen Prozessgasfluss verzichtet, um konstante Messbedingungen beizubehalten. Stattdessen wurden Messungen mit der aktiven Linsen Kühlung des Schneidkopfes durch-

geführt, welche gereinigte Druckluft auf die prozessabgewandte Linsenoberfläche leitet. Die Kühlleistung dieses Kühlsystems ist geringer, als jene der Prozessgaskühlung, sodass Temperaturänderungen auch an sauberen Optiken gemessen werden konnten. Zudem besitzt die Druckluft näherungsweise Raumtemperatur. Um lange Strahlzeiten zu ermöglichen, wurden die Messungen nicht während einer Materialbearbeitung durchgeführt. Der Strahl wurde nach dem Verlassen des Schneidkopfes in eine Strahlfalle geführt und dort absorbiert. Die folgenden Messungen sind vom Autor in [NSL16] veröffentlicht.

8.1.1 Temperaturmessung an einer neuen Linse

Der Temperaturverlauf bei Bestrahlung einer neuen, sauberen Linse mit 7,5 in Brennweite und 1,5 in Durchmesser im beschriebenen Aufbau bei 2 kW Laserleistung für 10 min ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Bei ausgeschalteter Linsen Kühlung ist zunächst ein steiler Temperaturanstieg um etwa 7 °C zu erkennen. Anschließend steigt die Temperatur langsamer, jedoch stetig um 0,4 °C min⁻¹. Der schnelle Anstieg zu Beginn stellt die Erwärmung der Linse bis zum Erreichen eines thermischen Gleichgewichts dar, bei welchem der Wärmezufluss durch Absorption von Laserstrahlung dem Wärmeabfluss über die Linsenfassung entspricht. Der folgende langsame Anstieg ist vermutlich der steten Erwärmung der Linsen cassette und damit des gesamten thermischen Systems zuzuschreiben, welche ohne Gaskühlung nur eingeschränkt Wärme an die Umgebung abgeben kann. Der Temperaturverlauf mit aktiver Linsen kühlung durch Spülgas in Abbildung 8.1 bekräftigt diese These. Hier ist nur zu Beginn eine Erwärmung um 4 °C messbar, der darauf folgende Temperaturanstieg ist deutlich geringer. Zudem wird nach Abschalten des Lasers bei aktiver Kühlung nach etwa 10 min wieder die Ausgangstemperatur erreicht, was ohne Kühlung nicht der Fall ist.

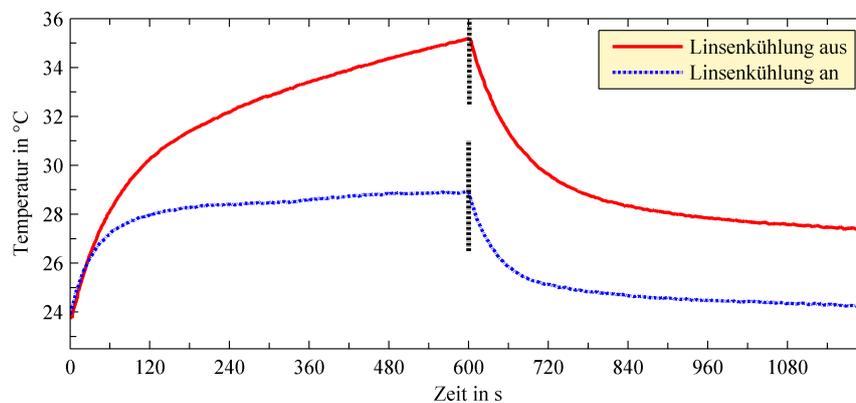


Abbildung 8.1: Temperaturverlauf einer neuen 7,5 in ZnSe-Linse bei 2 kW Laserleistung für 10 min und Abkühlung ohne Laserleistung für 10 min. Die gepunkteten Linien markieren den Abschaltzeitpunkt des Lasers. Bei aktiver Kühlung wird nach etwa 1 min ein konstanter Temperaturanstieg von 4 °C erreicht, wohingegen ohne Kühlung ein steter Temperaturanstieg bis zu 11 °C messbar ist.

8.1.2 Temperaturmessung an einer verschmutzten Linse

Abbildung 8.2 zeigt den zeitlichen Temperaturverlauf einer verschmutzten Linse mit 5 in Brennweite und 1,5 in Durchmesser bei 2 kW Laserleistung für 10 min und darauf folgender

Abkühlung. Die Linse wies etwa zehn Einbrände durch Metallspritzer auf und zeigte unter polarisiertem Licht bereits stellenweise Doppelbrechung, konnte jedoch noch in der Produktion verwendet werden. Mit aktiver Linsenkühlung ist ein Temperaturanstieg von 18 °C feststellbar, wobei ein thermisches Gleichgewicht nach rund 2 min erreicht wird. Ohne Linsenkühlung wurde nach 10 min ein Temperaturanstieg von 35 °C erreicht. Der Unterschied zur sauberen 7,5 in-Linse ist deutlich erkennbar.

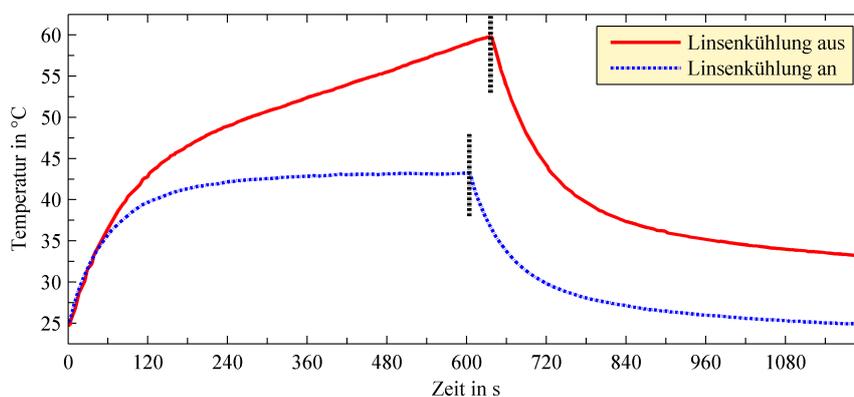


Abbildung 8.2: Temperaturverlauf einer verschmutzten 5 in ZnSe-Linse bei 2 kW Laserleistung für 10 min und folgender Abkühlung ohne Laserleistung. Die gepunkteten Linien markieren den Abschaltzeitpunkt des Lasers. Bei aktiver Kühlung wird nach etwa 2 min ein konstanter Temperaturanstieg von 18 °C erreicht. Ohne Kühlung beträgt der Temperaturanstieg 35 °C, wobei sich kein thermisches Gleichgewicht innerhalb der Messdauer einstellt.

8.1.3 Vergleich von Ultraschallthermometrie mit Pyrometrie

Eine vergleichende Messung an einer stark verschmutzten ZnSe-Linse mit 5 in Brennweite und 1,5 in Durchmesser mittels Pyrometer und Ultraschallthermometer ist im folgenden beschrieben. Die verwendete Linse ist für den produktiven Einsatz nicht mehr brauchbar und zeigt deutlich Doppelbrechung unter polarisiertem Licht. Ein Foto der Linse ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Die Messung fand außerhalb des Schneidkopfes statt, um eine aufwendige Integration des Pyrometers in den Schneidkopf zu vermeiden. Die Linse wurde hierfür auf einem Träger aus Plexiglas positioniert und dem Laserrohstrahl ausgesetzt, wobei die Linse nur über eine ringförmige Fläche am Linsenrand auf dem Träger auflag. Der fokussierte Strahl wurde in einer Strahlfalle absorbiert. Die Mittelachse des Sichtfeldes des Pyrometers, ein 80T-IR Infrarot Temperaturmessfühler von Fluke, wurde dabei gegenüber der Strahlachse um 45° verkippt. Das Sichtfeld deckte dabei einen Bereich von etwa der Größe des Laserflecks auf der Linsenoberfläche ab. Es wurde darauf geachtet, dass sich die Strahlfalle nicht im gedachten Sichtfeld des Pyrometers auf der anderen Linsenseite befand. Die Laserleistung wurde wegen der starken Absorption der verschmutzten Linse auf 500 W begrenzt. Kühlung fand nur durch freie Konvektion der Umgebungsluft statt. Eine Entwärmung durch den Linsenträger kann, aufgrund der geringen Auflagefläche der Linse auf dem Träger und dessen Ausführung in Plexiglas, vernachlässigt werden.

