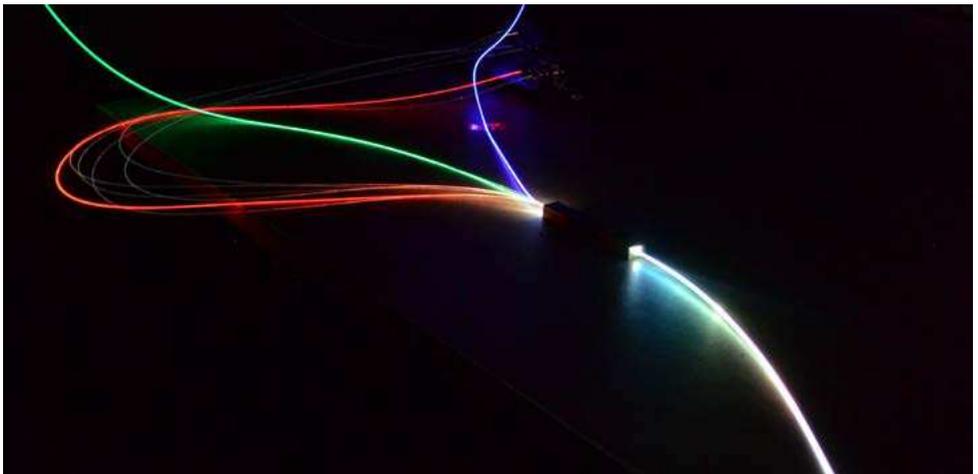


Julien Hansen

## Remote-Laser-Lichtquelle für ein hochaufgelöstes Scheinwerfersystem





Julien Hansen

**Remote-Laser-Lichtquelle für ein  
hochaufgelöstes Scheinwerfersystem**

Die *Schriftenreihe des Fachgebietes Lichttechnik* der  
Technischen Universität Berlin wird herausgegeben von:  
Prof. Dr.-Ing. habil. Stephan Völker,  
Heike Schumacher

Schriftenreihe des Fachgebietes Lichttechnik | 14

Julien Hansen

**Remote-Laser-Lichtquelle für ein  
hochaufgelöstes Scheinwerfersystem**

Universitätsverlag der TU Berlin

## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.dnb.de> abrufbar.

## **Universitätsverlag der TU Berlin, 2019**

<http://verlag.tu-berlin.de>

Fasanenstr. 88, 10623 Berlin

Tel.: +49 (0)30 314 76131 / Fax: -76133

E-Mail: [publikationen@ub.tu-berlin.de](mailto:publikationen@ub.tu-berlin.de)

Zugl.: Berlin, Techn. Univ., Diss., 2019

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stephan Völker

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann (KIT Karlsruhe)

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jörg Wallaschek (Leibniz Universität Hannover)

Die Arbeit wurde am 18. März 2019 an der Fakultät IV unter

Vorsitz von Prof. Dr.-Ing. Julia Kowall erfolgreich verteidigt.

Diese Veröffentlichung – ausgenommen Zitate und anderweitig gekennzeichnete Teile – ist unter der CC-Lizenz CC BY lizenziert.

Lizenzvertrag: Creative Commons Namensnennung 4.0

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0>

Umschlagfoto:

Julien Hansen | CC BY 4.0

Druck: docupoint GmbH

Satz/Layout: Julien Hansen

**ISBN 978-3-7983-3082-5 (print)**

**ISBN 978-3-7983-3083-2 (online)**

**ISSN 2196-338X (print)**

**ISSN 2198-5103 (online)**

Zugleich online veröffentlicht auf dem institutionellen Repositorium der Technischen Universität Berlin:

DOI 10.14279/depositonce-8345

<http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-8345>

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, welche mir während meiner Dissertation helfend, kritisierend und moralisch zur Seite standen. Mein besonderer Dank gilt:

Meinen Betreuern Prof. Dr.-Ing. Stephan Völker, Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann sowie Prof. Dr.-Ing. Jörg Wallaschek, die mir zu jeder Zeit mit fachlichem Rat und motivierenden Worten bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen haben.

Dr. Benjamin Willeke und Dr. Sören Schäfer, die mich seit meiner Masterarbeit als Mentoren unterstützten und mir eine anschließende Promotion im L-LAB ermöglichten.

Den von mir betreuten Studenten, welche mich durch ihr Engagement und einer Vielzahl von anregenden Diskussionen auf neue Ideen brachten.

Dem gesamten Team vom L-LAB, welches mir drei spannende, vor allem aber unterhaltsame Jahre in einem innovativen Umfeld ermöglicht hat. Hierbei sei besonders Jan-Henning Willrodt erwähnt, mit dem ich während der gesamten Promotionszeit durch dick und dünn gegangen bin.

Einen lieben Dank möchte ich auch an meine Eltern richten, die stets hinter mir standen und mich während meines gesamten Werdeganges begleitet und gefördert haben.

Zu guter Letzt möchte ich meiner Lebensgefährtin Isabell danken, die mir bereits seit 10 Jahren mit ihrer motivierenden, liebevollen und unterstützenden Art zur Seite steht und mir immer wieder neue Kraft gibt.

Julien Hansen



## Kurzzusammenfassung

Der Bauraum im automobilen Scheinwerfer ist stark begrenzt. Daher wäre eine Entkopplung und Zentralisierung der Lichtquelleneinheit vorteilhaft. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Eigenschaften von Laserstrahlung zu nutzen, um eine effiziente Entkopplung der Lichtquelle vom hochaufgelösten Scheinwerfersystem mit Hilfe von Glasfasertechnologie zu realisieren. Für die Umsetzung dieser Remote-Laser-Lichtquelle werden zwei Ansätze geprüft, welche, aufgrund ihres aktuellen Forschungsstandes, eine unterschiedliche Eignung für eine Anwendung im automobilen Scheinwerfer aufweisen.

Zunächst wird ein Pr:YLF Festkörperlaser entwickelt, welcher aus einem einzigen Resonatoraufbau simultan die drei spektralen Komponenten Rot, Grün und Blau emittiert, um ein im automobilen Scheinwerfer zulässiges ECE-Weiß additiv mischen zu können. Hierbei wird der blaue Spektralanteil durch die restliche, nicht absorbierte Pumpstrahlung bereitgestellt. Zur simultanen stimulierten Emission der roten und grünen Spektrallinie wird ein Zweifach-Resonator aufgebaut, welcher die Strahlengänge beider Wellenlängenbereiche mittels eines Strahlteilerspiegels trennt. Durch die Induzierung von Verlusten für den roten Wellenlängenbereich, wird die Verstärkung beider Emissionslinien angeglichen, bis eine zeitgleiche Emission von Rot und Grün einsetzt. Es zeigt sich ein starkes Konkurrenzverhalten der beiden Verstärkungen, sodass

die simultane Emission zeitlich auf wenige Sekunden begrenzt ist. Die Lösung hierfür liegt in einer Pulsung der Pumplichtquelle, wodurch eine stabilisierte Emission von Rot und Grün aus einem Resonator erfolgt.

Bei einem weiteren Ansatz werden rote, grüne und blaue Laserdioden in einen  $N \times 1$  Faserkoppler eingespeist. Hierbei werden  $N$  Eingangsfasern zu einer einzelnen Ausgangsfaser kombiniert, an welcher am Faserende bereits durch additive Farbmischung mit einem entsprechenden Mischungsverhältnis ein weißer Farbeindruck entsteht. Es werden zwei Generationen dieser Remote-Laser-Lichtquelle vorgestellt, wobei das Initialsystem einen Lichtstrom von 1429 lm am Faserende zur Verfügung stellt und eine zweite Generation Lichtstrom von 13880 lm am Faserende emittieren kann. Um diese Lichtquelle in einem hochauflösenden Scheinwerfersystem nutzen zu können, wird die austretende Laserstrahlung mit Hilfe eines Beleuchtungspfades auf Basis von zylindrischen Mikrolinsen-Arrays auf einem DMD-Chip abgebildet. In einer Weiterentwicklung kann dieser Beleuchtungspfad mit Hilfe eines Freiform-Facetten-Reflektors auf eine einzelne Grenzfläche reduziert werden.

Zusammenfassend zeigt sich eine Umsetzbarkeit des polychromatischen Festkörperlasers. Der emittierte Strahlungsfluss der jeweiligen Emissionslinien reicht für eine Beleuchtungsanwendung jedoch nicht aus, sodass bei diesem Ansatz ein hoher Entwicklungsaufwand bis zur Anwendbarkeit im Automobil benötigt wird. Für den zweiten Ansatz zeigt sich eine Eignung zur Verwendung in einem hochauflösenden Scheinwerfer. Durch den hohen zur Verfügung stehenden Lichtstrom ergibt sich die Möglichkeit einer Vergrößerung des Ausleuchtbereiches auf der Straße im Vergleich zu heutigen DMD-Scheinwerfersystemen. Somit bietet diese Lichtquelle im Automobil das Potenzial, alle Lichtfunktionen adaptiv an die Fahrsituation aus einem einzelnen Modul zu realisieren.

## Abstract

The available constuctional space for automotive headlamps is limited. Therefore it would be beneficial to have a decoupled and centralized light source. The aim of this work was to use the advantages of laser radiation, in order to realize an efficient separation of the light source from the high resolution head lamp system using glass fibers. There are two approaches to realize the Remote-Laser-Light Source, which show a different suitability for an implementation in headlamps due to their current state of research.

In the first approach a Pr:YLF solid state laser was developed, which emits the three primary colors red, green and blue out of one resonator setup, in order to generate a permitted white light for automotive headlamps by additive color mixing. The blue spectral component is provided by the non-absorbed pump light. A two-in-one resonator is built up for the simultaneous stimulated emission of red and green, which separates the both beam paths using a beam splitting mirror. The gain of both emission lines gets adjusted by inducing losses to the red wavelength region until a simultaneous emission of red and green starts. Both stimulated emission are showing a competitive relation, whereas this stimulated polychromatic emission is limited in time. The solution is a pulsed pump light source, which allows a stablized emission of red and green out of one resonator.

Another approach deals with red, green and blue laser diodes that are coupled into a  $N \times 1$  fiber coupling element. The  $N$  input fibers are combined to a single output fiber, where a white light impression arises for an appropriate ratio of these spectral components due to additive color mixing. Two generations of this Remote-Laser-Light Source are introduced, whereas the first setup emits a luminous flux of 1429 lm and the second setup emits up to 13880 lm at the fiber output. In order to use this light source in a high resolution headlamp system, an illumination path consisting out of cylindrical microlens-arrays is used to project the emitted laser radiation on a DMD-Chip. A further improvement is provided by using a Freeform-Facet-Reflector, by which the illumination path could be reduced to a single surface.

A proof of principle of the polychromatic solid state laser was demonstrated, with future work required for increasing the emitted radiant flux for lighting applications. A high development effort is needed for this approach in order to get applied in automotive headlamps. The second approach shows a good suitability for an application in a high resolution headlamp system. Due to the high luminous flux there is the possibility to increase the field of view on the street in comparison to current DMD-headlamp systems. Therefore this light source offers the potential to realize all light functions adaptive for any situation out of one headlamp module.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzzusammenfassung</b>	<b>IX</b>
<b>Abstract</b>	<b>XI</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>XIII</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Einführung in die Thematik . . . . .	3
1.2 Aufbau der Arbeit . . . . .	4
<b>2 Technische und physikalische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Weißes Licht mittels monochromatischer Laserstrahlung . . . . .	8
2.1.1 Lumineszenzkonversion mit Leuchtstoff . .	11
2.1.2 Additive Farbmischung monochromatischer Strahlung . . . . .	14
2.2 Praseodym basierte Laser . . . . .	17
2.2.1 Das aktive Medium . . . . .	19
2.2.2 Die Pumplaserdiode . . . . .	22
2.2.3 Der Resonator . . . . .	23

<b>3</b>	<b>Entwicklung und Trends der automobilen Scheinwerfertechnologie</b>	<b>27</b>
3.1	Evolution der automobilen Lichttechnik . . . . .	28
3.2	Hochaufgelöste Scheinwerfersysteme . . . . .	34
3.2.1	Scannende Scheinwerfersysteme . . . . .	35
3.2.2	Additive Scheinwerfersysteme . . . . .	37
3.2.3	Subtraktive Scheinwerfersysteme . . . . .	38
3.3	Laserbasierte Scheinwerfersysteme . . . . .	42
3.4	Bisherige Forschungsarbeiten an Remote-Lichtquellen	46
3.4.1	Lichtleitertechnik für Beleuchtungskonzepte mit konventionellen Leuchtmitteln . . . . .	47
3.4.2	Remote laserbasierte weiße Lichtquelle . . . . .	53
<b>4</b>	<b>Konzeptionierung einer Remote-Laser-Lichtquelle (RLL) für einen hochaufgelösten Scheinwerfer</b>	<b>59</b>
4.1	Determination der Vor- und Nachteile bisheriger Remote-Lichtquellen . . . . .	60
4.2	Abschätzung über die Zukunft des Lasers im auto- mobilen Scheinwerfer . . . . .	67
4.3	Konzepte für eine RLL . . . . .	70
4.3.1	Weißer Festkörperlaser . . . . .	74
4.3.2	RGB Faserkoppler . . . . .	77
4.4	Auswahl einer Technologie für einen hochaufgelösten Scheinwerfer . . . . .	79
4.4.1	Bewertung höherer Auflösungen . . . . .	79
4.4.2	Gegenüberstellung der LCD- und DMD- Technologie . . . . .	81
4.5	RLL in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem	84
4.6	Eingrenzung der Forschungsziele . . . . .	85