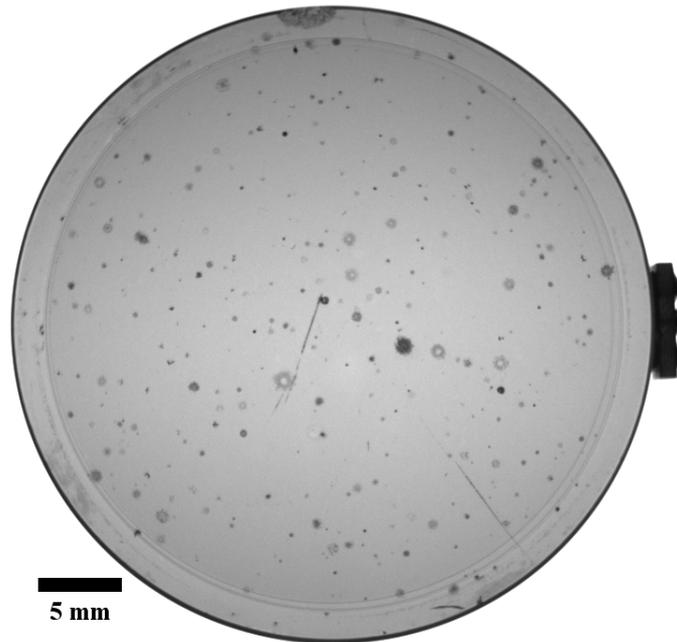


Abbildung 8.3: Foto im Durchlicht einer durch Einbrände von aufgespritztem Material stark verschmutzten ZnSe-Linse. Die fotografierte Linse wurde für den Vergleich des Ultraschallmesssystems mit einem Pyrometer verwendet.

Die Temperaturmessung in Abbildung 8.4 zeigt deutlich eine Verfälschung der Messwerte des Pyrometers bei Laseremission, wohingegen das Ultraschallsystem einen linearen Temperaturverlauf misst, welcher bei den gegebenen Versuchsbedingungen zu erwarten war. Auch nach der Abschaltung des Lasers misst das Pyrometer einen falschen, da zu niedrigen, Wert.

Das Ergebnis ist durch die Empfindlichkeit des Pyrometers gegenüber der Laseremissionswellenlänge zu erklären. Gestreute Laserstrahlung erwärmt den Detektor des Pyrometers bzw. das Schutzfenster des Pyrometers, wodurch der Ausgabewert des Pyrometers nicht mehr der Temperatur des Messobjektes entspricht. Die zu geringen Messwerte nach Abschaltung der Laserquelle können ebenfalls durch das Empfindlichkeitsspektrum des Pyrometers präzisiert werden. Dieses liegt in einem Spektralbereich, in welchem die ZnSe-Linse durchlässig ist. Somit kann das Pyrometer nicht die Linsentemperatur direkt messen, sondern empfängt eine Mischung der Wärmestrahlung von Schmutzpartikeln auf der Linse, der Emissionen der Anti-Reflex-Schicht sowie der Wärmestrahlung des Hintergrunds. Dieser Messfehler kann nicht durch eine Anpassung an den Emissionskoeffizienten der Linse korrigiert werden, da dieser stark vom Umfang der Linsenverschmutzung abhängt und somit nicht konstant ist. Eine Messung der absoluten Linsentemperatur mittels eines Pyrometers ist bei ZnSe-Optiken demnach kaum durchführbar.

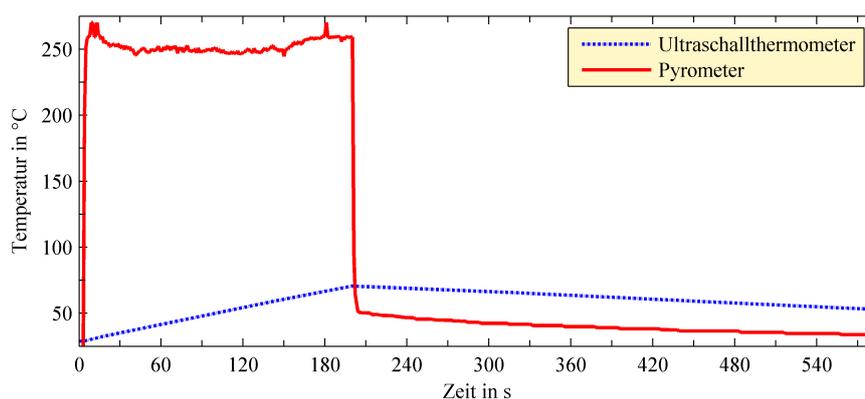


Abbildung 8.4: Vergleich des Ultraschallthermometers mit einem Pyrometer an einer verschmutzten ZnSe-Linse. Deutlich ist die Verfälschung der Temperaturmessung des Pyrometers durch gestreute Laserstrahlung zu erkennen, wohingegen das Ultraschallthermometer den erwarteten, linearen Temperaturverlauf misst. Auch nach Abschaltung der Laserquelle nach 220 s wird ein zu niedriger Wert gemessen.

8.2 Faserlaserschneidanlage

Neben CO₂-Laseroptiken wurde das thermische Verhalten von optischen Elementen für Festkörperlaser untersucht [NSL14, Neu14]. Diese wurden an einem Precitec HP SSL Schneidkopf und einer IPG YLS-2000 Faserlaserquelle mit einer Laserleistung von 2 kW an einer Rohrschneidanlage durchgeführt. Der Schneidkopf weist eine Kollimierbrennweite von 100 mm und eine Fokussierbrennweite von 125 mm auf. Der Faserdurchmesser der Laserquelle betrug 50 µm. Der Kopf besitzt, neben der Faser, drei Optikbaugruppen: Eine Kollimationseinheit, eine Fokussiereinheit sowie ein Schutzglas. Neben dem Schutzglas, welches durch den Prozess in vergleichsweise kurzer Zeit kontaminiert werden kann, ist auch die Kollimationseinheit sensibel gegenüber Verschmutzungen. Dies ist durch den Faseranschluss oberhalb des Kollimators begründet, da diese Steckverbindung während der Montage des Schneidkopfes offen ist und sich auch im Betrieb nicht als vollkommen staubdicht erwiesen hat. Das Ultraschallmesssystem wurde an diesen ungeschützten Baugruppen installiert, da deren Überwachung am zweckdienlichsten ist. Hierzu wurde die Schutzglaskassette modifiziert und um einen Ultraschallsensor erweitert. Dieser ist mit einer wiederverwendbaren Koppelschicht aus Silikonkautschuk versehen und wird über Federkraft an die Mantelfläche des Schutzglases gedrückt. Ein Exzentermechanismus erlaubt das Zurückfahren des Sensors für einen Schutzglaswechsel.

Ein ähnlicher Mechanismus wurde bei der Kollimationseinheit verbaut. Deren optische Elemente, ein Linsendublett mit einem Durchmesser von 30 mm, müssen idealerweise nicht regelmäßig getauscht werden, weshalb der Einsatz eines derart aufwendigen Mechanismus nicht rational ist. Für einen Praxistest wurde dieser Mechanismus trotzdem verbaut. Abbildung 8.5 zeigt den optischen Aufbau des Schneidkopfes sowie die Platzierung der Ultraschallwandler.

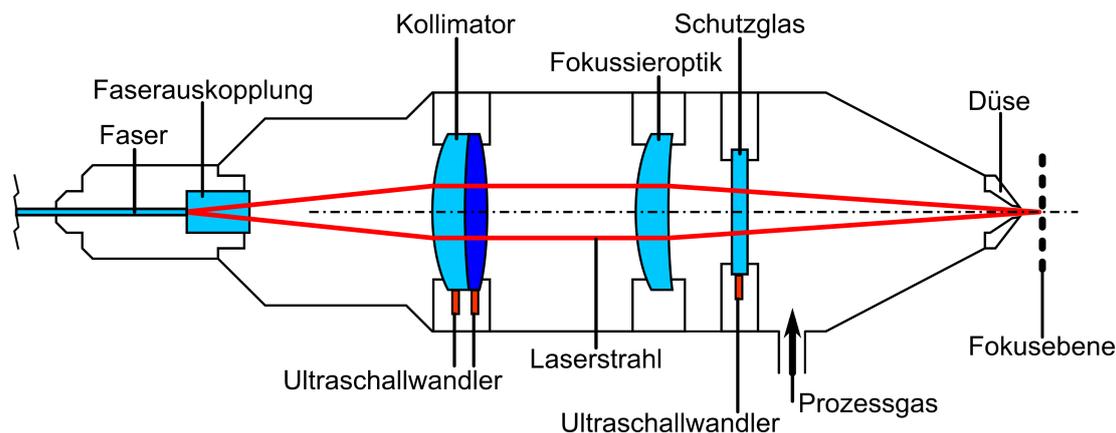


Abbildung 8.5: Optischer Aufbau des Laserschneidkopfes Precitec HP SSL mit Ultraschallsensoren an der Schutzglaskassette und an der Kollimiereinheit.

8.2.1 Temperaturmessung an der Kollimationseinheit

Temperaturverläufe von gebrauchten, jedoch defektfreien Linsen in der Kollimationseinheit bei Laserleistungen von 1 kW und 2 kW sind in Abbildung 8.6 dargestellt. Die Kollimationseinheit enthält ein Linsendublett bestehend aus einer Meniskuslinse und einer bikonvexen Linse. Diese liegen nur über Randflächen aneinander an, wodurch sich ein dünner Luftspalt zwischen den Linsen bildet. Bei beiden Messungen war die Laserquelle jeweils für etwa 10 min aktiv, gefolgt von einer Abkühlphase identischer Länge. Die Laseremission wurde während der Versuche von einer Strahlfalle absorbiert. Die Temperaturverläufe beider Linsen in Abbildung 8.6 weichen kaum voneinander ab. Dies deutet darauf hin, dass die Absorptionskoeffizienten beider Linsen vergleichbar sind. Bereits nach 10 min wurde bei 2 kW Laserleistung ein Temperaturanstieg von nahezu 20 °C verzeichnet. Obwohl die Linsen keine makroskopischen Defekte aufwiesen, lässt dieser hohe Temperaturanstieg bereits vorhandene mikroskopische Defekte vermuten.

Besonders in den Aufzeichnungen der bikonvexen Linse ist ein Klingeln mit einer Amplitude von 0,5 °C zu erkennen. Dieses resultiert aus den in Kapitel 5 beschriebenen Modensprüngen der Ultraschallwellen, welche bei der bikonvexen Linsenform am ausgeprägtesten in Erscheinung treten. Zur Berechnung der Temperatur wurden in diesen Messungen Zeitmarken aus unterschiedlichen Schwingungsmoden gemittelt und ausgewertet. Anhand der Messdaten, welche in dieser Versuchsreihe gewonnen wurden, konnte das Messsystem im Nachhinein besser parametrisiert werden, wodurch die Modensprünge nun kaum mehr in Erscheinung treten. Hierzu wurde die Anzahl der ausgewerteten Zeitmarken pro Messdurchlauf reduziert und der Triggerzeitpunkt näher an den Beginn des Empfangssignals gelegt. Somit ist gewährleistet, dass nur die Mode mit der geringsten Wellenlaufzeit zur Auswertung herangezogen wird.

In Abbildung 8.7 sind Messungen an Linsen mit leichten Verunreinigungen dargestellt. Die Verunreinigungen zeigen sich als schwacher, milchiger Belag bei Beobachtung unter intensivem Querlicht und wurden durch ungeeignete Reinigungsmittel erzeugt. Die übrigen Versuchsbedingungen entsprechen jenen aus Abbildung 8.6. Jedoch wurde der Laser aufgrund der raschen Temperaturanstiege sowohl der Linsen, als auch der Schneiddüse jeweils vorzeitig abgeschaltet. Der Temperaturanstieg der Schneiddüse deutet auf massive Streu-

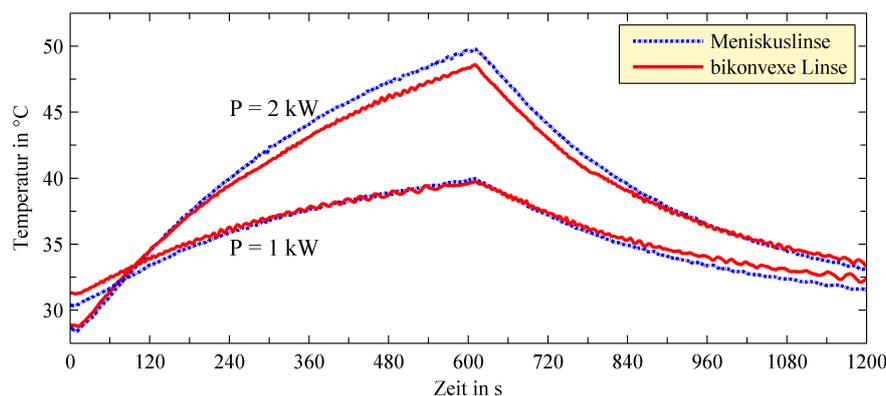


Abbildung 8.6: Temperaturverlauf eines defektfreien Linsendubletts einer Kollimiereinheit bei 1 kW und 2 kW Laserleistung für 10 min. Vergleichbare Temperaturanstiege der Linsen des Dubletts deuten auf gleichwertige Absorptionskoeffizienten hin. Der maximale Temperaturanstieg von nahezu 20 °C lässt vorhandene mikroskopische Defekte der optischen Oberflächen vermuten.

strahlung hin, welche von Teilen der Düse absorbiert worden sind. Erkennbar ist weiterhin der nahezu identische Anstieg der Temperaturen der Komponenten des Linsendubletts.

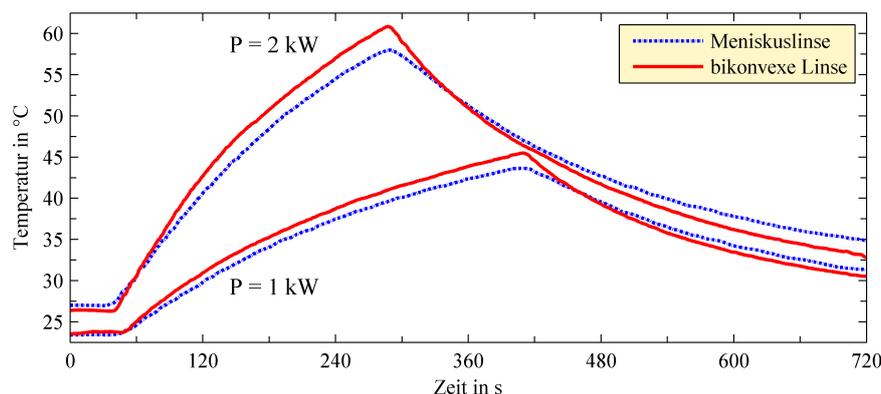


Abbildung 8.7: Temperaturverlauf eines verschmutzten Linsendubletts einer Kollimiereinheit bei 1 kW und 2 kW Laserleistung. Die Bestrahlung wurde jeweils frühzeitig abgebrochen, um Schäden am Schneidkopf zu vermeiden.

Ein weiterer möglicher Defekt ist der Einbrand eines größeren Partikels in die Beschichtung einer Linse. Das Diagramm in Abbildung 8.8 gibt die Temperaturverläufe bei Vorhandensein eines Partikeleinbrands in die Meniskuslinse des Kollimators wider. Untersucht wurde das Verhalten bei 1 kW und 2 kW Laserleistung, wobei die Laserquelle für jeweils 7 min aktiv war. Die defekte Linse kann anhand der Aufzeichnungen eindeutig durch einen schnelleren Temperaturanstieg sowie durch eine höhere Endtemperatur, verglichen mit der intakten Linse, identifiziert werden. Bei 2 kW Laserleistung ist die Temperatur der defekten Linse um 20 °C gegenüber der sauberen Linse erhöht. Die thermische Kopplung zwischen den beiden Linsen des Dubletts ist vernachlässigbar, da der Temperaturverlauf der sauberen Linse dem in Abbildung 8.6 entspricht.