<b>5</b>	<b>Polychromatische Lichtquellen auf Basis eines Pr:YLF Festkörperlasers</b>	<b>89</b>
5.1	Monochromatischer Pr:YLF Laser . . . . .	90
5.1.1	Absorptionsspektrum des Pr:YLF Kristalls	91
5.1.2	Charakterisierung der blauen Pumplaserdiode	94
5.1.3	Emissionseigenschaften des Pr:YLF Kristalls	102
5.1.4	Resonator des monochromatischen Pr:YLF Lasers . . . . .	104
5.2	Resonatordesign des Pr:YLF Lasers . . . . .	110
5.2.1	Anpassung des monochromatischen Simulationsmodells an den Laboraufbau . . . . .	111
5.2.2	Simulation eines polychromatischen Pr:YLF Lasers . . . . .	116
5.3	Polychromatischer Pr:YLF Laser . . . . .	120
5.3.1	Umschaltbare und simultane polychromatische Emission aus einem Resonator . . . . .	121
5.3.2	RGB Festkörperlaser . . . . .	129
5.4	Zusammenfassung der Ergebnisse und zukünftige Schritte . . . . .	142
<b>6</b>	<b>RLL auf Basis eines Nx1 Faserkopplers</b>	<b>147</b>
6.1	Initialsystem einer RLL . . . . .	148
6.1.1	Entwicklung der Lichtquelleneinheit . . . . .	148
6.1.2	Charakterisierung der Lichtquelleneinheit . . . . .	158
6.1.3	Auslegung des Beleuchtungspfades für einen hochaufgelösten Scheinwerfer . . . . .	170
6.1.4	Umsetzung und Charakterisierung des initialen Beleuchtungspfades . . . . .	181
6.2	Zweite Generation der RLL . . . . .	191
6.2.1	RLL mit erhöhtem Strahlungsfluss . . . . .	191

6.2.2	Freiform-Facetten-Reflektor zur Vereinfachung des Beleuchtungspfad	197
6.2.3	Charakterisierung des Freiform-Facetten-Reflektors	202
6.3	Bedeutung der RLL für einen hochaufgelösten Scheinwerfer	209
6.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	214
<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>217</b>
7.1	Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse hinsichtlich der Forschungsziele	217
7.2	Fazit	221
7.3	Zukünftige Schritte	222
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>227</b>
	<b>Betreute studentische Arbeiten</b>	<b>245</b>
	<b>Vorveröffentlichungen</b>	<b>247</b>
	<b>Offenlegungsschriften und Patentanmeldungen</b>	<b>249</b>
	<b>Abkürzungs- und Symbolverzeichnis</b>	<b>253</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>261</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>267</b>
	<b>Appendix</b>	<b>271</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die automobilen Lichttechnik unterliegt einem stetigen Wandel, bei welchem immer wieder neuartige Lichtquellen auf den Markt drängen und neues Potenzial für eine Anwendung im Scheinwerfer bieten. Hierbei dient der moderne automobilen Scheinwerfer dem „Sehen und gesehen werden, indem sie nicht nur optisch eine Pracht sind, sondern auch mehr Sicherheit durch verbesserte Systeme bieten“ (vgl. BÄMMEL [4]).

Die steigenden Anforderungen an den automobilen Scheinwerfer liegen in einer stetig gewünschten Verbesserung der Sicht des Fahrers bei einer geringen Blendung der restlichen Verkehrsteilnehmer. Einerseits wird somit die Sicherheit und andererseits der Komfort aller Verkehrsteilnehmer gesteigert. Ein weiterer großer Anforderungsbereich ist die Eröffnung von neuen Designmöglichkeiten, welcher in der Automobilindustrie eine zentrale Rolle einnimmt.

Die Entwicklung der Scheinwerfertechnologie ist speziell in den letzten zwei Jahrzehnten stark vorangeschritten. Neben neuen Lichtquellen werden auch immer wieder neue Lichtfunktionen implementiert, um die Sicherheit beim Fahren zu erhöhen. Darüber hinaus sollte die Licht emittierende Fläche immer kleiner werden,

um neue Designmöglichkeiten zu eröffnen. Der Wunsch nach neuen und bislang im Scheinwerfer nicht genutzten Lichtquellen führt somit zu einem wichtigen Wettbewerbsaspekt und immer komplexer werdenden Konzepten. Die Verwendung von Lasern hat hierbei bislang noch keine größeren Anwendungsbereiche im Automobil erschlossen, bietet aber das Potenzial, die zuvor genannten Ansprüche an neue Lichtfunktionen und Designelemente zu erfüllen. Im Scheinwerfer gibt es erst seit dem Jahr 2014 laserbasierte Lichtquellen, welche im Audi R8 LMX und im BMW i8 als Zusatzfernlicht angeboten werden. [134, 44]

Derzeit existiert der Wunsch, dynamisch auf Fahrsituationen reagieren zu können und einen hohen Grad an Individualisierung im Scheinwerfer zu ermöglichen. Hierfür sollen hochaufgelöste Scheinwerfersysteme genutzt werden.<sup>1</sup> Diese Systeme benötigen lichtformende Elemente mit einzeln schaltbaren „Licht-Pixeln“, die im eingeschalteten Zustand das gesamte Licht auf die Straße und im ausgeschalteten Zustand kein Licht auf die Straße senden. Mit Hilfe dieser Technologie können die Lichtfunktionen kamerabasiert auf jegliche Fahrsituation beispielsweise für ein blendfreies Fernlicht angepasst werden. Denkbar sind auch Symbolprojektionen oder beliebige Begrüßungslicht-Szenarien.

In der vorliegenden Arbeit werden neuartige Laser-Lichtquellen untersucht, welche als Lichtquelle in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem dienen sollen. Hierbei wird ausschließlich die Entwicklung der neuartigen Lichtquelle samt Beleuchtungspfad bis zum lichtformenden Element behandelt. Eine Betrachtung der Projektionsoptik zur Abbildung auf der Straße erfolgt nicht. Eine kurze Einführung in die vorliegende Thematik wird in Abschnitt 1.1 gegeben. Weiterhin wird der strukturelle Aufbau der Arbeit in Abschnitt 1.2 erläutert.

---

<sup>1</sup>Eine Definition der Begrifflichkeit hochaufgelöster Scheinwerfer ist in Kapitel 3 gegeben.

## 1.1 Einführung in die Thematik

Die bisherigen laserbasierten Lichtquellen im automobilen Scheinwerfer nutzen das Prinzip der Lumineszenzkonversion. Hierbei wird blaue Laserstrahlung mit Hilfe eines  $\text{Ce}^{3+}$  dotierten Yttrium-Aluminium-Granat (YAG:Ce) Leuchtstoffs in ein breites gelbliches Spektrum konvertiert, welches durch additive Farbmischung mit der restlichen blauen Strahlung einen weißen Farbeindruck ergibt (siehe Abschnitt 2.1.1). Die Verwendung dieser neuartigen Lichtquelle beschränkt sich derzeit auf ein Zusatzfernlicht, mit welchem eine Erhöhung der Ausleuchtentfernung, sowie eine Verringerung der Lichtaustrittsfläche durch erhöhte Leuchtdichten erzielt werden kann (siehe Abschnitt 3.3). [41, 27]

In dieser Dissertation sollen weitere technische Vorteile der vom Laser emittierten Strahlung genutzt werden. Speziell der geringe Divergenzwinkel und die hohen Leuchtdichten des emittierten Laserlichts werden vorteilhaft eingesetzt, um eine effiziente Einkopplung in Lichtwellenleiter mit geringen Querschnitten zu ermöglichen. Dies schafft die Grundlage zur Entkopplung der Lichtquelle vom Scheinwerfersystem, sodass der begrenzte Bauraum in der Fahrzeugfront durch den Wegfall der Lichtquelle samt Kühlsystem anderweitig genutzt werden kann. Zudem ermöglicht dies bei einer geeigneten Platzierung der sogenannten Remote-Laser-Lichtquelle (RLL), aufgrund der nicht direkt auf die Lichtquelleneinheit einwirkenden Abwärme des Motors, eine Verringerung der Größe des Kühlsystems der Lichtquelle.

Für eine effiziente Einkopplung in einen einzelnen Lichtwellenleiter gilt es demnach, eine Laserlichtquelle zu entwickeln, welche kohärente Strahlung mit einem weißen Farbeindruck im zulässigen ECE-Weißbereich emittiert. Hierfür wird bei einem ersten Ansatz ein polychromatisch emittierender Festkörperlaser aufgebaut, welcher die Emission der drei Spektralanteile Rot, Grün und Blau (RGB)

simultan aus einem Systemaufbau ermöglicht (siehe Kapitel 5). Ein zweiter Ansatz umfasst die Emission der drei spektralen Anteile RGB auf einer optischen Achse, indem ein Faserkoppler verwendet wird, welcher die Strahlung mehrerer Laserdioden zu einer Ausgangsfaser zusammenführt.

Durch die Einkopplung der Strahlung in Lichtwellenleiter ergibt sich eine Zentralisierung der Lichtquelleneinheit, sodass im Scheinwerfer ausschließlich das Faserende samt der für einen hochauflösten Scheinwerfer benötigten optischen Elementen positioniert werden muss. Bedingt durch die hohe Leuchtdichte und geringe Strahldivergenz der Laserstrahlung hinter der Ausgangsfaser, ist die Beleuchtung einer kleinen räumlich begrenzten Fläche mit einem hohen Lichtstrom möglich. Dieser Vorteil wird im Zuge der vorliegenden Arbeit genutzt, um die Beleuchtung eines lichtformenden Elements in einem hochauflösten Scheinwerfersystem zu realisieren. Hierfür stehen scannende, additive und subtraktive Technologien zur Verfügung, welche für eine Anwendung mit einer in der vorliegenden Arbeit entwickelten RLL geprüft werden (siehe Abschnitte 3.2 und 4.4).

## **1.2 Aufbau der Arbeit**

Die für das Verständnis dieser Arbeit benötigten technischen und physikalischen Grundlagen sind im folgenden Kapitel 2 gegeben. In Kapitel 3 ist ein Überblick über die Evolution der automobilen Lichttechnik aufgeführt und zeigt die Relevanz neuer Lichtquellen für einen weiteren Evolutionsschritt. Für die Konzeptionierung einer neuartigen RLL werden die Vor- und Nachteile aktueller Scheinwerfersysteme aus Kapitel 3 herausgearbeitet und die neuen Konzeptansätze sowie eine erste Abschätzung zur Zukunft des

Lasers im Automobil in Kapitel 4 vorgestellt. Zusätzlich wird in diesem Kapitel eine Evaluation des zu nutzenden lichtformenden Elements gegeben, für welches die Laser-Lichtquelle in dieser Arbeit ausgelegt werden soll.

Die Entwicklung, die Simulation sowie die Umsetzung samt Charakterisierung des ersten Systemansatzes auf Basis eines  $\text{Pr}^{3+}$  dotierten Yttrium-Lithium-Fluorid (Pr:YLF) Kristalls erfolgt in Kapitel 5. Dieses Kapitel wird mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse für den ersten Ansatz einer möglichen neuen Lichtquelle abgeschlossen. Der zweite Hauptteil in Kapitel 6 umfasst die Entwicklung einer RLL auf Basis eines  $N \times 1$  Faserkopplers. Hierzu wird ebenfalls ein Beleuchtungspfad entwickelt, welcher das emittierte Laserlicht für die Ausleuchtung des lichtformenden Elements abbildet. Es werden zwei Generationen dieser Lichtquelleneinheit vorgestellt und am Ende des Kapitels in einem zusammenfassenden Abschnitt bewertet. Abschließend wird in Kapitel 7 ein Fazit zu den gewonnenen Ergebnissen sowie ein Ausblick für die entwickelten Systeme gegeben.



## Kapitel 2

# Technische und physikalische Grundlagen

Seit der Vorstellung des ersten Lasers im Jahr 1960 wurden viele unterschiedliche Lasertypen entwickelt. Die für diese Arbeit relevanten Typen sind Festkörperlaser und Halbleiterlaser, auch Laserdioden genannt. Im Folgenden werden die theoretischen Grundlagen behandelt, welche für das weitere Verständnis dieser Dissertation benötigt werden. Ein Überblick über verschiedene Lasertypen, die Eigenschaften und die Funktionsweise sowie deren Anwendungsgebiete wird von EICHLER und EICHLER [23] gegeben. Die physikalischen Grundlagen eines Lasers werden für das Verständnis dieser Arbeit vorausgesetzt.<sup>2</sup> In diesem Kapitel wird zunächst im folgenden Abschnitt 2.1 erläutert, wie mittels monochromatischer Laserstrahlung ein weißer Farbeindruck am Auge gewonnen werden kann. Weiterhin beinhaltet Abschnitt 2.2 die Grundlagen zu Praseodym basierten Lasern und hieraus resultierend bereits bekannte Ansätze, welche auf dieser Basis eine Weißlichtemission umsetzen können.

---

<sup>2</sup>Neben dem Buch von EICHLER und EICHLER [23] können weitere physikalische Grundlagen eines Lasers in dem Werk von MESCHÉDE [82] nachgeschlagen werden.