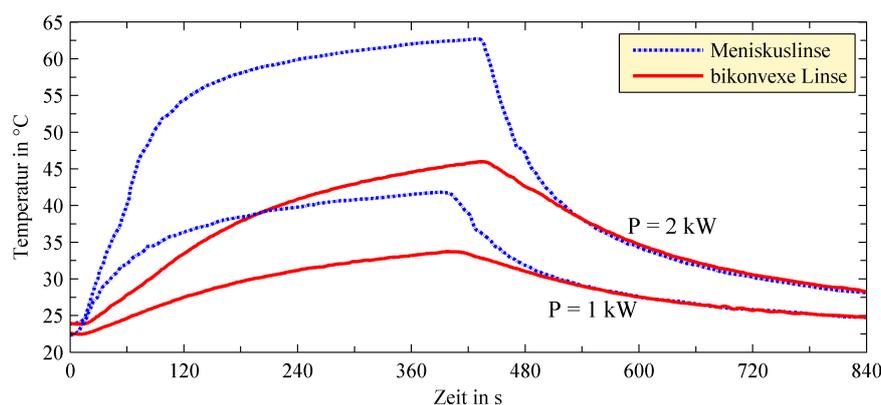


Abbildung 8.8: Temperaturverlauf der Meniskuslinse des Kollimatordubletts mit Partikeleinbrand bei 1 kW und 2 kW Laserleistung. Die defekte Linse ist aufgrund der erhöhten Temperatur gegenüber der sauberen bikonvexen Linse deutlich erkennbar.

In Abbildung 8.9 ist der Temperaturverlauf des Kollimators mit Partikeleinbrand während einer Simulation eines Schneidbetriebes dargestellt. Der Schneidvorgang wurde durch Pulsen des Lasers simuliert, wobei die Laserquelle jeweils für 3 s ein- und ausgeschaltet wurde. Der Versuch wurde für die Laserleistungen 1 kW und 2 kW durchgeführt. In der Abbildung können die Heiz- und Abkühlphasen erkannt werden. Zudem wird der Schaden an der Meniskuslinse durch einen stärkeren Temperaturanstieg deutlich. Der Versuch zeigt die kurze Reaktionszeit des Messsystems auf Temperaturänderungen des Messobjekts.

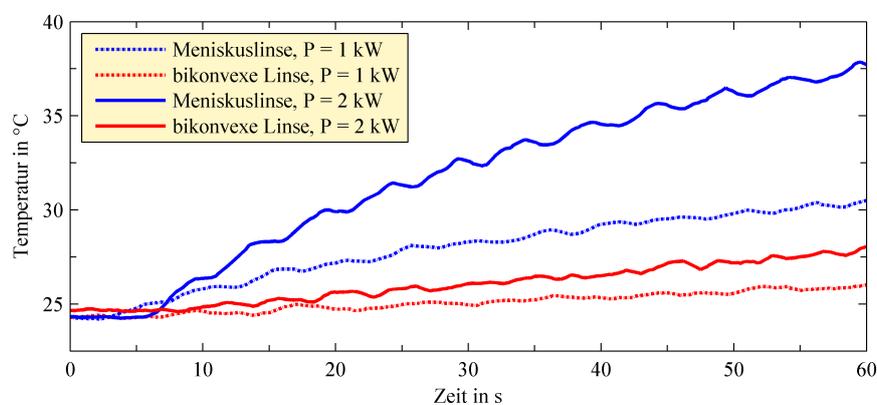


Abbildung 8.9: Temperaturverlauf eines Kollimators mit Partikeleinbrand an der Meniskuslinse des Linsendubletts während einer Schneidsimulation. Der Schneidbetrieb wurde durch Pulsen des Lasers mit einer Frequenz von $1/6$ Hz und einem Tastgrad von 50 % simuliert. Die Heiz- und Kühlphasen sowie der Defekt der Meniskuslinse sind aufgrund deren erhöhter Temperatur erkennbar.

8.2.2 Temperaturmessung am Schutzglas

In Abbildung 8.10 ist die Temperatur eines Schutzglases des Precitec HP SSL Schneidkopfes über der Zeit dargestellt. Das Schutzglas hat einen Durchmesser von 22,35 mm bei einer Dicke von 4 mm, wobei das Messobjekt einen mittigen, metallischen Partikeleinbrand aufwies. Dieser Defekt des Schutzglases stellt einen typischen Ausfallgrund des optischen Elements während eines Produktionseinsatzes dar. Es wurden zwei Messreihen bei 500 W sowie 1 kW Laserleistung und 1 bar Prozessgasdruck durchgeführt, wobei Stickstoff als Prozessgas gewählt wurde. Bei einer Laserleistung von 500 W wurde nach etwa 1 min eine stabile Temperatur 25 °C über der Anfangstemperatur erreicht, was auf die effektive Kühlung durch das Prozessgas zurückzuführen ist. Bei 1 kW Laserleistung wurde der Versuch bei Erreichen einer Temperatur von 65 °C abgebrochen.

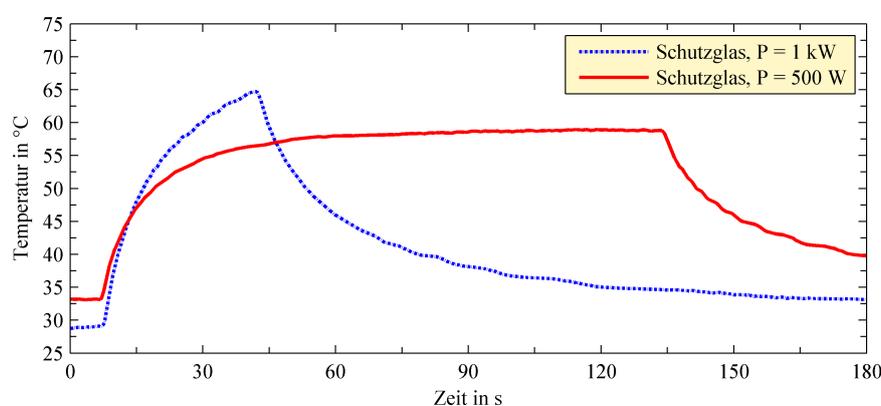


Abbildung 8.10: Temperaturverlauf eines Schutzglases mit metallischem Partikeleinbrand bei einer Laserleistung von 500 W sowie 1 kW und 1 bar Prozessgasdruck. Ein deutlicher Temperaturanstieg aufgrund des Defektes ist erkennbar.

Aufgrund des möglichen Prozessgasdrucks von bis zu 25 bar ist das Schutzglas hohen mechanischen Belastungen ausgesetzt. Verformungen und daraus resultierende lokale Dichteänderungen des Materials können die Messung beeinflussen. Zudem kann sich das Schutzglas bei Druckbeaufschlagung durch Kompression der Dichtungen setzen. Hierdurch würde sich die Ankopplung des Sensors zum Schutzglas verändern, da der Sensor nur fest mit der Optikkfassung verbunden ist, nicht jedoch mit dem Schutzglas. Die mit dem Messsystem ausgestattete Schutzglaskassette sieht zur Vermeidung eines derartigen Problems metallische Anschläge für das Schutzglas sowie vorkomprimierte Dichtungen vor, welche eine Bewegung des Schutzglases bei Druckbeaufschlagung verhindern sollen.

Abbildung 8.11 zeigt die Auswirkungen eines Drucksprungs des Prozessgases von 0 bar auf 20 bar auf die gemessene Temperatur. Die Laserquelle war während des Versuchs inaktiv. Die gemessene Temperatur steigt bei Anlegen des Prozessgasdrucks zum Zeitpunkt 15 s in der Aufzeichnung sprunghaft um ein halbes Grad, sinkt danach jedoch wieder in Richtung der Ausgangstemperatur. Nach Abschaltung des Prozessgasflusses zum Zeitpunkt 30 s fällt die Temperatur sprunghaft um $1,2^{\circ}\text{C}$, pendelt sich dann aber ebenfalls wieder auf den Ausgangswert ein. Die Tatsache, dass die Werte ständig die Ausgangstemperatur anstreben, deutet auf einen vernachlässigbaren Einfluss der Druckbeaufschlagung hin. Die geringen Temperatursprünge können vielmehr abweichenden Prozessgastemperaturen oder Temperaturänderungen aufgrund der Kompression bzw. Expansion des Gases zugeschrieben werden.