## **2.1 Weißes Licht mittels monochromatischer Laserstrahlung**

Bedingt durch die Haupteigenschaften der Monochromasie eines Lasers, werden zusätzliche Elemente zur Erzeugung eines weißen Farbeindrucks mit dieser Lichtquelle benötigt. Hierbei gibt es verschiedene Möglichkeiten, mit Hilfe einer oder mehrerer monochromatischer Laserlichtquellen eine Weiß emittierende Lichtquelle zu realisieren. Zunächst wird für das Verständnis der Weißlichterzeugung das Prinzip der additiven Farbmischung erläutert, welches schon von HELMHOLTZ [48] im Jahr 1852 beschrieben wurde. Werden zwei Farbreize kombiniert, so erwirkt die Mischung einen einzigen neuen Farbeindruck am menschlichen Auge. [48]

Eine Weiterentwicklung der additiven Farbtheorie wurde von GRASSMANN [37] vorgestellt. Diese besagt, dass jeder beliebige Farbeindruck, unter anderem auch weiß, durch die Mischung dreier geeigneter, voneinander unabhängiger Grundfarben erzielt werden kann. Zudem kann ein farbloses Licht, also Weißlicht, schon durch die Mischung zweier Lichtfarben realisiert werden, da zu jeder Farbe eine andere komplementäre Farbe existiert, welche im korrekten Mischverhältnis mit der ersten Farbe weißes Licht ergibt. [37] Ein Weißlicht kann folglich schon durch die Nutzung einer beliebigen monochromatischen Laserdiode und ihrer Komplementärfarbe (beispielsweise Blau und Gelb) realisiert werden, wie es im späteren Verlauf dieses Kapitels noch näher beschrieben wird. Entsprechend kann durch die Mischung des Lichts von monochromatischen roten, grünen und blauen Laserdioden (RGB Laserdioden) in einem entsprechenden Mischverhältnis ein weißer Farbeindruck geschaffen werden. Diese Mischung einzelner Farbreize kann nach LÜBBE [73] sowohl zeitlich nacheinander, als auch räumlich übereinander realisiert werden. Zusätzlich nimmt das Auge mehrere Farbreize, welche nebeneinander platziert sind, jedoch nicht mehr räumlich

## 2.1. Weißes Licht mittels monochromatischer Laserstrahlung

---

aufgelöst werden können, ebenfalls als Mischfarbe wahr. Dieses physiologische Phänomen wird beispielsweise bei Fernsehern oder Computermonitoren ausgenutzt. [73]

Zur besseren Beschreibung von Farbwerten wurde im Jahr 1931 von der „Commission Internationale de l'Éclairage“ (CIE - Internationale Beleuchtungskommission) ein sogenanntes CIE-Normvalenzsystem eingeführt, welches bei technischer Farbmessung für ein 2°-Gesichtsfeld (für farbmetrische CIE 1931 Normalbeobachter) benutzt wird. Ein weiteres 10°-Gesichtsfeld, welches durch die CIE im Jahr 1964 zusätzlich empfohlen wurde, wird in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt. Wird im Zuge dieser Arbeit von dem CIE-Normvalenzsystem gesprochen, so bezieht sich diese Bezeichnung auf ein 2°-Gesichtsfeld in zweidimensionaler Darstellung<sup>3</sup>. [9] Hierbei wird jede Lichtfarbe durch genau einen sogenannten Farbort  $(x,y)$  angegeben, welcher sich aus drei Normfarbwerten  $X, Y$  und  $Z$  berechnen lässt (siehe Gleichungen 2.1 und 2.2)<sup>4</sup>. [11]

$$x = \frac{X}{X + Y + Z} \quad (2.1)$$

$$y = \frac{Y}{X + Y + Z} \quad (2.2)$$

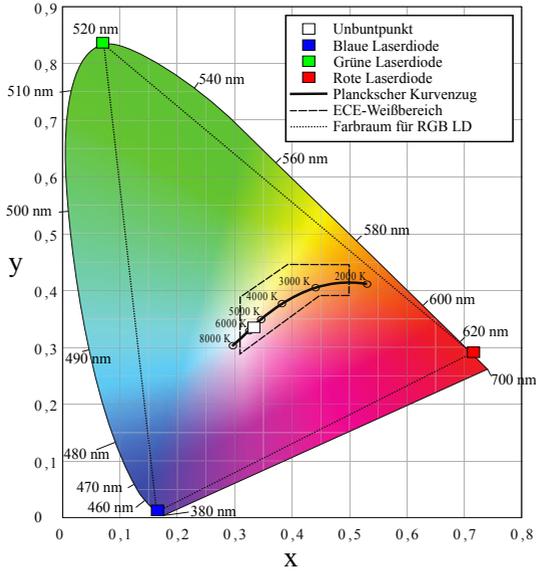
Dieser durch  $x$  und  $y$  definierte Farbort wird in der CIE-Normfarbtafel (dargestellt in Abbildung 2.1) eindeutig abgebildet. Den Rahmen bildet der Spektralfarbenzug, welcher die einzelnen monochromatische Spektralfarben beinhaltet, sowie die Verbindungslinie zwischen blauer und roter Wellenlänge, der sogenannten Purpurgeraden. Zwischen diesen Randbereichen befinden sich alle Mischfarben, welche sich aus unterschiedlichen Zusammensetzungen der

---

<sup>3</sup>Das CIE-Normvalenzsystem aus dem Jahr 1931 wird für das Verständnis dieser Arbeit vorausgesetzt und kann in der DIN 5033 nachgelesen werden.

<sup>4</sup>Die allgemeine Definition der Grundbegriffe zur Farbmetrik ist in der DIN 5033-1 gegeben.

monochromatischen Spektralfarben ergeben und mit einem Farbort definiert werden können. [10]



**Abbildung 2.1:** CIE-Normfarbtafel mit eingezeichnetem Farbraum der monochromatischen RGB Laserdioden und dem im Scheinwerfer zulässigen ECE-Weißbereich. Nach DIN 5033 [9].

Die für die Berechnung des Farbortes benötigten Normfarbwerte  $X$ ,  $Y$  und  $Z$  werden durch die Gleichungen 2.3, 2.4 und 2.5 beschrieben. Diese können durch das Integral aus einer Farbreizfunktion  $\phi(\lambda)$  und den jeweiligen Normspektralwertfunktionen  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$  und  $\bar{z}(\lambda)$  im sichtbaren Wellenlängenbereich berechnet werden. Dabei dient die Konstante  $k$  als Skalierungsfaktor. Der sichtbare Wellenlängenbereich wird entsprechend der DIN 5033 in dieser Arbeit mit  $380 \text{ nm} \leq \lambda \leq 780 \text{ nm}$  angenommen. [9, 10]

$$X = k \cdot \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \phi(\lambda) \cdot \bar{x}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (2.3)$$

$$Y = k \cdot \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \phi(\lambda) \cdot \bar{y}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (2.4)$$

$$Z = k \cdot \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \phi(\lambda) \cdot \bar{z}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (2.5)$$

Es ergibt sich aus den Gleichungen 2.3 bis 2.5 und der Berechnung der Koordinaten  $(x, y)$  (Gleichung 2.1 sowie 2.2) für jedes Spektrum ein eindeutiger Farbort. Für den automobilen Scheinwerfer ist es nach ECE Regelung 123 erforderlich, dass der Farbort des Spektrums der emittierten Strahlung im definierten, zulässigen ECE-Weißbereich liegt (siehe Abbildung 2.1). [128] Dies bedeutet für die Nutzung von Laserdioden, dass mittels monochromatischer Laserstrahlung ein zulässiges Spektrum für den Scheinwerfer geschaffen werden muss. Hierzu gibt es prinzipiell zwei Ansätze, welche im Folgenden grundlegend erläutert werden.

### 2.1.1 Lumineszenzkonversion mit Leuchtstoff

Eine Möglichkeit der Erzeugung zulässiger weißer Strahlung für den automobilen Scheinwerfer mittels Laser bzw. Laserdioden liegt in der Verwendung von Leuchtstoffen zur Frequenzkonversion. Hierbei wird die Strahlung einer oder mehrerer Laserdioden genutzt, um mit Photonen einer Wellenlänge eine selbstleuchtende Substanz anzuregen und einen Teil dieser Primärstrahlung in ein meist verbreitertes Spektrum höherer Wellenlängen zu konvertieren. Je nach

verwendetem Leuchtstoff-Typ kann eine Laserdiode mit ultraviolet (UV) oder blauer Emission genutzt werden. [39] Die höchsten Effizienzen bei der Lumineszenz durch Anregung mit blauem oder UV-Strahlung können aktuell bei  $\text{Ce}^{3+}$  oder  $\text{Eu}^{2+}$ -dotierten Leuchtstoffen erzielt werden. [53] Bei der Nutzung von Laserdioden in Kombination mit Leuchtstoffen entstehen hohe Leuchtdichten im Konversionsmedium, weshalb der thermische Quenching-Effekt auftreten kann.<sup>5</sup> Dieser Effekt ist bei dem Leuchtstoff  $\text{SrGa}_2\text{S}_4 : \text{Eu}^{2+}$  wesentlich stärker ausgeprägt als bei  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Ce}^{3+}$  (im Folgenden nur mit YAG:Ce bezeichnet). [65] Hieraus bedingt bildet der Leuchtstoff YAG:Ce die Basis für die Lumineszenzkonversion mittels monochromatischer Laserstrahlung.

YAG:Ce besitzt eine ausgeprägte Absorption im blauen Wellenlängenbereich und emittiert, aufgrund der Stokes-Verschiebung<sup>6</sup>, ein breitbandiges gelb wirkendes Spektrum, welches durch additive Farbmischung mit der nicht absorbierten blauen Strahlung weißes Licht ergibt. [89] Hierbei ist allerdings anzumerken, dass die Richtung des absorbierten Photons und eines vom Leuchtstoff emittierten Photons nicht korreliert. Aufgrund der spontanen Emission der emittierten Photonen in diesem Leuchtstoff besitzt dieses Medium eine isotrope Abstrahlcharakteristik. Das Verhältnis der schmalbandigen blauen Laserstrahlung und der breitbandigen gelben Strahlung liegt laut SCHUG ET AL. [107] bei etwa 30 % Blau zu 70 % Gelb, um eine weiße Emission erzielen zu können. [107] Bedingt durch nichtstrahlende Relaxationsprozesse in der Stokes-

---

<sup>5</sup>Beim thermischen Quenching handelt es sich um einen reversiblen Löschungsprozess, welcher eine Effizienzmindering der Emission bis zu 95 % aufgrund von steigenden Temperaturen mit sich bringt. Für ein tieferes physikalisches Verständnis dieses Effekts sei an dieser Stelle auf XIE ET AL. [140] verwiesen.

<sup>6</sup>Die Stokes-Verschiebung (oder auch Stokes-Shift) beschreibt einen Prozess, bei dem die Frequenz der emittierten Strahlung aufgrund verschiedener physikalischer Effekte geringer ist, als bei der absorbierten, anregenden Strahlung. Eine physikalische Erläuterung der beim Stokes-Shift auftretenden Prozesse ist in LAKOWICZ [70] gegeben.

## 2.1. Weißes Licht mittels monochromatischer Laserstrahlung

Verschiebung erwärmt sich der Leuchtstoff bei hohen Leuchtdichten stark, weshalb die Quanteneffizienz abnimmt, sodass ab einer gewissen Temperatur das thermische Quenching eintritt. [140] Aufgrund des thermischen Quenchings muss der Leuchtstoff mit einem guten Kühlsystem ausgestattet sein, um die Quanteneffizienz möglichst hoch zu halten. [3]

Prinzipiell gibt es nach SCHUG ET AL. [107] zwei Anordnungen, wie der YAG:Ce in Kombination mit einer blau emittierenden Laserdiode genutzt werden kann. [107] Die erste Möglichkeit der Bestrahlung besteht in einer transmissiven Anordnung. Bei diesem Ansatz kann direkt zwischen dem transmissiven Leuchtstoff und der Laserdiode eine abbildende Optik positioniert werden. In einer zweiten Variante wird ein reflektiver Leuchtstoff genutzt, bei dem das Anregen mittels Laserdiode und das Abstrahlen des Leuchtstoffs auf der gleichen Seite erfolgt. Bei diesem Ansatz sinkt zwar durch den schrägen Einfall der anregenden blauen Strahlung die Konversionseffizienz und die homogene Farbmischung, allerdings kann durch einen Spiegel auf der Rückseite des YAG:Ce Leuchtstoffs die Strahlung in nur eine Abstrahlrichtung gelenkt werden. Zusätzlich kann über die Spiegelseite ein Kühlkörper auf den Leuchtstoff aufgebracht werden, was nach ROTH [100] Vorteile in der direkten Kühlung des YAG:Ce mit sich bringt. [100]

Diese Variante der Weißlicht-Erzeugung mittels monochromatischer Laserstrahlung findet bereits Anwendung im automobilen Scheinwerfer. Die ersten Serienfahrzeuge mit dieser Technologie wurden im Jahr 2014 mit dem Audi R8 LMX und dem BMW i8 vorgestellt. In diesen Fahrzeugen wird ein Zusatzfernlicht mittels blauer Laserdioden und YAG:Ce Leuchtstoff realisiert. [2, 134] Eine genauere Betrachtung des laserbasierten Scheinwerfersystems ist im Kapitel 3.3 gegeben.

### **2.1.2 Additive Farbmischung monochromatischer Strahlung**

Mit der additiven Farbmischung wird die Überlagerung von einzelnen Farbreizen zu einem neuen wahrgenommenen Farbreiz beschrieben. So würde es nach GRASSMANN [37] bereits ausreichen, die Strahlung zweier geeigneter Laserdioden mittels additiver Farbmischung zu überlagern, um einen zulässigen Farbort im ECE-Weißbereich erzielen zu können. Übertragen auf das CIE-Normenvalenzsystem bedeutet dies, dass sich die emittierten Spektrallinien der zwei Laserdioden gegenüberliegend auf dem Spektralfarbenzug befinden müssen, sodass die direkte Verbindungslinie der zwei Punkte durch den ECE-Weißbereich geht.

Aufgrund der verfügbaren Laserdioden auf dem Markt und aufgrund eines höheren Freiheitsgrades für die Erzeugung unterschiedlicher Mischfarben, wird die additive Farbmischung zur Umsetzung einer weißen Lichtquelle heutzutage mit RGB Laserdioden realisiert. Hierbei gibt es verschiedene Ansätze, welche zur Überlagerung der Strahlengänge einzelner Laserdioden genutzt werden können. Beispielfhaft seien an dieser Stelle die Überlagerung mittels dichroitischer Spiegel (LEE [76]), optischer Faserkoppler (IDE ET AL. [57]), Integratorstäbe bzw. Mischstäbe (KOSHEL [68]), Mikrolinsen-Arrays (MLA) bzw. Wabenkondensoren (VÖLKELE und ZIMMERMANN [131]) oder optischer Streuscheiben (auch Diffusor) (WILLEKE [136]) genannt.

Einige dieser Mischelemente dienen als Homogenisatoren und andere zur Überlagerung der optischen Achse unterschiedlicher Lichtquellen. Zu letzterem zählen optische Faserkoppler sowie dichroitische Spiegel. Die optischen Mischelemente bringen unterschiedliche Vor- und Nachteile mit sich, welche in Abschnitt 6.1.3 näher beschrieben und hinsichtlich der benötigten Anwendung im hochauflösten Scheinwerfersystem diskutiert werden.

## 2.1. *Weißes Licht mittels monochromatischer Laserstrahlung*

---

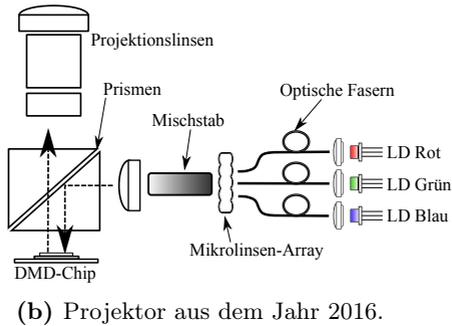
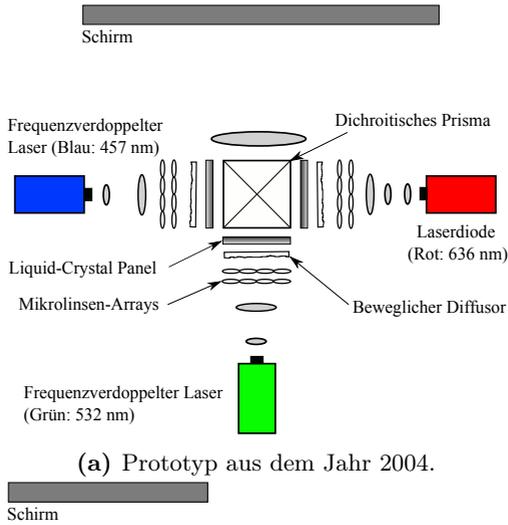
Das Prinzip der Farbmischung mittels RGB Laserdioden wird heute bislang vorwiegend bei Kinoprojektoren, Lasershows oder in Fernsehern genutzt. So konnte von KASAZUMI ET AL. [61], entsprechend Abbildung 2.2a, mittels einer Freistrahllüberlagerung bereits im Jahr 2004 ein RGB Laserprojektor vorgestellt werden, welcher eine homogene Farbdurchmischung mittels MLA und optischen Streuscheiben realisiert. Aufgrund der auf dem Markt zur Verfügung stehenden Laserdioden konnte zu dieser Zeit allerdings nur der rote Spektralbereich auf Basis von Laserdioden zur Verfügung gestellt werden. Für den grünen und blauen Spektralanteil wurden frequenzverdoppelte diodengepumpte Festkörperlaser genutzt. [61]

Eine der aktuellsten Weiterentwicklungen dieses ersten Prototypen wurde von der Firma NEC im Jahr 2016 in einem kommerziell verfügbaren Produkt mit einem Lichtstrom bis zu 5000lm auf den Markt gebracht. [90] Wie aus Abbildung 2.2b hervor geht, werden hierbei rote, grüne und blaue Laserdioden in einzelne Fasern eingekoppelt und anschließend die Faserenden vor einem MLA positioniert, um den Speckle-Effekt zu reduzieren<sup>7</sup>. Zur weiteren Durchmischung der drei Primärfarben ist ein Integratorstab hinter dem MLA positioniert, welcher über eine weitere Linse und ein Prisma auf einem DMD-Chip (DMD steht für Digital Micromirror Device) abgebildet wird. [90] Durch diese Anordnung kann eine Homogenisierung der Farb- und Leuchtdichtevertelung umgesetzt werden. Die Nutzung der drei monochromatischen Primärfarben RGB ermöglicht es, durch die Wahl einer geeigneten Gewichtung, nahezu jede Farbe im CIE-Farbraum zu emittieren. [90]

Zwei Ansätze zur Nutzung von RGB Lasermodulen für den automobilen Scheinwerfer wurden von ROTH [100] und WILLEKE [136] untersucht. Hierbei werden von ROTH [100] dichroitische Spiegel genutzt, um die RGB Laserdioden auf einer optischen Achse

---

<sup>7</sup>Für die Definition und die physikalischen Grundlagen des Speckle-Effekts sei an dieser Stelle auf MESCHÉDE [82] verwiesen.



**Abbildung 2.2:** Vergleich von RGB Laserprojektoren eines der ersten Prototypen zum aktuellen kommerziell erhältlichen Modell. (a) Umsetzung auf Basis von Freistrahüberlagerung mittels MLA und Streuscheibe. Skizze nach KASAZUMI ET AL. [61]. (b) Umsetzung auf Basis eines MLA und eines Lichtmischstabes zur Homogenisierung der Emission. Skizze nach Veröffentlichung durch die Firma NEC [90].

auszurichten. Eine vollständige Lichtverteilung wird durch ein sogenanntes scannendes System realisiert (dieser Begriff wird in Abschnitt 3.2 erläutert). WILLEKE [136] überlagert die Strahlung der RGB Laserdioden mittels MLA auf einem LC-Display (Liquid Crystal Display), um durch diese subtraktive Technologie (vgl. Abschnitt 3.2) eine beliebige Lichtverteilung umsetzen zu können. Diese neuartigen Systeme werden im Kapitel 4.2 aufgegriffen und hinsichtlich der Vor- und Nachteile für den Gebrauch im automobilen Scheinwerfer diskutiert. Die Grundlagen zur Generation der spektralen Anteile RGB aus einem aktiven Medium auf Basis eines Praseodym basierten Festkörperlasers werden im folgenden Abschnitt 2.2 vorgestellt.

## 2.2 Praseodym basierte Laser

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Weißlichtlaser für die Verwendung als Lichtquelle im automobilen Scheinwerfer zur Verfügung zu stellen. Da für die Entwicklung eines weißen bzw. polychromatischen Festkörperlasers mehrere Wellenlängen zeitgleich aus einem Resonator (siehe Abschnitt 2.2.3) emittiert werden sollen, benötigt das aktive Medium (siehe Abschnitt 2.2.1) idealerweise eine Vielzahl an Bandübergängen im sichtbaren Spektralbereich. Hierfür eignet sich das dreifach positiv geladene seltene Erd-Ion Praseodym ( $\text{Pr}^{3+}$ ). Dieses wird in einem Trägermaterial eingebracht, welches in der vorliegenden Arbeit ein Yttrium-Lithium-Fluorid Kristall ( $\text{LiYF}_4$ , wird allgemein mit YLF abgekürzt) ist. Ein derartiger Kristall wird als Pr:YLF bezeichnet. [26, 116]

Die Umsetzung monochromatischer Festkörperlaser im sichtbaren Wellenlängenbereich mit einem Pr:YLF Kristall ist in der Forschung hinreichend bekannt. Bereits im Jahr 1977 konnten

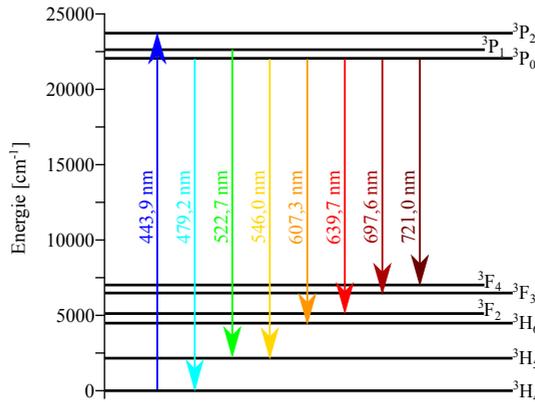
ESTEROWITZ ET AL. [25] eine Laseremission mit 479 nm bei Raumtemperatur aus einem Pr:YLF Festkörperlaser nachweisen. Weitere Emissionslinien bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb konnten von SANDROCK ET AL. [101] erstmals im Jahr 1994 stimuliert werden. Im sichtbaren Wellenlängenbereich wurden hierbei nacheinander die Bandübergänge mit einer Wellenlänge von 522,7 nm, 546,9 nm, 607,3 nm, 639,7 nm und 721,0 nm zur stimulierten Emission angeregt. [101] Zunächst konnten im Dauerstrichbetrieb nur ein geringer Strahlungsfluss emittiert werden. Eine Erhöhung des emittierten Strahlungsflusses ist durch den gepulsten Betrieb der Pumplichtquelle möglich. Hierdurch konnte bereits im Jahr 1998 ein durchschnittlicher Strahlungsfluss bis zu 2,3 W im sichtbaren Wellenlängenbereich bei 639,7 nm emittiert werden. [60] Eine erste Erhöhung des Strahlungsflusses im Dauerstrichbetrieb wurde von GÜN ET AL. [32] im Jahr 2011 realisiert. Es konnte eine Emission dieser roten Spektrallinie im Dauerstrichbetrieb mit einem Strahlungsfluss von 938 mW nachgewiesen werden. [32]

Durch den stetig steigenden zur Verfügung stehenden Strahlungsfluss blauer Laserdioden, ergibt sich ein wachsendes Interesse an kompakten, mit blauen Laserdioden gepumpten Pr:YLF Festkörperlaser. [116] So konnte mit einer derartigen Anordnung im Jahr 2018 von TANAKA und KANNARI [119] ein mittels blauer Laserdioden gepumpter Pr:YLF Laser vorgestellt werden, welcher einen Strahlungsfluss im Dauerstrichbetrieb von 6,7 W bei einer Wellenlänge von 639,7 nm aufweist. [119, 120] Für die grüne Spektrallinie bei 522,7 nm liegt der aktuell bekannte maximale Strahlungsfluss, welcher mit einer diodengepumpten Pr:YLF Laser Anordnung erzielt werden konnte, bei 1,8 W im Dauerstrichbetrieb. [119, 79]

Für einen derartigen Festkörperlaser werden prinzipiell drei Komponenten benötigt: das aktive Medium, die Pumplichtquelle und der Resonator. Die grundlegenden Komponenten werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

### 2.2.1 Das aktive Medium

Die Erzeugung der stimulierten Emission erfolgt in dem aktiven Medium, welches in der vorliegenden Arbeit ein Pr:YLF Kristall ist. Diesem wird Energie beispielsweise in Form einer Pumplichtquelle zugeführt (siehe Abschnitt 2.2.2). Der Pr:YLF Kristall besitzt mehrere Bandübergänge, welche eine Laseremission im sichtbaren Wellenlängenbereich zulassen. Unter anderem können Wellenlängen von 522,7 nm für Grün und 639,7 nm für Rot stimuliert werden. Die weiteren Emissionsübergänge samt der resultierenden Wellenlängen sind im Energieniveauschema von Praseodym in Abbildung 2.3 dargestellt. [26, 116]



**Abbildung 2.3:** Prinzip des diskreten Energieniveauschemas des Pr<sup>3+</sup>-Ions samt der emittierten Wellenlänge der entsprechenden Bandübergänge. Nach STROTKAMP [116] und ESTEROWITZ ET AL. [26].

Der Emissionswirkungsquerschnitt, dargestellt in Abbildung 2.4b, weist unterschiedliche Ausprägungen der einzelnen Wellenlängen auf. Zusätzlich besteht eine hochgradige Polarisationsabhängigkeit für einzelne Wellenlängen. Das Absorptionsspektrum des Pr:YLF Kristalls in Abbildung 2.4a zeigt, dass mehrere Absorptionspeaks im blauen Wellenlängenbereich vorhanden sind. Hierbei liegt die

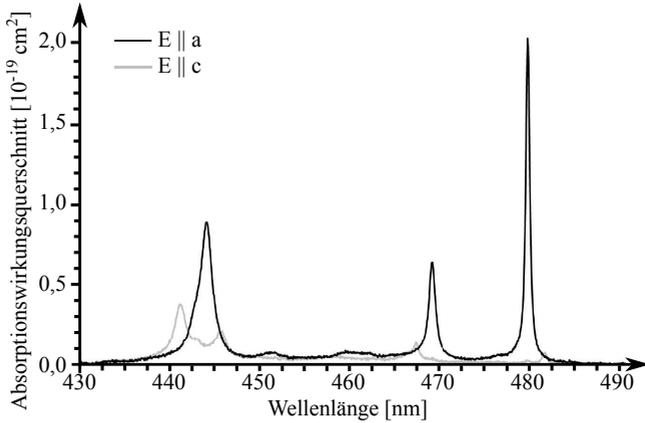
höchste Absorption bei etwa 479 nm vor. Dieser Peak ist allerdings sehr schmalbandig, wodurch die effektive Fläche unter dieser Absorptionslinie gering ist und eine frequenzstabilisierte Pumplaserdiode benötigt wird. Der Absorptionspeak um 445 nm besitzt einen geringeren Wirkungsquerschnitt, ist allerdings wesentlich breitbandiger, was ebenfalls eine breitbandigere Pumplichtquelle ermöglicht. [116]

Neben den spektralen Eigenschaften, wird eine zeitliche Charakterisierung des aktiven Mediums angeführt. Nach MARCU ET AL. [81] ist die mittlere Lebensdauer  $\tau$  die durchschnittliche Zeit, in der ein Elektron in einem höheren Energieniveau verbringt, bevor es in den Grundzustand zurückfällt. Der zeitlich aufgelöste Abfall der Fluoreszenz kann nach Gleichung 2.6 beschrieben werden.

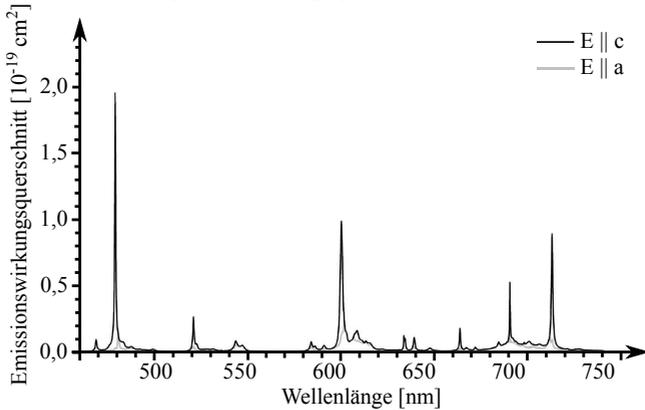
$$P(t) = P_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + const. \quad (2.6)$$

Hierbei gibt  $P_0$  den Strahlungsfluss der Fluoreszenz direkt bei der Anregung (zum definierten Zeitpunkt  $t = 0$ ) an. Der additive Term gibt ein mögliches Hintergrundrauschen oder ein beliebiges anderes Signal an, welches im Fall der Berechnung der Lebensdauer für diese Messung vernachlässigt werden kann. [81]

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Prozesse basieren ausschließlich auf spontaner Emission. Um eine stimulierte Emission umsetzen zu können, wird einerseits eine Besetzungsinversion benötigt (siehe Abschnitt 2.2.2) und andererseits eine Verstärkung der Emission (siehe Abschnitt 2.2.3).



(a) Absorptionswirkungsquerschnitt von Pr:YLF



(b) Emissionswirkungsquerschnitt von Pr:YLF

**Abbildung 2.4:** (a) Absorptionswirkungsquerschnitt eines Pr:YLF Kristalls in Abhängigkeit der Wellenlänge. Zusätzlich ist die eine Polarisationsabhängigkeit des einfallenden Lichts aufgezeigt. (b) Emissionswirkungsquerschnitt eines Pr:YLF Kristalls in Abhängigkeit der Wellenlänge. Zusätzlich ist die Polarisationsrichtung des emittierten Lichts aufgezeigt. Nach HUBER ET AL. [54].