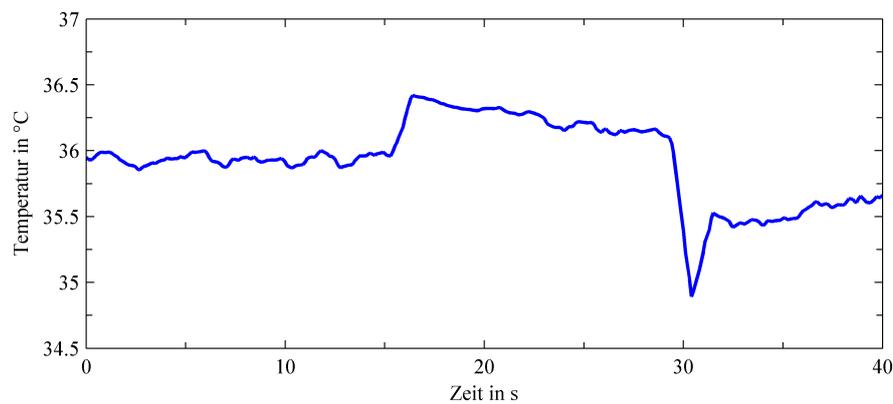


Abbildung 8.11: Temperaturverlauf eines Schutzglases bei einem Drucksprung des Prozessgases von 0 bar auf 20 bar. Bei Anlegen des Prozessgasdrucks bei 15 s sowie bei Abschaltung des Prozessgasflusses bei 30 s ändert sich die gemessene Temperatur um maximal $1,2^{\circ}\text{C}$, wobei diese bei konstanten Bedingungen stets die Ausgangswerte anstrebt. Die Gastemperatur kann für die Temperatursprünge als Ursache angenommen werden.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit behandelte die Untersuchung des thermischen Linseneffektes bei optischen Elementen sowie die erfolgreiche Entwicklung und Realisierung einer neuartigen Methode zur Echtzeitmessung der Temperaturen von optischen Elementen, insbesondere solche in Bearbeitungsköpfen von Lasermaterialbearbeitungsanlagen mit mittleren Laserleistungen im Multi-Kilowatt-Bereich.

Die optischen Oberflächen von Komponenten in Bearbeitungsköpfen tragen ein hohes Kontaminationsrisiko, welches sich aus dem Einsatz im rauen industriellen Umfeld im Allgemeinen und im Besonderen aus deren Nähe zum Bearbeitungsprozess sowie dem hohen Durchsatz von möglicherweise verunreinigten Spül- und Prozessgasen durch einen Bearbeitungskopf ergibt. Kontamination der optischen Oberflächen führt dort zu einer erhöhten Absorption der Laseremission und Erwärmung, wodurch sich aufgrund thermischer Linseneffekte die Abbildungsleistung des optischen Systems negativ verändert. Die Folgen können eine Beeinträchtigung der Bearbeitungsqualität sowie Folgeschäden am Bearbeitungskopf sein.

Gegenwärtig gebräuchliche Laserquellen hoher Leistung mit Emissionswellenlängen bei 10,6 μm und im Bereich um 1 μm sowie Maße zur Beschreibung der Strahlqualität wurden vorgestellt. Am Beispiel von Laserschneidköpfen wurden die je nach Lasertyp in Bearbeitungsköpfen eingesetzten optischen Elemente und deren Anordnung sowie Funktionen erläutert. Typische Absorptionsgrade verschiedener optischer Komponenten sowie Ursachen und Auswirkungen von Verschmutzung optischer Oberflächen auf die Absorption wurden dargestellt, wobei Kontamination bei modernen Komponenten für 1 μm Laserwellenlänge als vorrangige Voraussetzung für eine nennenswerte Erwärmung der Optik identifiziert wurde. Die Temperaturverteilung innerhalb von zylindrischen optischen Komponenten aufgrund von Absorption sowie der hieraus resultierende thermische Linseneffekt wurden zunächst durch Herleitung algebraisch lösbarer Gleichungen ermittelt. Im Ergebnis führen eine unvollständige Ausnutzung der freien Apertur zu bedeutenden thermischen Linsen, für welche die temperaturabhängige Änderung des Brechungsindex als Hauptursache erkannt worden ist. Möglichkeiten zur Kompensation des unerwünschten Linseneffektes wurden beschrieben, wobei die Reduzierung des Kontaminationsrisikos, die Reduzierung der Anzahl der optischen Komponenten sowie deren Entwärmung als wirksame Maßnahmen angesehen werden. Der Einsatz von optischen Materialien mit entgegengesetzten Temperaturkoeffizienten ermöglicht nach Ansicht des Autors hingegen keinen praxisrelevanten Ausgleich des Effektes. Im weiteren Verlauf der Untersuchung wurde ein FEM-Modell zur Berechnung der Temperaturverteilung auch bei arbiträr geformten Wärmequellen, komplexer Geometrie der Komponente sowie multipler Kühlmechanismen entwickelt, wodurch eine Kühlung durch forcierte Konvektion als effektivstes Werkzeug zur Kompensation thermischer Linseneffekte identifiziert werden konnte.

Im Zuge zunehmender Automatisierung in der Fertigung können die Folgen eines thermischen Linseneffekts über einen längeren Zeitraum unentdeckt bleiben, weshalb sich eine Notwendigkeit zur ständigen Zustandsüberwachung des optischen Systems ergibt. Im Markt befindliche Systeme und Methoden wurden hinsichtlich ihrer Eignung hierfür untersucht, wobei alle betrachteten Systeme Einschränkungen hinsichtlich Querempfindlichkeit gegenüber gestreuter Laserstrahlung, Echtzeitfähigkeit oder Messaufwand aufweisen.

Ein alternatives Messsystem auf Basis von Ultraschallthermometrie wurde eingeführt. Das vorgestellte Messsystem koppelt Ultraschallwellen in optische Komponenten ein und erfasst die Zeitdauer eines Durchlaufs der Ultraschallwellen entlang deren Ausbreitungsrichtung durch die jeweilige Komponente. Da die Schallgeschwindigkeit in optischen Materialien eine Funktion der Temperatur ist, kann anhand der erfassten Laufzeit auf die Temperatur des Volumens der optischen Komponente geschlossen werden. Mögliche Optionen zur Erzeugung und zum Empfang von Ultraschallwellen sowie ein vorteilhafter, kontaktierender Ultraschallwandler unter Ausnutzung des piezoelektrischen Effekts wurden dargestellt. Zur Verdrängung von Luft zwischen Schallwandler und optischer Komponente wurden Koppelmittel untersucht, wobei sich dünne Schichten aus Silikonkautschuk oder Methylmethacrylaten als geeignet herausstellten. Durch Berechnung und Simulation wurden die Ausbreitungswege des Schalls in zylindrischen Elementen mit unterschiedlich geformten optischen Oberflächen und die Auswirkungen von Fehlpositionierungen des Sensors bestimmt. Gängige, praxisrelevante Geometrien optischer Komponenten können durchschallt und damit gemessen werden, wobei der Sensor nur wenig von der idealen, tangentialen Auflagefläche abweichen darf. Des Weiteren wurde durch Simulation die orts aufgelöste Empfindlichkeit der Messmethode gegenüber Temperaturunterschieden in der Komponente ermittelt, welche im wesentlichen einem Zylinderstab quer durch das Messobjekt entspricht.

Der elektrische Aufbau des Messsystems wurde vorgestellt, wobei sich dieser durch Einfachheit der peripheren Schaltungsbaugruppen, wie Sende- und Empfangselektronik, sowie kompakte Bauform auszeichnet. Die Kernkomponente des Systems stellt eine Zeitmess-einrichtung mit Sub-Nanosekunden-Auflösung dar. Verschiedene Realisierungsoptionen jener Komponente wurden miteinander verglichen und eine Variante auf Basis einer Verzögerungsleitung in einem kostengünstigen FPGA implementiert und beschrieben. Die Messeinrichtung erreicht Auflösungen bis hin zu 25 ps bei Messraten bis maximal 25 MHz. Der Messalgorithmus wurde offen gelegt, welcher eine Rekonstruktion der Signalform trotz der Beschränkungen der 1-Bit Digitalisierung des Empfangssignals zulässt, automatisch die bestmögliche Triggerschwelle zur Auslösung des Empfängers sucht und die absolute Temperatur des Messobjekts anhand der Ultraschalllaufzeit und einer einmaligen Referenzierung auf Grundlage einer bekannten Temperatur des Messobjekts berechnet. Zudem wurden Mechanismen zur Korrektur korrumpierter Messungen sowie die Möglichkeiten der Auswertung mehrerer Ultraschallechos erörtert. Gegenüber der Auswertung von nur einem Echo können hierdurch absolute Temperaturen ohne Referenzierung der Temperatur vor jeder Messung berechnet werden. Ebenso wurden theoretische Überlegungen zur Auswertung einer dreiecksförmigen Ultraschallreflexion diskutiert, durch welche die Temperaturerfassung eines größeren Messvolumens möglich sein kann.

Abschließend wurden Messungen des Systems an Bearbeitungsköpfen zweier Laserschneidanlagen vorgestellt. An einer CO₂-Laserschneidanlage wurden Messungen an der Fokussierlinse aus ZnSe durchgeführt, anhand derer der schnellere Temperaturanstieg einer kontami-

nierten Linse gegenüber einer sauberen deutlich erkennbar war. Des Weiteren wurden vergleichende Messungen mit einem Pyrometer durchgeführt, welches aufgrund gestreuter Laseremission in Sättigung geriet und somit keine Aussage über die aktuelle Linsentemperatur erlaubte. An einer Faserlaserschneidanlage wurden Messungen an Dublettlinen der Kollimationsoptik sowie am Schutzglas durchgeführt. Auch hier lies sich der Zustand der optischen Komponenten deutlich anhand der absoluten Temperaturen, als auch anhand der Temperaturanstiegsgeschwindigkeiten ermitteln. Es konnte gezeigt werden, dass das Messsystem schnell auf Temperaturwechsel reagiert, unempfindlich gegenüber gestreuter Laserstrahlung ist sowie im Fall von Schutzglasmessungen vom Prozessgasdruck nicht nennenswert beeinflusst wird.

Ausblick

Das vorgestellte Messsystem zur prozessbegleitenden Zustandsüberwachung von optischen Elementen findet bei Herstellern von Bearbeitungsköpfen sowie bei Produzenten von Bearbeitungsanlagen vielfach Beachtung. Aufgrund der kontinuierliche Steigerungen der installierten Laserleistungen ist zudem davon auszugehen, dass sich die Problematik der Kontamination optischer Baugruppen noch weiter zuspitzt.

Einige Anforderungen des Messsystems an den Messaufbau sowie Systemeigenschaften behindern jedoch dessen bereitwilligen Einsatz. Zum einen ist der konstruktive Aufwand zum Einbau des Systems in eine Optik hoch, da Anpassungen an den Fassungen der Komponenten sowie elektrische Kontaktierungen des Sensors notwendig sind. Zum anderen ist die Lebensdauer der eingesetzten Koppelmittel insbesondere bei häufigem Tausch der optischen Komponenten sowie die Robustheit gegenüber Fehlbedienung seitens des Anlagenbetreibers noch ungewiss. Zu guter Letzt ist der Preis des Systems - für ein Thermometer - trotz der kostenoptimierten Ausführung der Elektronik vergleichsweise hoch. Weitere Optimierung der mechanischen Komponenten zum Andrücken des Sensors an das Messobjekt scheint jedoch möglich und würde Bauraum bei der Integration des Systems sowie Kosten sparen. Ebenso sind Verbesserungen bei der Robustheit des Koppelmittels durch Optimierung des Silikonkautschuks und dessen Verarbeitung zu erwarten, da bisher hierfür nur ein einfacher Mehrzwecksilikonkautschuk eingesetzt wurde.

Bezüglich der Elektronik des Messsystems ist eine genauere Evaluierung der Sub-Nanosekunden-Laufzeitmessung ratsam. Das System arbeitet nach der Annahme, dass die Stufenbreite der Verzögerungsleitung konstant etwa 25 ps beträgt. Durch die Selbstkalibrierung des Systems ist zwar sichergestellt, dass die mittlere Stufenbreite tatsächlich diesem Wert entspricht. Jedoch ist stark davon auszugehen, dass die Strukturen auf dem integrierten Schaltkreis des FPGA nicht gleichmäßig voneinander entfernt sind und sich nicht vollkommen identisch verhalten. Dies würde bedeuten, dass die Stufenbreite zwischen zwei Stufen um einen Mittelwert schwankt und Korrekturfaktoren für jede Stufe eingeführt werden müssten. Durch die Verteilung der Messwerte aufgrund stets vorhandenem Rauschen im Empfangssignal sowie durch die nachfolgende Mittelung der Messwerte ist im erfassten Laufzeitwert keine Nichtlinearität zu erkennen. Die bestehende Unsicherheit sollte jedoch durch weitere Untersuchungen beseitigt werden.

Hinsichtlich der Erweiterung der Funktionalität des Messsystems sind insbesondere weitere Untersuchungen der Mehrfachechos sowie Messungen an Sensoren mit Vorlaufstrecke angebracht. Hierdurch kann auf eine Referenzierung vor jeder Messung verzichtet werden, da Einflüsse des Koppelmittels herausgerechnet werden können. Hinderlich beim Einsatz dieses Verfahrens ist die geringe Empfangsamplitude des Ultraschallsingals von Mehrfachechos sowie die zusätzliche Dämpfung durch eine Vorlaufstrecke. Eine Verbesserung des maximalen Verstärkungsfaktors des Begrenzungsverstärkers der Empfangselektronik kann sich als dienlich erweisen. Des Weiteren ist die Untersuchung dreiecksförmiger Ultraschallreflexionen dringend angezeigt. Das Messsystem erfasst im derzeitigen Entwicklungsstand nicht die gemittelte Temperatur des gesamten Volumens einer optischen Komponente, sondern nur die Temperatur entlang einer Messlinie. Mittels der Dreiecksmessung kann hingegen ein Großteil des Volumens erfasst werden. Hierfür können Änderungen am Ultraschallwandler notwendig sein, um die Schallkeule der Aussendung auf die notwendigen Winkelbeträge zu verbreitern.

Die praktischen Erfahrungen, welche während der Untersuchungen gemacht wurden, zeigen des Weiteren auch Abseits der beschriebenen Messsystementwicklung erzielbare Fortschritte bezüglich der Kontaminationsproblematik auf: In Prozessgaszuleitungen werden regelmäßig Bauteile verbaut, welche nicht auf Reinheit oder Verunreinigung durch Schmiermittel untersucht werden. Die Verunreinigungen lösen sich - häufig unbemerkt - und verursachen langfristig eine Kontamination optischer Baugruppen in Bearbeitungsköpfen. Zusätzlich werden planmäßig Gasfilter verbaut, deren Wirksamkeit gegenüber feinsten Aerosolen nicht bewiesen ist. Eine systematische, exakte Untersuchung aller Gasversorgungsmodule hinsichtlich Verunreinigung und Filterwirkung ist daher angezeigt. Daneben stellt der Stecker des Lichtleitkabels einen Schwachpunkt bei der Abdichtung des optischen Systems von Bearbeitungsköpfen dar. Diesbezüglich muss das Stecksystem grundsätzlich hinterfragt werden, denn der Einsatz eines schwer zu dichtenden Bajonettverschluss an einer selten getrennten Verbindung erscheint nicht rational.