### **2.2.2 Die Pumplaserdiode**

Der Prozess des optischen Pumpens beschreibt eine Energiezufuhr, indem Licht von dem aktiven Medium absorbiert und somit die Atome in einen angeregten Zustand überführt werden. Der angeregte Zustand bedeutet, dass die Elektronen des Atoms in ein höheres Energieniveau angehoben werden. Sind mehr Elektronen in einem höheren energetischen Niveau als in dem Grundniveau, wird im Allgemeinen von einer Besetzungsinversion gesprochen. [49] Diese ist eine Grundvoraussetzung für die stimulierte Emission.

Demnach muss die Pumplichtquelle auf die Absorptionseigenschaften des aktiven Mediums angepasst werden. Für einen Pr:YLF Kristall eignet sich die spektrale Eigenschaft einer GaN-Laserdiode mit einer Zentralwellenlänge von  $\lambda_{\text{pump}} \approx 445 \text{ nm}$ . Eine Laserdiode besitzt eine divergente elliptische Abstrahlcharakteristik. Die beiden senkrecht aufeinander stehenden Achsen der Ellipse werden als Slow- und Fast-Axis bezeichnet. [3] Für die Erzeugung der Besetzungsinversion sind hohe Energiedichten im aktiven Medium notwendig. Bedingt durch die Abstrahlcharakteristik der Pumplaserdiode, muss zunächst eine Kollimation der Strahlung erfolgen, um eine anschließende Fokussierung in das aktive Medium zu ermöglichen. [35]

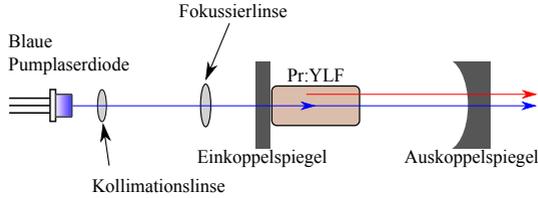
Aufgrund des breiten Absorptionsüberganges von Pr:YLF in diesem Wellenlängenbereich, ist eine geringe Verschiebung der Zentralwellenlänge der Pumplaserdiode unkritisch. Mit einem ausreichend hohen Strahlungsfluss und einer ausreichend hohen Energiedichte kann eine Besetzungsinversion erzeugt werden. [116] Eine weitere Bedingung zur stimulierten Emission liegt in der Verstärkung der spontan emittierten Photonen bis zum Einsetzen der stimulierten Emission (siehe Abschnitt 2.2.3).

### 2.2.3 Der Resonator

Befindet sich ein Elektron in einem erhöhten Energieniveau, so fällt es nach einer gewissen Zeit, unter Aussendung der Energie beispielsweise in Form eines Photons, zurück in ein niedrigeres Energieniveau. Bei dieser spontanen Emission von Photonen existiert keine Vorzugsrichtung, weshalb sich die Photonen in eine zufällige Raumrichtung bewegen. Zusätzlich ist die durchschnittliche Verweildauer der in ein höheres Niveau angeregten Elektronen bis zum Rückfall in den Grundzustand und der daraus resultierenden spontanen Emission durch das aktive Medium definiert (siehe Abschnitt 2.2.1). [82, 23] Um aus diesem spontanen Prozess eine kontrollierte stimulierte Emission umsetzen zu können, wird ein Resonator benötigt.

Nach FOUCKHARDT [28] besteht ein Resonator im einfachsten Fall aus zwei planparallelen Spiegeln, wobei mindestens einer dieser Spiegel teildurchlässig ist. Hierbei können die Spiegeloberflächen auch unterschiedliche Radien aufweisen. [23] In der vorliegenden Arbeit wird ein hemisphärischer Resonator (mit Spiegelradien bei  $r_1 = \infty$  und  $r_2 \approx L_{\text{Resonator}}$ ) genutzt.

Prinzipiell muss die Verstärkung innerhalb des Resonators größer werden als die gesamten Resonatorumlaufverluste, um eine stimulierte Emission erzielen zu können. [82] Hierbei gilt es, die Reflektivitäten der Resonatorspiegel entsprechend der zu erzielenden stimulierten Emission anzupassen (siehe Abschnitt 5.1.4). Der schematische Aufbau zum Prinzip eines roten monochromatischen Wellenlängenbetriebs ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

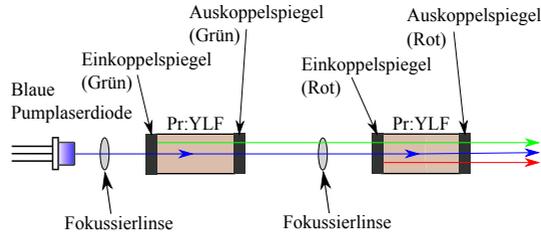


**Abbildung 2.5:** Schematische Versuchsanordnung zur Realisierung eines blauen diodengepumpten monochromatischen, rot emittierenden Pr:YLF Festkörperlasers mit hemisphärischem Resonator.

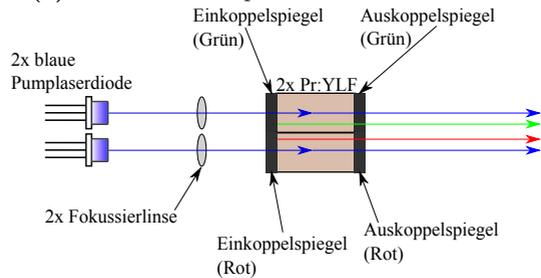
Nach STROTKAMP [116] eignet sich ein mit blauen Laserdioden gepumpter Pr:YLF aufgrund der spektroskopischen Eigenschaften des Kristalls ideal für eine RGB Strahlquelle. Hierfür werden von STROTKAMP [116] zwei Versuchsanordnungen angeführt.

Die erste Versuchsanordnung resultiert aus einem Patent von SEELERT und DIENING [111] aus dem Jahr 2007. Nach diesem werden zwei Pr:YLF Laser auf einer optischen Achse hintereinander positioniert, sodass ein erster Kristall samt Resonatorspiegel für die rote Emission und ein zweiter Kristall samt Resonatorspiegel für die grüne Emission verantwortlich ist. Die restliche blaue Pumpstrahlung dient somit als blauer Spektralanteil der RGB Lichtquelle. [111] Eine zweite Anordnung geht aus der Arbeit von BELANCOURT ET AL. [5] hervor. Hierbei werden zwei Pr:YLF Festkörperlaser nebeneinander betrieben, wobei ein Resonator für die grüne und einer für die rote Emission konfiguriert ist. Inklusive der jeweiliger blauen Pumpstrahlung soll diese RGB Lichtquelle für Displayanwendungen genutzt werden. [5]

Die Gemeinsamkeit der vorgestellten RGB Strahlquellen ist, dass die Pr:YLF Laser mit einer Pumpwellenlänge im blauen Spektralbereich angeregt werden, wobei die restliche, nicht absorbierte Pumpstrahlung als Blauanteil zur Weißlichterzeugung genutzt wird. Für die Emission von Rot und Grün wird jeweils ein aktives Medium samt eines entsprechend angepassten Resonators genutzt.



(a) Hintereinander positionierte Resonatoren



(b) Nebeneinander positionierte Resonatoren

**Abbildung 2.6:** (a) RGB Festkörperlaser mit zwei hintereinander positionierten Resonatoren, wobei der erste Resonator zur Erzeugung der grünen Emission und der zweite zur Erzeugung der roten Emission genutzt wird. Nach einem Patent von SEELERT und DIENING [111]. (b) RGB Festkörperlaser mit zwei nebeneinander positionierten Resonatoren, wobei ein Resonator zur Erzeugung der grünen und einer zur Erzeugung der roten Emission genutzt wird. Nach BELLANCOURT [5].

Somit wird aufgrund der Monochromasie eines Lasers bei den aktuellen Ansätzen für jede Wellenlänge ein eigenständiger Resonator benötigt. Eine polychromatische stimulierte Emission aus einem aktiven Medium ist mit derartigen Aufbauten nicht umsetzbar.



## Kapitel 3

# Entwicklung und Trends der automobilen Scheinwerfertechnologie

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick zu der Entwicklung der Scheinwerfertechnologie bis hin zu den aktuellen Themen in der Beleuchtungstechnik im Automobil gegeben. Hierbei werden erste Prototypen und aktuell verfügbare marktreife Scheinwerfersysteme beschrieben. Diese bisherige Entwicklung dient dem Verständnis, um das Potenzial von Lasern bzw. Laserdioden im automobilen Scheinwerfer abschätzen zu können. Zusätzlich sollen die historische Entwicklung der Scheinwerfersysteme sowie die neusten Trends als Grundlage für die Evaluation eines zukunftsfähigen Systems in Kapitel 4 genutzt werden.

Prinzipiell können lichttechnische Einrichtungen am Fahrzeug laut REIF [99] in drei Kategorien unterteilt werden: Fahrzeugscheinwerfer, Fahrzeugsignalleuchten und Fahrzeuginnenleuchten. Im Zuge dieser Dissertation soll das Hauptaugenmerk auf die Fahrzeugscheinwerfer gerichtet sein. Hierfür wird in Abschnitt 3.1 zunächst die Evolution der Scheinwerfertechnologie aufgezeigt. In dieser Arbeit wird die Anwendung neuartiger Laser-Lichtquellen untersucht und für die Nutzung in einem hochauflösenden Scheinwerfersystem

geprüft. Für die Umsetzung hochaufgelöster Scheinwerfer werden lichtformende Elemente verwendet, um eine beliebige Lichtverteilung und somit auch unterschiedliche Lichtfunktionen zu ermöglichen. Eine Beschreibung der möglichen lichtformenden Elemente befindet sich in Abschnitt 3.2.

Die Entwicklung neuartiger Lichtquellen bietet fortlaufend das Potenzial, neue und vorteilhafte Scheinwerferfunktionen zu realisieren. Die Anforderungen an den automobilen Scheinwerfer und an neue Lichtquellen steigen stetig an, während die Licht emittierende Fläche und der Bauraum im Idealfall abnehmen sollen. Allerdings wird durch die Begrenzung des Bauraums die thermische Anbindung der Lichtquelle immer problematischer. Während lange Zeit die Halogenlampe die dominierende Lichtquelle für die Beleuchtung im automobilen Scheinwerfer war, entwickelten sich in den letzten Jahren rasant neue Scheinwerfersysteme mit neuartigen Leuchtmitteln. Hierbei sind zunächst Xenon-Gasentladungslampen und LEDs zu nennen, welche gemeinsam mit den Temperaturstrahlern im Zuge dieser Arbeit als konventionelle Leuchtmittel im Fahrzeug bezeichnet werden. Dementsprechend und bedingt durch die Emissionseigenschaften der Lichtquelle ist der Laser bzw. die Laserdiode ein nicht konventionelles Leuchtmittel für den automobilen Scheinwerfer.

### **3.1 Evolution der automobilen Lichttechnik**

Die Geschichte der automobilen Beleuchtungstechnik kann auf über 100 Jahre des Wandels von Lichttechnik zurückblicken, nachdem im Jahr 1908 ein erster elektrischer Scheinwerfer in einem Fahrzeug genutzt wurde. [139] Den größten Entwicklungsschritten in der automobilen Scheinwerfertechnik gingen in den meisten Fällen die

Implementierung neuartiger Lichtquellen voraus. Bedingt durch die Emissionseigenschaften dieser neuen Leuchtmittel konnten die Lichtfunktionen des Scheinwerfers weiter optimiert und somit die Sicherheit für den Fahrer gesteigert werden.

Während die ersten Glühlampen in den 1920er Jahren eingeführt und gut 40 Jahre für die Beleuchtung eines Fahrzeugs genutzt wurden, dauerte es bis etwa 1960, dass der nächste Schritt in der Scheinwerfertechnologie hin zu Halogenlampen gemacht wurde. Analog zur Glühlampe ist auch die Halogenlampe ein Temperaturstrahler, welcher mittels elektrischen Stroms eine Wendel aus Wolframdraht zum Glühen bringt. Hierbei kann durch höhere Temperaturen der Glühwendel auch ein höherer Lichtstrom emittiert werden, wobei allerdings die Verdampfung des Wolframdrahtes zunimmt und die Lebensdauer des Leuchtmittels drastisch sinkt. Dieser Prozess wird jedoch durch den Schmelzpunkt des Wendelmaterials begrenzt. Durch die Zugabe von Halogenen in den Glaskolben der Glühlampe entsteht ein Kreisprozess, weshalb das verdampfte Wolfram wieder auf die Wendel zurückgeführt werden kann. Diese Weiterentwicklung ermöglichte es, Halogen-Einfadenlampen wie die H1, H2 und H3 ab 1964 im automobilen Scheinwerfer zu nutzen. Mit der Entwicklung der ersten Bilux-Lampe, einer Glühlampe mit zwei Wendeln im Glaskolben, konnte 1924 erstmals eine Fern- und Abblendlichtverteilung aus einer Lichtquelle mittels eines lichtformenden Reflektors realisiert werden. Die erste Halogen-Zweifadenlampe H4 konnte hingegen erst im Jahr 1971 eingesetzt werden, um zwei unterschiedliche Lichtverteilungen aus einem Reflektorsystem mit einer Halogenlampe zu generieren. [99]

Wird bei einem Fahrzeugscheinwerfer von einer Lichtverteilung gesprochen, so ist eine Beleuchtungsstärkeverteilung über einen horizontalen und vertikalen Winkelbereich auf der Straße gemeint. Üblicherweise wird aufgrund der Definition in den ECE Regelun-

gen die Lichtverteilung auf einer Messwand in 25 m Entfernung betrachtet. In Abhängigkeit der verwendeten Lichtfunktion ändert sich der beleuchtete Raumwinkel der jeweiligen Lichtverteilung. [136] Das klassische Fern- und Abblendlicht war bis in die 1980er Jahre die einzige Unterteilung verschiedener Lichtfunktionen, bis durch die Entwicklung neuartiger Lichtsysteme und durch die geänderten ECE-Regelungen R48 [127], R112 [126] und R98 [125] auch weitere Lichtverteilungen möglich gemacht wurden. [99] WICHERT [135] schlägt allerdings schon im Jahr 1970 neue situationsangepasste Lichtverteilungen wie Stadtlicht, Landstraßenlicht oder Autobahnlicht vor. [135]