Publikationen des Autors

- [Neu14] NEUMEIER, Benedikt: Online-Zustandsbestimmung von optischen Komponenten. In: *Workshop von bayern photonics e.V.: Prozesskontrolle bei der Lasermaterialbearbeitung*, 2014
- [NSL14] NEUMEIER, Benedikt ; SCHMITT-LANDSIEDEL, Doris: Online Condition Measurement of High Power Solid State Laser Cutting Optics using Ultrasound Signals. In: *Physics Procedia* 56 (2014), 1252 - 1260. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389214001862>. – ISSN 1875–3892
- [NSL16] NEUMEIER, Benedikt ; SCHMITT-LANDSIEDEL, Doris: Quality Monitoring of Infrared Optics Using Ultrasound Signals. In: *Physics Procedia* 83 (2016), 1289 - 1298. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389216302437>. – ISSN 1875–3892

Literaturverzeichnis

- [1] TRÄGER, F.: *Springer Handbook of Lasers and Optics*. 2. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012
- [2] TER-MIKIRTYCHEV, V.: *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers*. Springer International Publishing, 2014
- [3] NUMAI, T.: *Fundamentals of Semiconductor Lasers*. 2. Aufl. Springer Japan, 2015
- [4] GIESEN, A. ; SPEISER, J. ; PETERS, R. ; KRÄNKEL, C. ; PETERMANN, K.: Thin-Disk Lasers Come of Age. In: *Photonics Spectra* (2007)
- [5] https://www.trumpf.com/de_INT/unternehmen/presse/pressemitteilungen-global/pressemitteilung-detailseite-global/press-release/neuer-trumpf-scheibenlaser-feiert-weltpremiere-in-shanghai/ (28.04.2017)
- [6] STEEN, W.: *Laser Material Processing*. 4. Springer-Verlag London, 2010
- [7] CARPENTER, D. ; WOOD, C. S. ; LYNNGES, O. ; TRAGGIS, N. G.: Ultra-low Absorption Glasses and Optical Coatings for Reduced Thermal Focus Shift in High Power Optics. In: *Proc. SPIE 8239, High Power Laser Materials Processing: Lasers, Beam Delivery, Diagnostics, and Applications*, 2012, S. 82390Y
- [8] *Technische Daten: Synthetischer Saphir (Korund farblos)*. Oskar Moser Technische Edelsteine GmbH, 2016
- [9] *Heraeus Quartz Glass for Optics Data and Properties*. Heraeus Quarzglas, 2015
- [10] SCAGGS, M. ; HAAS, G.: Thermal lensing compensation optics for high power lasers. In: *Proc. of SPIE 7913, Laser Resonators and Beam Control XIII*, 2011, S. 79130C
- [11] HOLMAN, J. P.: *Heat Transfer*. 10. Aufl. Dubuque : McGraw-Hill, 2009
- [12] MARUO, H. ; MIYAMOTO, I.: Temperature Distribution in ZnSe Lens due to Irradiation of CO₂ Laser Beam. Thermally Induced Optical Distortion in Lens at High Power Laser Level. (Report 1). In: *Quarterly Journal of the Japan Welding Society* 10 (1992), Nr. 2, S. 258–263
- [13] LAX, M.: Temperature rise induced by a laser beam. In: *Journal of Applied Physics* 48 (1977), Nr. 9, S. 3919ff

- [14] KOECHNER, W.: Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod. In: *Applied Optics* 9 (1970), 11, Nr. 11, S. 2548–2553
- [15] GLUR, H. ; LAVI, R. ; GRAF, T.: Reduction of Thermally Induced Lenses in Nd:YAG With Low Temperatures. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 40 (2004), Nr. 5, S. 499ff
- [16] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. 6. Aufl. New York : Springer-Verlag New York, 2006
- [17] CHENAIS, S. ; DRUON, F. ; FORGET, S. ; BALEMBOIS, F. ; GEORGES, P.: On thermal effects in solid state lasers: the case of ytterbium-doped materials. In: *Progress in quantum electronics* 30 (2006), 12, S. 89–126
- [18] WAXLER, R. M. ; CLEEK, G. W.: The Effekt of Temperature and Pressure on the Refractive Index of Some Oxide Glasses. In: *Journal of Research of the National Bureau of Standards - A. Physics and Chemistry* 77A (1973), Nr. 6
- [19] KOGELNIK, H.: Imaging of Optical Modes - Resonators with Internal Lens. In: *The Bell System Technical Journal* 44 (1965), 3, Nr. 3, S. 455–494
- [20] FELDMAN, A. ; HOROWITZ, D. ; WAXIER, R. ; DODGE, M.: Optical Materials Characterization Final Technical Report / National Bureau of Standards. 1978 (933). – Technical Note
- [21] *Optisches Glas Datenblätter*. SCHOTT, 2015
- [22] BENNETT, A.: Diamond – A Laser Engineer’s Nest Friend. In: *Optik & Photonik* 9 (2014), Nr. 4, S. 49–52
- [23] MESCHEDÉ, D.: *Gerthsen Physik*. 25. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer Spektrum, 2015
- [24] https://www.thorlabs.com/NewGroupPage9_PF.cfm?Guide=10&Category_ID=60&ObjectGroup_ID=4332(28.04.2017)
- [25] *Datenblatt FocusMonitor FM*. PRIMES GmbH, 2016
- [26] *BeamWatch Non-contact, Focus Spot Size and Position monitor for high power YAG, Diode and Fiber lasers*. Ophir-Spiricon, 2016
- [27] EISELEN, S.: Untersuchung und Überwachung des thermisch bedingten Fokusschift beim Laserstrahlschneiden. In: *Workshop von bayern photonics e.V.: Prozesskontrolle bei der Lasermaterialbearbeitung*, 2011
- [28] SCHULZ, J.: *Schutzrecht DE 102007030398 A1: Vorrichtung und Verfahren zur Überwachung der Temperatur und/oder einer temperaturabhängigen Kenngröße eines optischen Elements*. 2009

- [29] WELSCH, E. ; RISTAU, D.: Photothermal measurements on optical thin films. In: *Applied Optics* 34 (1995), Nr. 31, S. 7239ff
- [30] WILLAMOWSKI, U. ; RISTAU, D. ; WELSCH, E.: Measuring the absolute absorptance of optical laser components. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 36, S. 8362ff
- [31] MÜHLIG, C. ; KUFERT, S. ; BUBLITZ, S. ; SPECK, U.: Laser induced deflection technique for absolute thin film absorption measurement: optimized concepts and experimental results. In: *Applied Optics* 50 (2011), Nr. 9, S. C449ff
- [32] KRAUTKRÄMER, J. ; KRAUTKRÄMER, H.: *Ultrasonic Testing of Materials*. 4. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990
- [33] LYNNWORTH, L. C. ; PAPADAKIS, E.P. ; PATCH, D.R. ; FOWLER, K.A. ; SHEPARD, R.L.: Nuclear Reactor Applications of New Ultrasonic Transducers. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 18 (1971), Nr. 1, S. 351ff
- [34] LAURIE, M.: Ultrasonic High-Temperature Sensors: Past Experiments and Prospects for Future Use. In: *International Journal of Thermophysics* 31 (2010), Nr. 8, S. 1417–1427
- [35] LEWIS, M. A. ; STARUCH, R. M. ; CHOPRA, R.: Thermometry and ablation monitoring with ultrasound. In: *International Journal of Hyperthermia* 31 (2015), Nr. 2, S. 163–181
- [36] PODESTA, M. de: *Understanding the Properties of Matter*. 2. Aufl. London : Taylor & Francis, 2002
- [37] KOSSOFF, G.: The Effects of Backing and Matching on the Performance of Piezoelectric Ceramic Transducers. In: *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 13 (1966), Nr. 1, S. 20ff
- [38] GERLACH, R. ; KRAUS, O. ; FRICKE, J.: Modified SiO₂ aerogels as acoustic impedance matching layers in ultrasonic devices. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 145 (1992), S. 227–232
- [39] *Technisches Datenblatt LOCTITE EA 9466*. Henkel AG & Co. KGaA, 2014
- [40] *Technisches Datenblatt LOCTITE EA 9492*. Henkel AG & Co. KGaA, 2014
- [41] *Technisches Datenblatt LOCTITE 3342*. Henkel AG & Co. KGaA, 2010
- [42] ACEVEDO, N. ; CORREIA, C. ; OTERO, R.: Manufacture of backings for TOFD ultrasonic transducers / NDT.net. Bad Breisig, 2009. – Forschungsbericht
- [43] TREEBY, B. E. ; COX, B. T.: k-Wave: MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields. In: *Journal of Biomedical Optics* 15 (2010), Nr. 2, S. 021314

- [44] SALEH, Bahaa E. A. ; TEICH, Malvin C.: *Fundamentals of Photonics*. New York : John Wiley & Sons, 1991
- [45] MOULSON, A. J. ; HERBERT, J. M.: *Electroceramics*. 2. Aufl. Chichester : John Wiley & Sons, 2003
- [46] TIETZE, U. ; SCHENK, C. ; GAMM, E.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 15. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer Vieweg, 2016
- [47] *MD1712 High Speed, Integrated Ultrasound Driver IC Datasheet*. Supertex/Microchip, 2017
- [48] KALISZ, J.: Review of methods for time interval measurements with picosecond resolution. In: *Metrologia* 41 (2003), 12, S. 17–32
- [49] SVILAINIS, L. ; DUMBRAVA, V.: Analysis of the interpolation techniques for time-of-flight estimation. In: *Ultrasound* 63 (2008), Nr. 4
- [50] ARTYUKH, Yu. N.: A method for continuous superprecise time-interval measurement. In: *Automatic Control and Computer Sciences* 35 (2001), Nr. 5, S. 11–18
- [51] *MachXO2 Family Data Sheet DS1035 Version 3.0*. Lattice Semiconductor, 2015
- [52] *Fast-Timing Discriminator Introduction*. ORTEC, 2016
- [53] *SN74LVC1G34 Single Buffer Gate Data Sheet*. Texas Instruments, 2014
- [54] *LVDS Owner's Manual*. Texas Instruments, 2012
- [55] ZUMBAHLEN, H.: *Linear Circuit Design Handbook*. 1. Aufl. Newnes, 2008
- [56] JOHNSON, H. W. ; GRAHAM, M.: *High-Speed Digital Design*. Englewood Cliffs NJ : Prentice Hall, 1993
- [57] *Model SR620 Universal Time Interval Counter Manual*. Stanford Research Systems, 2006
- [58] SHARAPOV, Valeriy: *Piezoceramic Sensors*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011

Abkürzungsverzeichnis

AD	Analog-Digital.
ADC	Analog-to-digital converter.
AR	Antireflex.
ASIC	Application-specific integrated circuit.
BPP	Beam Parameter Product; Strahlparameterprodukt.
CAN	Controller area network; serielles Bussystem.
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor.
CMP	Komparator.
CNC	Computerized numerical control.
CO ₂	Kohlenstoffdioxid.
CVD	Chemical vapour deposition.
DAC	Digital-to-analog converter.
DLL	Delay-locked loop.
DNL	differentielle Nichtlinearität.
DSP	Digital signal processor.
FEM	Finite-Elemente-Methode.
FPG	Faser-Bragg-Gitter.
FPGA	Field programmable gate array.
FR-4	flame retardant: Glasfaser-Verbundwerkstoff für Leiterplatten.
GPS	Global positioning system.
IC	Integrierter Schaltkreis.
INL	integrale Nichtlinearität.
IR	Infrarotstrahlung.
JFET	Junction gate field-effect transistor.
LED	Lichtemittierende Diode.
LNA	Low noise amplifier.
LSB	Least significant bit.
LUT	Lookup table.
LVDS	Low-voltage differential signaling.
LVTTL	Low voltage transistor-transistor logic.
NA	Cnumerische Apertur.

OH	Hydroxygruppe.
PAI	Polyamidimid.
PC	Personal Computer.
PEEK	Polyetheretherketon.
PFU	Programmable function units.
PLL	Phase-locked loop.
PMOS	p-Kanal-MOSFET.
PZT	Blei-Zirkonat-Titanat.
RAM	Random-access memory.
RTV	Room-temperature vulcanization: Silikonkautschuk.
SMD	Surface mounted devices.
SNR	Signal-to-noise ratio.
TDC	Time-to-digital converter.
TEM	Transverse electromagnetic mode; transversale Modenstruktur.
UART	Universal asynchronous receiver transmitter; serielle Schnittstelle.
USB	Universal serial bus.
UV	Ultraviolettstrahlung.
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat.
ZnSe	Zinkselenid.

Symbolverzeichnis

a	Radius des Laserstrahls in m / Wegstrecke in m.
A	Fläche in m^2 .
α	Wärmeausdehnungskoeffizient in K^{-1} .
b	Maß für die Änderung des Brechungsindex.
β	Absorptionskoeffizient / Wärmeausdehnungskoeffizient in K^{-1} .
β_S	Absorptionskoeffizient der Oberflächen.
β_V	Absorptionskoeffizient des Volumens.
c	spezifische Wärmekapazität in $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ / Schallgeschwindigkeit in m s^{-1} .
d	Durchmesser in m / piezoelektrischer Deformationskoeffizient.
d_0	Strahltaillendurchmesser in m.
D	Seitenlänge in m.
d_k	Faserkerndurchmesser in m.
E	Elastizitätsmodul in N m^{-2} .
ϵ	Emissionsvermögen / dielektrische Leitfähigkeit in F m^{-1} .
f	Brennweite in m / Frequenz in Hz.
f_c	Brennweite Kollimator in m.
G	Wärmeleitwert in W K^{-1} .
γ	Divergenzwinkel einer Schallkeule.
Gr	Grashof-Zahl.
h	Wärmeübergangszahl in $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$.
I	Intensität in W cm^{-2} / Strom in A.
I_0	Intensität an der Strahltaile in W cm^{-2} .
i	Strom in A / Anzahl.

k	Wärmeleitfähigkeit in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ / Temperaturkoeffizient in $\text{ps K}^{-1} \text{mm}^{-1}$.
k_{33}	elektro-mechanischer Koppelkoeffizient.
l	Dicke in m.
Λ	Wellenlänge von Ultraschallschwingungen in m.
λ	Wellenlänge in nm.
M^2	Strahlkennzahl.
N	Anzahl / Apodisationsparameter / Länge des Nahfeldes in m.
ν	kinematischen Viskosität in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ / Poissonzahl.
Nu	Nußelt-Zahl.
P	Leistung in W.
Φ	Thermisch abgestrahlte Leistung in W.
π	Kreiszahl.
Pr	Prandtl-Zahl.
Q	Gütefaktor.
q	Wärme in J / Wahrscheinlichkeit.
\dot{q}	volumetrische Wärmestromdichte in W m^{-3} .
r	Radius in m.
ρ	Radius normiert auf Strahltaillendurchmesser / Dichte in kg m^{-3} .
R_{th}	Wärmewiderstand in K W^{-1} .
σ	Stefan-Boltzmann Konstante: $\sigma = 5,670\,367 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ / Schwankungsbreite.
T	Temperatur in K / Zeit in s.
T_0	Umgebungstemperatur in K / Periodendauer in s.
τ	Zeit in s.
Θ	Divergenzwinkel.
Θ_0	Divergenzwinkel Gauß-Strahl.
Θ_a	Akzeptanzwinkel.
Θ_r	Divergenzwinkel transformierter Strahl.
Θ_r	Divergenzwinkel realer Strahl.
U	Spannung in V.
u	Spannung in V.

V	Energieverlust in J.
W	Energie in J.
w	Strahlradius in m.
w_0	Strahltaillenradius in m.
w_f	Fokusradius in m.
z	Entfernung von der Strahltaille in m.
z_1	Abstand Strahltaille zu Optik in m.
z_R	Rayleigh-Länge in m.
Z	akustische Impedanz in N s m^{-3} .

Danksagung

Mein herzlicher Dank geht an Prof. Doris Schmitt-Landsiedel, die mir diese Arbeit ermöglicht hat. Bedanken möchte ich mich insbesondere für die organisatorische Betreuung und für das Vertrauen in meine Arbeit.

Des Weiteren geht besonderer Dank an meinen Doktorvater Prof. Franz Kreupl für die Betreuung der Arbeit und für die großartige Unterstützung während einer misslichen Situation.

Ein großes Dankeschön geht an die Kollegen in der Firma A.L.L. Lasersysteme im Allgemeinen und an Dr. Peter Arnold und Peter Arnold jun. sowie Hanspeter Pittl, Hendrik Ulfers, Marc Freudenberg und Roman Fräse im speziellen. Den Herren Arnold möchte ich für die Ermöglichung dieser berufsbegleitenden Promotion und für die teilweise Freistellung von meiner Entwicklertätigkeit danken. Bedanken möchte ich mich bei Hanspeter Pittl für seine Zuversichtlichkeit, seine fachliche Unterstützung und für die Möglichkeit, von seiner langjährigen Erfahrung in allen Bereichen zu profitieren. Vielen Dank geht an Hendrik Ulfers, Marc Freudenberg und Roman Fräse für die Mitarbeit am Projekt und für die allzeitige Hilfsbereitschaft.

Ein sehr großer Dank geht an meine Frau Cornelia, die mich vorangetrieben und mir durch die Tiefen der Promotion geholfen hat.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich die Arbeit ohne fremde Hilfe und ohne Benutzung anderer als der von mir angegebenen Quellen angefertigt habe und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen hat und von dieser als Teil einer Prüfungsleistung angenommen wurde.

Alle Ausführungen, die wörtlich oder sinngemäß übernommen wurden, sind als solche gekennzeichnet.

München, den