Bis zur Einführung von Gasentladungslampen im Jahr 1991 waren Temperaturstrahler die einzigen genutzten Lichtquellen im automobilen Scheinwerfer. Das Licht wird bei einer Gasentladungslampe durch den Lumineszenzeffekt erzeugt. Hierbei wird ein Glaskolben mit einem Edelgas wie beispielsweise Xenon und einer Mischung aus Metallhalogeniden befüllt. Zwischen zwei festen Elektroden und durch Anlegung einer hohen Spannung (von bis zu 30000 V) entsteht in dem Glaskolben eine Entladungsstrecke, entlang welcher das Gas ionisiert wird. Bedingt durch die ansteigende Temperatur erfolgt eine Verdampfung der Metallhalogenide, die dabei Energie in Form von Licht abstrahlen. [99, 55]

Im Zuge der Entwicklung neuer Lichtsysteme, vor allem aber durch die Einführung von Projektionssystemen, sind weitere angepasste Lichtfunktionen wie beispielsweise dynamisches Kurven- und Abbiegelicht oder Schlechtwetterlichtfunktionen entstanden. [139] Speziell mit Hilfe der Projektionstechnologie wird eine neue Art der Lichtformung ermöglicht. Durch die Integration von Blenden in den Strahlengang können gezielt Bereiche in der Lichtverteilung ausgeblendet werden. [99] Mittels verschiedener Blenden, welche auf einer zylindrischen Rolle aufgebracht sind, können eine Mehrzahl an situationsangepassten Lichtfunktionen mit einem Lichtsys-

tem realisiert werden. Je nach Rotationswinkel des Zylinders sind verschiedene Lichtverteilungen einstellbar. Eine der hierbei maßgeblichen neuen Funktionen ist das blendfreie Fernlicht, welches auf Basis von Kameradaten und einer Detektionssoftware die Bereiche von vorausfahrenden und entgegenkommenden Fahrzeugen trotz dauerhaft eingeschaltetem Fernlicht entblendet. [67] Die Idee des blendfreien Fernlichts geht bereits auf ein Patent von ZUSE aus dem Jahr 1958 zurück. [142] Derartige Scheinwerfertechnologien, welche Lichtverteilungen kontinuierlich an neue Situationen anpassen können, werden heute Advanced Driving Beam Systeme (ADB-Systeme) genannt und wurden erstmals im Jahr 2010 zur Marktreife geführt. Aufgrund der Nutzung von Blenden, um Bereiche dunkel zu schalten, wird diese Art der Lichtformung als subtraktives Projektionssystem bezeichnet. [136, 64]

Eine weitere Revolution der automobilen Lichttechnik ist durch die Einführung der LED angestoßen worden. [58] Diese Halbleiter-Leuchtdiode ermöglicht sowohl die Reduzierung des Bauraums als auch die Implementierung neuer Funktionalitäten. Eine LED wird, wie eine klassische elektrische Diode, in Durchlassrichtung betrieben, besteht aber aus einem Halbleitermaterial. [99] Hierbei besitzt die LED zwei unterschiedlich dotierte Halbleiterschichten, eine n-dotierte Schicht mit einem Elektronenüberschuss und eine p-dotierte Schicht mit einem Elektronenmangel, auch als Löcher bezeichnet. Durch das Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung, welche größer ist als die Durchbruchsspannung, kommt es zum Stromfluss, sodass die Elektronen am Übergang zwischen diesen Schichten (der sogenannte pn-Übergang) mit den Löchern rekombinieren. Bei diesem Prozess wird Energie in Form von Licht freigesetzt. [106] Die effizienteste Methode zur Erzeugung von Weißlicht, wird heute mittels Halbleiter-Leuchtdiode umgesetzt. Dies geschieht, indem eine blaue LED, ähnlich der Lumineszenzkonversion mit Laserdioden, in Kombination mit einem YAG:Ce

Leuchtstoff (siehe Abschnitt 2.1) weißes Licht erzeugt. [84] Das laserbasierte Weißlichtsystem „Laser Activated Remote Phosphor“ (kurz LARP), welches bereits seit 2014 Verwendung im Automobil findet, wird in Abschnitt 3.3 näher beschrieben.

Der nächste Innovationsschritt ist durch die Nutzung von einzeln schaltbaren LEDs realisiert worden. Während LEDs als Lichtquelle serienmäßig bereits seit 2004 im automobilen Scheinwerfer genutzt werden, steht der erste Voll-LED-Scheinwerfer, bei welchem also alle Lichtfunktionen über LED-Technologie erzeugt werden, erst seit dem Jahr 2008 auf dem Markt zur Verfügung. [66] Durch die Beleuchtung mittels einzelner LEDs für jeweils einen bestimmten Raumwinkel, ist ein blendfreies Fernlicht als sogenanntes Matrix-LED Licht seit dem Jahr 2013 in Marktreife. Bei diesem ersten in Serie verbauten Scheinwerfersystem werden 50 einzeln adressierbare Segmente genutzt, sodass bestimmte Raumwinkel, in denen sich weitere Fahrzeuge befinden, entblendet werden können. Diese Technologie wird als additives ADB-System bezeichnet, welches komplett ohne mechanische Bauteile auskommt. [136, 64] Erkennt das Kamerasystem weitere Verkehrsteilnehmer, so können die entsprechenden LED-Pixel ausgeschaltet werden, um einen dunklen Lichttunnel in der Lichtverteilung zu erzeugen. Die gesamte Lichtverteilung, bestehend aus 84 einzelnen LEDs pro Scheinwerfer, in heutigen Multibeam-LED-Scheinwerfern wird in Echtzeit berechnet und wird durch die Steuergeräte alle 10 ms aktualisiert. Es wird ein Ausleuchtbereich von etwa  $\pm 20^\circ$  in der Horizontalen und  $\pm 5^\circ$  in der Vertikalen realisiert. [59] Allerdings erreichen derartige ADB-Systeme auf Basis von einzeln schaltbaren LEDs in kurzer Zeit die maximal erzielbare Auflösung, da laut SCHMIDT und WILKS in heutigen Systemen bedingt durch die Steuerelektronik maximal 100 LEDs pro Scheinwerfer und nach MOISEL maximal 150–200 LEDs pro Scheinwerfer implementierbar sind. [103, 87]

So wird sich der aktuelle Trend von dynamischen Scheinwerferlichtfunktionen laut KALZE ET AL. [59] in folgenden Fahrzeuggenerationen weiter fortsetzen und in Richtung wesentlich höherer Auflösungen als in bisherigen Lichtsystemen gehen. [59, 86] Aufgrund der begrenzten Anzahl einzeln adressierbarer LEDs im Scheinwerfer muss demnach auf andere Technologien, beispielsweise aus Kinoprojektoren, zurückgegriffen werden. Diese Technologien, welche ADB-Systeme nicht auf Basis einzeln schaltbarer LEDs umsetzen, sind in Abschnitt 3.2 beschrieben und werden im Zuge dieser Dissertation als hochaufgelöste Scheinwerfersysteme bezeichnet.

Die bisherige Entwicklung der automobilen Scheinwerfer zeigt, dass die Innovationszyklen in den letzten Jahren wesentlich kürzer geworden sind. Doch trotz der hohen Innovationskraft ist die Halogenlampe auch heute noch eine kostengünstige Alternative für die Basisausstattung von Klein- und Mittelklassewagen. [64] Durch neuartige Lichtquellen wurden, neben der Veränderung des Erscheinungsbilds der Scheinwerfer, auch ein größerer Lichtstrom sowie Tageslicht ähnlichere Farborte zur Verfügung gestellt. Mit den ersten lichtformenden Elementen ist die Einführung neuer Lichtfunktionen ermöglicht worden, welche eine Erhöhung der Fahrsicherheit deutlich begünstigen. Es kann nach einer Studie der TU DARMSTADT durch das blendfreie Fernlicht die Detektionsdistanz von Hindernissen um 36 % gegenüber Abblendlicht mit Gasentladungslampen und um 107 % gegenüber Abblendlicht mit Halogenlampen gesteigert werden. Hierbei ist anzumerken, dass die psychologische und physiologische Blendung durch das blendfreie Fernlicht nicht signifikant erhöht ist. [143] Somit gilt es, die Sicherheit des Fahrers durch eine Weiterentwicklung der Scheinwerfersysteme zu steigern, indem höhere Auflösungen und damit verbunden neuartige Lichtfunktionen zur Verfügung gestellt werden (siehe Abschnitt 3.2).

## **3.2 Hocho aufgelöste Scheinwerfersysteme**

Wie zuvor in Abschnitt 3.1 beschrieben, können ADB-Technologien in additive und subtraktive Systeme unterteilt werden. Eine dritte Technologie ist die der scannenden Scheinwerfersysteme. In diesem Abschnitt werden aus diesen drei genannten Kategorien mögliche zukünftige Systeme beschrieben. Es werden Module vorgestellt, welche bislang in ersten Prototypen umgesetzt wurden, jedoch noch keine Marktreife erreicht haben. In Abschnitt 3.2.3 wird zudem ein subtraktives System beschrieben, welches aktuell den neuesten auf dem Markt verfügbaren hocho aufgelösten Scheinwerfer auf Basis eines „Digital Micromirror Device“ (DMD) dargestellt. Als hocho aufgelöste Scheinwerfer werden im Folgenden die Systeme bezeichnet, welche eine höhere Anzahl an einzeln schaltbaren Pixeln erzielen können, als die ADB-Systeme auf Basis von Einzelchip-LEDs (also mehr als 100–200 Pixel pro Scheinwerfer, siehe 3.1). Hierbei wird bei vielen dieser Technologien das zugrundeliegende Prinzip von Kinoprojektoren oder Displays adaptiert. Ansätze zur Erhöhung der Auflösung des Scheinwerfers beispielsweise durch Technologien wie ein DMD-Chip, ein „Liquid Crystal Display“ (LCD) (siehe Abschnitt 3.2.3) oder pixelierte LED (auch  $\mu$ AFS genannt, siehe Abschnitt 3.2.2) werden von SCHMIDT und WILKS [103] vorgestellt. Diese Ansätze werden im weiteren Verlauf aufgegriffen und durch andere bereits existente Prototypen ergänzt. Eine ausführliche Begründung für die Notwendigkeit der erhöhten Auflösung für spezielle Anwendungen in Scheinwerfersystemen ist in Abschnitt 4.4.1 gegeben.

### 3.2.1 Scannende Scheinwerfersysteme

Durch die Technologie der scannenden oder auch strahlgeführten Scheinwerfersysteme wird ein gänzlich neues Feld der Fahrzeugbeleuchtung eröffnet. Hierbei werden ein oder mehrere Laserstrahlen von einer Ablenkeinheit kontinuierlich in eine oder zwei Achsen abgelenkt. Mit dem Lichtstrahl kann ein definiertes Feld zeilen- oder spaltenweise abgerastert werden. Das Bild ergibt sich aufgrund der Trägheit des Auges und der Helligkeitseindruck leitet sich gemäß des Talbot'schen Gesetzes aus dem Mittel der Verweildauer eines Lichtpunktes an der jeweiligen Position ab.<sup>8</sup>

Damit das Auge eine gesamte Lichtverteilung wahrnimmt, muss der Scanner den Lichtpunkt schneller als die Flimmerverschmelzungsfrequenz über die einzelnen Positionen bewegen. [39] Durch gezieltes Pulsen bzw. Abschalten der Laserlichtquelle für einige Spiegelpositionen lässt sich ein definierter Bereich entblenden und mittels dieses Ansatzes ein blendfreies Fernlicht realisieren. [100]

Eines der ersten Konzepte zur Realisierung eines scannenden Scheinwerfers wurde bereits im Jahr 2004 von GÖTZ ET AL. [38] vorgestellt. Bei diesem Ansatz wurde eine Basislichtverteilung mit einem scannenden System kombiniert. Ein Freiform-Reflektor trennt das Licht einer konventionellen Lichtquelle für die Basislichtverteilung und einen kollimierten Strahl für den frei modulierbaren Anteil des scannenden Systems. Für die schnelle Ablenkung des Lichts werden zwei Spiegel genutzt, welche jeweils an einem Galvanometer-Motor befestigt sind, um in x- und y-Richtung ablenken zu können. [38]

In heutigen scannenden Systemen besteht die Ablenkeinheit zu meist aus zwei hintereinander geschalteten 1D oder einem 2D „Mikro-Opto-Elektro-Mechanischen-System“ (MOEMS), welches

---

<sup>8</sup>An dieser Stelle sei für die theoretischen Grundlagen des Talbot'schen Gesetzes auf ein Buch von TROTTER [123] verwiesen.

kompakte verkippbare Spiegel mit sehr hohen Schaltfrequenzen sind. Durch die Implementierung von zwei verkippbaren Achsen kann nahezu jede beliebige Fläche abgescannt werden. Für die Beleuchtung der MOEMS werden größtenteils Laser bzw. Laserdioden genutzt, da durch die geringe Étendue dieser Lichtquelle ein größerer Lichtstrom auf der räumlich begrenzten Spiegelfläche zur Verfügung steht. [100, 39]

Bereits 2014 beschreiben SCHUG ET AL. [107] die Möglichkeit einen YAG:Ce Leuchtstoff (Grundlagen dazu in Abschnitt 2.1) mit einer blauen Laserdiode und einem scannenden Spiegel punktuell anzuregen, um diese einzelnen „Pixel“ auf der Straße abzubilden. Ein solches Prinzip ermögliche eine dynamisch anpassbare Lichtverteilung. [107] Auch in dem BMBF geförderten Forschungsprojekt „Intelligent Laser Based Adaptive Headlight System“ (iLaS) wird die Strahlung blauer Laserdioden mit einem Strahlungsfluss von 17 W mittels MOEMS genutzt, um einen strukturierten YAG:Ce Leuchtstoff partiell zur Lumineszenz anzuregen. Eine Sekundäroptik kann diesen Leuchtstoff und das restliche blaue Laserlicht auf der Straße abbilden, wodurch eine beliebige adaptive Lichtverteilung umgesetzt werden kann. Durch diese Anordnung ist es bereits möglich, einen Lichtstrom von etwa 2000 lm zu erzielen. [42, 96]

Einen Ansatz für ein scannendes Scheinwerfersystem mit RGB Laserdioden in Kombination mit einem MOEMS wird von ROTH [100] vorgestellt. Hierbei wird die Strahlung einer roten, grünen und blauen Laserdiode mittels dichroitischer Spiegel auf einem MOEMS überlagert. Ein Bild mit beliebiger Farbe kann folglich durch die Pulsung der RGB Laserdioden und einer Anpassung an den Mikros scanner erzeugt werden. Dieses System soll zur Projektion von Symbolen im Fahrzeugvorfeld genutzt werden. [100] Für weitere theoretische Grundlagen von laserbasierten MEOMS in allgemeinen Projektions- und Displayanwendungen wird an dieser Stelle auf die Dissertation von SPECHT [114] verwiesen. Zusätzlich

werden Anwendungsbeispiele für diese Technologie im automobilen Scheinwerfer in den Dissertationen von ROTH [100] und GUT [39] gegeben.

### 3.2.2 Additive Scheinwerfersysteme

An dieser Stelle wird ein kurzer Überblick zu momentan verfügbaren hochaufgelösten, additiven Scheinwerfersystemen gegeben. Diese Technologien erzeugen durch einzeln schaltbare Licht-Pixel nur in den Raumwinkelbereichen Licht, wo es auch aktuell auf der Straße benötigt wird. Aufgrund dessen wird diesen Systemen eine hohe Effizienz zugeschrieben, da im Gegensatz zu den subtraktiven Systemen kein bereits erzeugtes Licht ausgeblendet werden muss. [100]

In Abschnitt 3.1 werden erste additive Pixellichtsysteme beschrieben, welche durch die Verwendung von einzeln adressierbaren LEDs ein ADB-System mit geringer Auflösung (mit bis zu 84 Pixeln) realisieren können und in der Form seit 2013 im Kraftfahrzeug serienmäßig erhältlich sind. Um aus einem solchen additiven Scheinwerfersystem ein hochaufgelöstes System umsetzen zu können, wurde in dem BMBF Förderprojekt „Integrierte  $\mu$ -strukturierte Leuchtdioden als intelligente Lichtquellen für neuartige adaptive Fronscheinwerfersysteme“ (kurz  $\mu$ AFS) ein ADB-System mit 3072 einzeln ansteuerbaren Pixeln entwickelt. [86] Es handelt sich bei den einzeln schaltbaren Elementen dieser Technologie nicht mehr um separate LED-Chips, sondern um einen Halbleiterchip, bei welchem mit Hilfe der integrierten Schaltung mehrere LED-Pixel auf einem Chip adressierbar sind.

Im Gegensatz zu einer konventionellen LED wird in diesem Fall ein strukturiertes metallisches Lot genutzt, um den Trägerwafer mit dem optoelektronisch aktiven Element zu verbinden. Dies eröffnet

die Möglichkeit, auf einer Fläche von  $16 \text{ mm}^2$  eine Anzahl von 1024 einzeln schaltbaren Pixeln zu platzieren. [94] Diese Technologie ist in ersten Prototypen verbaut und seit dem Jahr 2018 zur Serienreife geführt worden, wobei diese allerdings bislang nicht in Serienfahrzeugen produziert wird.

### **3.2.3 Subtraktive Scheinwerfersysteme**

Bei sogenannten subtraktiven System wird zunächst Licht erzeugt und dann mittels verschiedener optischer Elemente ausgeblendet bzw. entfernt. Zwar wird aufgrund dessen diesen Technologien eine geringere Effizienz als additiven Systemen zugeschrieben, allerdings können auch höhere Auflösungen durch diese Art der Lichtformung generiert werden. In diesem Abschnitt werden speziell die Konzepte basierend auf LCD- und DMD-Technologie betrachtet und erste Scheinwerferprototypen mit diesen Systemen vorgestellt.

Die Lichtformung mittels LCD-Technologie erfolgt in transmissiver Anordnung. Die Hinterleuchtung des Displays muss mit polarisiertem Licht erfolgen. Dies kann entweder über die Nutzung von unpolarisierten Lichtquellen und einem Polarisationsfilter realisiert werden oder durch die Implementierung von Lasern bzw. Laserdioden erzielt werden. [136] Bei der Anwendung des unpolarisierten Lichts wird demnach zunächst 50% des Lichts beim ersten Polarisationsfilter absorbiert und die Effizienz des Gesamtsystems enorm verringert. Das LCD besteht aus einzeln schaltbaren Flüssigkristallen, welche die Polarisation des einfallenden Lichts je nach angelegter Spannung entweder um  $90^\circ$  verdrehen oder beibehalten. Ein zweiter um  $90^\circ$  zum Ersten verdrehter Polarisationsfilter absorbiert das nicht vom LCD beeinflusste Licht, sodass einzelne Pixel auf der Projektionsebene subtraktiv entfernt werden können. [100]

Eine Offenlegungsschrift aus dem Jahr 2009 [109] beschreibt die Hinterleuchtung eines LCD mittels RGB Laserdioden, welche durch einen Homogenisator durchmischt und auf dem LCD abgebildet werden. Allerdings wird dieses Patent sehr allgemein gehalten, sodass eine genauere Ausführungsform nicht extrahierbar ist. [109]

Das BMBF Förderprojekt „Volladaptive Lichtverteilung für eine intelligente, effiziente und sichere Fahrzeugbeleuchtung“ (kurz VoLiFa 2020) hat sich mit der Implementierung der LCD-Technologie im Automobil beschäftigt. In einem aktuellen Prototypen wird ein LED-Array zur Hinterleuchtung genutzt, bei dem das emittierte Licht über einen Polarisationssteiler in die zwei Anteile des horizontal und vertikal polarisierten Lichts aufgeteilt wird. Das nun polarisierte Licht wird auf zwei separate Bereiche des LCD gelenkt und kann durch die Anpassung des zweiten Polarisationsfilters an die jeweilige Polarisationsrichtung für die Projektion auf die Zielebene genutzt werden. Dieser Ansatz mit der vorgestellten Anordnung erzielt eine Auflösung von 30.000 Pixeln pro Scheinwerfer. [16, 51]

WILLEKE [136] beschreibt einen Ansatz bei welchem das polarisierte Licht von RGB Laserdioden genutzt wird, um mittels MLA ein LCD homogen zu hinterleuchten. Es werden 30 Laserdioden genutzt, welche einzeln mit MLA ausgestattet sind und auf der Zielebene (dem LCD) überlagert werden. Hierbei zeigte sich, dass die Farbmischung der Strahlung von Laserdioden aus unterschiedlichen optischen Achsen die größte Herausforderung an diesem Ansatz ist. [136]

Ähnlich wie vom LCD ist die Funktionsweise eines Liquid Crystal on Silicon (LCoS). Dieser wird im Gegensatz zum LCD allerdings reflektiv betrieben. Das Licht wird bei diesem System durch einen Polarisationsstrahlteiler auf den LCoS gelenkt. Bedingt durch unterschiedlich anliegende Spannungen an den einzelnen Flüssigkristallen, kann das Licht in der Polarisation gedreht werden. Auf

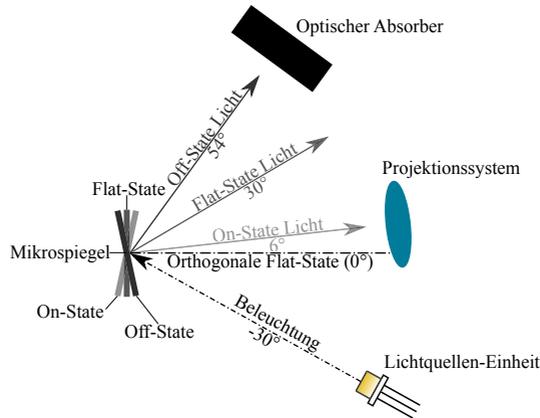
der Rückseite des LCoS ist eine Spiegelschicht aufgebracht, um das Licht erneut auf den Polarisationsstrahlteiler zu lenken. Bei einem weiteren Durchlauf der Strahlung durch diesen wird das Licht entsprechend der Polarisierung pixelweise absorbiert oder transmittiert. [100]<sup>9</sup>

Eine weitere subtraktive Scheinwerfertechnologie wird durch die Nutzung von DMD-Chips eröffnet. Diese Umsetzungsmöglichkeit realisiert im Gegensatz zur LCD-Technologie ein reflektives System. Ein DMD-Chip besteht, je nach verwendetem Modell, aus vielen tausenden bis zu einigen Millionen einzeln schaltbaren Mikrospiegeln mit einer Kantenlänge im Bereich von einigen Mikrometern. Diese Spiegel haben prinzipiell drei Schaltzustände, welche als On-State, Off-State und Flat-State bezeichnet werden. Solange die einzelnen Spiegel nicht angesteuert sind, befinden sich diese im sogenannten Flat-State, sodass diese keine mechanische Auslenkung erfahren. Im On-State wird das Licht von einem Spiegel so abgelenkt, dass es in ein Projektionssystem gelangt und auf einer Zielebene abgebildet werden kann. Der Off-State wird hingegen genutzt, um das Licht eines einzelnen Pixels (Spiegels) subtraktiv zu entfernen, in diesem Fall reflektiert ein Spiegel die Strahlung in einen Absorber. Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, betragen die Winkelpositionen des On- und Off-States der für das Automobil zugelassenen DMD-Chips (0,3“ und 0,55“ DMD)  $-12^\circ$  und  $+12^\circ$ . Der Flat-State der Mikrospiegel entspricht demnach einer Winkelposition von  $0^\circ$ . [130, 75, 122] Aus diesen Schaltzuständen ergibt sich ein möglichst geringer Einfallswinkel der Beleuchtung, also der Winkel, unter welchem die Strahlung der Lichtquelle auf den DMD-Chip trifft. Dieser sollte zwischen  $24^\circ$  und  $48^\circ$  liegen. Exemplarisch wird in Abbildung 3.1 ein Beleuchtungswinkel von  $30^\circ$  gewählt.<sup>10</sup>

---

<sup>9</sup>Weitere Informationen zum Thema LCoS können in dem Buch von OSTEN und REINGAND [95] nachgeschlagen werden.

<sup>10</sup>Für weitere technologische Hintergründe der Funktionsweise eines DMD-Chipsets sei an dieser Stelle auf LEE [75] verwiesen.



**Abbildung 3.1:** Prinzipskizze der optischen Funktionsweise eines 0,3,, DMD-Chips für verschiedene Winkelpositionen eines Mikrospiegels. Nach TEXAS INSTRUMENTS [121].

Bereits im Jahr 2001 wird eine Nutzung der DMD-Technologie im automobilen Scheinwerfer von ENDERS [24] vorgeschlagen, obgleich ENDERS keinen Ansatz zur Realisierung eines Scheinwerfersystems nennt. Vielmehr werden verschiedene realisierbare Lichtfunktionen durch die Implementierung von DMD-Chips in den Kraftfahrzeugscheinwerfer und der Mehrwert dieser neuen Möglichkeiten aufgezeigt. [24] Eine Konzeptionierung und ein erstes funktionales Scheinwerfersystem dieser Idee wurde im Jahr 2007 von KAUSCHKE [63] vorgestellt. Auch GÜNTHER stellt im Jahr 2010 einen möglichen Ansatz zur Nutzung eines hochaufgelösten Scheinwerfers mittels DMD-Technologie in Kombination mit konventionellen Lichtquellen vor. Wobei in dieser Arbeit zunächst simulative Beschreibungen für verschiedene Lichtquellengeometrien und auch erste Versuchsanordnungen erfolgen. [33]

Seit 2018 wird mit der neuen Mercedes-Maybach S-Klasse der erste hochaufgelöste Scheinwerfer mit einem verbauten 0,55“ DMD-Chip serienmäßig produziert. Hierbei wird ein Ausleuchtbereich von  $14^\circ$  in der Horizontalen und  $7^\circ$  in der Vertikalen realisiert.

Die drei genutzten High-Power LEDs stellen hierbei einen Lichtstrom von insgesamt 1000 lm in diesem genannten Ausleuchtbereich zur Verfügung, wobei die maximale Beleuchtungsstärke auf einer Messwand in 25 m Entfernung bei etwa 90 lx liegt. [102] In der aktuellen Forschung und Entwicklung werden größtenteils konventionelle Leuchtmittel zur Beleuchtung der aktiven Fläche genutzt. Aufgrund der kleinen Struktur der aktiven Fläche des DMD-Chips konnten aktuelle Forschungsansätze für einen hochaufgelösten DMD-Scheinwerfer keine höheren Lichtströme erzielen, als in dem Serienscheinwerfer des Maybach<sup>11</sup>.

Die Nachteile bei der Nutzung von konventionellen Leuchtmitteln in Kombination mit DMD-Chips werden im Abschnitt 4.4 aufgegriffen und diskutiert. Des Weiteren wird in diesem Abschnitt ein Vergleich der unterschiedlichen hochaufgelösten Scheinwerfersysteme angestellt, um die vorteilhafte Verwendung eines der Systeme in Kombination mit einer RLL zu erläutern.

### **3.3 Laserbasierte Scheinwerfersysteme**

Im Folgenden werden die ersten laserbasierten Prototypen bis hin zu dem ersten laserbasierten marktreifen Scheinwerfersystem beschrieben. Diese Technologien werden als Grundlage für das Verständnis von Kapitel 4 benötigt, in welchem deren Vor- und Nachteile sowie das zukünftige Potenzial von Laserdioden im automobilen Scheinwerfer diskutiert werden. Zusätzlich werden die aktuellsten Ansätze neuer Laserscheinwerfer aus Forschung und Entwicklung vorgestellt.

---

<sup>11</sup>Aus firmeninternen Angaben aus der Vorentwicklung der Firma HELLA geht ein maximal zur Verfügung stehender Lichtstrom von 2500 lm auf der aktiven Fläche des DMD-Chips hervor.

Der Laser als Lichtquelle ist in der allgemeinen Beleuchtungstechnik bislang nicht weit verbreitet, während die Nutzung von Laserdioden im automobilen Scheinwerfer keine Neuheit mehr darstellt. Erstmals beschrieb GAUGEL [30] die Verwendung von Lasertechnologie als Lichtquelle im automobilen Scheinwerfer bereits in seinem 1971 erteilten Patent. Ein erstes Patent (EP0291475B1 [113]) zur Realisierung einer dynamischen Scheinwerferlichtverteilung mittels Laserlichtquelle wurde hingegen erst im Jahr 1995 erteilt. Die Idee besteht darin, die Strahlung einer nicht näher beschriebenen Laserlichtquelle über einen oder mehrere Spiegel abzulenken, sodass jede beliebige Lichtverteilung generiert werden kann. [113]

Im Jahr 2011 stellen TAKAHASHI ET AL. [118] einen ersten laserbasierten Scheinwerferprototypen vor. Dieser Ansatz basiert auf dem Prinzip der Lumineszenzkonversion, wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben. Ein Lasermodul bestehend aus 13 einzelnen Laserdioden beleuchtet mittels eines konisch zulaufenden Lichtwellenleiters einen Leuchtstoff. Die bei einer Wellenlänge von 405 nm emittierenden Laserdioden sind in einer einfachen Zeile angeordnet, wobei jede einzelne Lichtquelle einen Strahlungsfluss bis zu 1 W aussenden kann. Leuchtstoffseitig besitzt der konische Lichtwellenleiter eine Austrittsfläche von  $0,89 \text{ mm}^2$ . Der Leuchtstoff befindet sich in der Brennebene eines halbschaligen Reflektors, in welchen der Lichtwellenleiter durch ein kleines Loch eintreten kann. Das vom Leuchtstoff konvertierte Licht wird durch den Reflektor auf eine Zielebene projiziert. Mit dieser Versuchsanordnung eines ersten laserbasierten Scheinwerferprototypens wird ein Lichtstrom von 450 lm bei einer Effizienz von 12 lm/W erzielt. Die Lebensdauer der Laserdioden wurde bei einer Betriebstemperatur von  $50^\circ\text{C}$  bereits zu dieser Zeit mit 30.000 Stunden angegeben. [118]

Die ersten laserbasierten Serienscheinwerfersysteme werden seit 2014 als Zusatzfernlicht im BMW i8 und im Audi R8 LMX angeboten, welche, wie in Abschnitt 2.1 näher beschrieben, auf Basis

von blauen Laserdioden und YAG:Ce Leuchtstoffen weißes Licht generieren. Dieses laserbasierte Frontscheinwerfermodul der Firma OSRAM wird als Laser Activated Remote Phosphor bezeichnet. Remote-Phosphor bedeutet in diesem Zusammenhang, dass der Leuchtstoff, im Gegensatz zum Aufbau einer weißen LED mit Konvertereinheit, räumlich von der Laserdiode getrennt werden kann. Dies kann sowohl über Lichtwellenleiter (siehe Abschnitt 3.4.2) als auch über einfache Optiken bzw. Spiegel realisiert werden. [56, 44] Prinzipiell gibt es für ein derartiges System wie das LARP-Modul zwei Anordnungsmöglichkeiten. Der Leuchtstoff kann aufgrund seiner isotropen Abstrahlcharakteristik transmissiv oder reflektiv genutzt werden. Eine transmissive Anordnung bedeutet, dass der Leuchtstoff auf der optischen Achse der Laserdiode positioniert wird und die Lichteintrittsseite der anregenden Strahlung nicht der Lichtaustrittsseite entspricht. Demnach ist die Lichteintritts- sowie die Lichtaustrittsfläche bei der reflektiven Anordnung auf einer Seite des Leuchtstoffs. Idealerweise wird bei dieser Anordnung die Rückseite des Leuchtstoffs mit einer reflektiven Schicht für das anregende Laserlicht und die Lumineszenzstrahlung ausgestattet. [52]

Der erste verbaute Scheinwerfer mit dem LARP-Modul wurde in dem Rennwagen Audi R18 E-Tron Quattro getestet. Hierbei wird das Abblendlicht sowie ein Standardfernlicht (wie auch in den ersten Serienfahrzeugen mit LARP-Modul Audi R8 LMX und BMW i8) mittels LEDs erzeugt und ausschließlich das zuschaltbare Zusatzfernlicht wird durch die LARP-Technologie generiert. Mit drei Laserdioden erzielt ein einzelnes LARP-Modul in dem Scheinwerfer des Rennwagens 300 lm. Es wurden jeweils drei Lasermodule pro Scheinwerfer verbaut, sodass ein Gesamtlichtstrom für das Zusatzfernlicht von 900 lm zur Verfügung steht. Der Lichtaustritt des Scheinwerfers im Serienfahrzeug BMW i8 weist eine Höhe von etwa 30 mm auf. [29] Die Leuchtdichte dieses ersten verbauten

Lasermoduls beträgt  $560 \text{ Mcd/m}^2$ . [134] Durch das LARP-Modul kann laut WEBER ET AL. [133] bereits die maximal zulässige Beleuchtungsstärke eines Fernlichts von  $240 \text{ lx}$  erzielt werden. [133] Bereits für die erste Generation dieses Systems werden Effizienzen von  $33 \text{ lm/W}$  für eine Betriebstemperatur von  $80^\circ\text{C}$  sowie  $49 \text{ lm/W}$  für  $25^\circ\text{C}$  angegeben. [44] Mittels dieses Moduls wird in aktuellen Serienscheinwerfern ein horizontaler Ausleuchtbereich von  $\pm 4^\circ$  abgedeckt und die Entfernung in der die Beleuchtungsstärke des Fernlichts auf unter  $1 \text{ lx}$  abfällt von  $300 \text{ m}$  (LED-Fernlicht) auf  $600 \text{ m}$  erhöht<sup>12</sup>. [41] Dieses Fernlicht kann jedoch nur in gewissen Fahrsituationen genutzt werden. So muss die Geschwindigkeit für die Einschaltung des Zusatzfernlichts laut HANAFI ET AL. [44] mindestens  $40 \text{ km/h}$  betragen, denn ab dieser Geschwindigkeit kann ein ausreichender Abstand zur Einhaltung der Augensicherheit nach GUT und HUHN [41] nicht unterschritten werden. Zusätzlich wird das Lasermodul sofort automatisch abgeschaltet, sobald ein Frontkameranystem einen weiteren Verkehrsteilnehmer detektiert. [44]

Eine Weiterentwicklung der LARP-Technologie wird von FIEDERLING ET AL. [27] vorgestellt. Diese sogenannte  $\mu$ -LARP-Technologie ist mit einem kleineren Leuchtstoff als der Vorgänger ausgestattet und soll demnach genutzt werden, um ein reines laserbasiertes Fernlicht zu erzeugen. Ein erster Prototypenscheinwerfer besteht hierbei aus sechs  $\mu$ -LARP-Modulen, um eine geeignete Fernlichtverteilung zu generieren. Laut FIEDERLING ET AL. [27] ermöglicht die LARP-Technologie die Realisierung einer etwa sechsfach höheren Leuchtdichte als gegenwärtig verbaute Automotive-LED-Lichtquellen, wobei die theoretisch realisierbare Leuchtdichte eines LARP-Moduls mindestens zehnfacher höher sei, als bei den aktuellen LEDs. [27]

---

<sup>12</sup>Diese Entfernung, bei welcher die Beleuchtungsstärke auf unter  $1 \text{ lx}$  abfällt, wird im Folgenden mit 1-Lux-Isolinie bezeichnet.

In Abschnitt 3.2 wurden bereits Prototypen mit dem Prinzip der Farbmischung von RGB Laserdioden zur Realisierung von ADB-Systemen vorgestellt. Weitere laserbasierte Prototypensysteme auf Basis von YAG:Ce Leuchtstoffen und Lichtwellenleitern in einer Remote-Lichtquellen-Anordnung sind in Abschnitt 3.4.2 beschrieben. Zunächst werden allerdings die ersten Ansätze und Umsetzungen von Remote-Lichtquellen mit konventionellen Leuchtmitteln in Abschnitt 3.4.1 erläutert. Eine grundlegende Diskussion und die Gegenüberstellung dieser beschriebenen Systeme wird im folgenden Kapitel in Abschnitt 4.1 zur Verfügung gestellt.

### **3.4 Bisherige Forschungsarbeiten an Remote-Lichtquellen**

Um das zugrundeliegende Prinzip und die Funktionsweise einer allgemeinen Remote-Lichtquelle beschreiben zu können, soll in diesem Abschnitt zunächst der Begriff erläutert werden. Hierbei bezeichnet „Remote-Lichtquelle“ (vom Englischen für „entfernte Lichtquelle“ oder „ferngesteuerte Lichtquelle“) eine Entkopplung der Lichtquelleneinheit vom Scheinwerfer. Die Grundlage dieses Prinzips ist die Lichtführung mittels Lichtleitertechnik von einer zentralisierten Position im Automobil zu den Scheinwerfern, in dem dann durch weitere Optiken und lichtformende Elemente die jeweilige Lichtfunktion umgesetzt werden soll. Die Position der Lichtquelle kann so gewählt werden, dass keine vom Motor produzierte Wärme auf diese einwirkt, weshalb die Größe des Kühlsystems reduziert werden kann und lediglich die von der Lichtquelleneinheit erzeugte Wärme abgeführt werden muss. Dieses Konzept ermöglicht eine Bauraumersparnis bei der Lichtquelleneinheit sowie direkt im Scheinwerfer, da der Bauraum der Lichtquelle und die Kühlung dieser im Scheinwerfergehäuse nicht mehr benötigt wird. Das

von dem Lichtwellenleiter zur Fahrzeugfront geführte Licht kann dort durch lichtformende Elemente wie bei heutigen Scheinwerfersystemen weiterverarbeitet werden. Um auch unterschiedliche Ansätze einer Remote-Lichtquelle besser miteinander vergleichen zu können, wird ein solches System im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur Vereinfachung prinzipiell in drei Einzelkomponenten unterteilt: Lichteinkopplung (inklusive Lichtquelle), Lichtführung und Lichtauskopplung (inklusive lichtformenden Elementen).

An dieser Stelle seien zwei grundsätzlich unterschiedliche Konzepte zu dem Thema Remote-Lichtquelle genannt, welche in der Forschung und Entwicklung untersucht und umgesetzt wurden. Ein älteres Konzept wurde hierbei von der Firma HELLA GmbH & Co. KGaA.<sup>13</sup> vorgestellt, wobei eine Betrachtung unterschiedlicher konventioneller Lichtquellen aus dem Automobil in Verbindung mit Lichtleitertechnik durchgeführt wurde. Die neueren Konzepte nutzen Laserdioden in Kombination mit einem YAG:Ce Leuchtstoff zur Erzeugung zulässiger weißer Strahlung, um eine Remote-Lichtquelle umzusetzen. Zunächst werden diese Technologien näher erläutert und ein Vergleich angestellt, um in Abschnitt 4.1 die Vor- und Nachteile dieser Systeme determinieren zu können. Aufgrund dieser Bewertung soll daraufhin die Konzeptionierung einer neuartigen RLL generiert werden.

#### 3.4.1 Lichtleitertechnik für Beleuchtungskonzepte mit konventionellen Leuchtmitteln

Das Beleuchtungskonzept einer Remote-Lichtquelle auf Basis von Lichtleitertechnik in Kombination mit konventionellen Leuchtmitteln wurde von der Firma HELLA bereits Anfang der 1990er Jahre entwickelt. [22] Ein von KATO und CHIGUSA [62] eingereichtes

---

<sup>13</sup>Der Firmenname HELLA GmbH & Co. KGaA wird im Folgenden mit HELLA abgekürzt

Patent wurde im Jahr 1993 erteilt und beschreibt die grundlegende Funktion, um eine Lichtquelle vom automobilen Scheinwerfer zu entkoppeln. [62] Ein Patent von LI ET AL. [77], in welchem das Einkoppelsystem einer Remote-Lichtquelle näher spezifiziert ist, wurde 1995 erteilt. LI ET AL. beschreiben einen parabolischen Reflektor, welcher etwa 80 % des Lichts einer Lichtquelle sammelt und kollimiert, um dieses für eine Einkopplung in einen Lichtwellenleiter zu nutzen. [77] Eine Umsetzung dieser ersten Ansätze kam im Jahr 1996 in einem ersten Prototypen bei der Firma HELLA zum Einsatz. [20, 21] Bei diesem System wurden herkömmliche Leuchtmittel in Kombination mit Reflektoren verwendet, um Licht in einen Lichtwellenleiter einzukoppeln und damit zu den Scheinwerfern zu führen. Die Lichtleitertechnik für den Scheinwerferbereich bietet nach EICHHORN [21] auch mit herkömmlichen Lichtquellen neben Bauraumvorteilen in der Fahrzeugfront schon das Potenzial, neue Designmöglichkeiten und Vorzüge in der Auslegung gewünschter Lichtverteilungen umzusetzen. [21]

In den ersten Forschungsarbeiten der Firma HELLA zu diesem Beleuchtungskonzept wurden unterschiedliche konventionelle Leuchtmittel getestet und bewertet. Zum Einsatz kamen bei diesen Prototypen sowohl unterschiedliche Halogenlampen, als auch Gasentladungslampen. Mittels elliptischer Reflektoren konnte das diffus abstrahlende Licht der, im Verhältnis zu einer Laserdiode, räumlich ausgedehnten Lichtquelle gebündelt und auf die im Querschnitt bis zu 14 mm (siehe Abbildung 3.3) große Einkopplfläche der Lichtwellenleiter fokussiert werden. [22] Eine spezielle Beschichtung des Reflektors (wie z. B. mit Infrarotfiltern) ermöglicht es, die Einkopplung von nicht sichtbarer Strahlung in den Lichtwellenleiter zu reduzieren und die thermische Belastung dieser möglichst gering zu halten. Hierdurch wird die Nutzung anderer Materialien als Glas, beispielsweise Kunststoff, für den Einsatz als Lichtleiter eröffnet. [74] Durch eine geeignete Wahl des Reflektors ist es

### 3.4. Bisherige Forschungsarbeiten an Remote-Lichtquellen

---

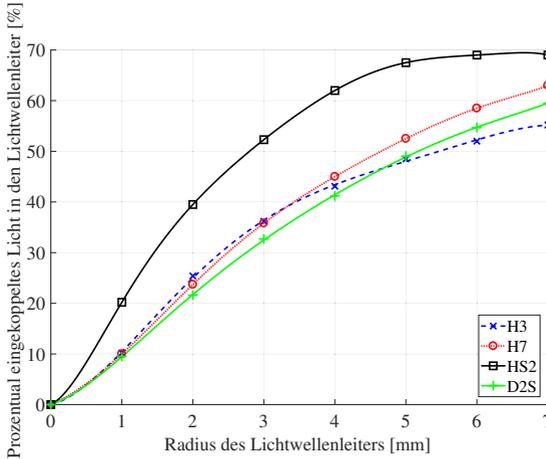
möglich, sowohl die räumliche Verteilung als auch die Winkelverteilung der einfallenden Strahlen für eine effiziente Einkopplung in den Lichtwellenleiter zu optimieren. Die räumliche Ausdehnung der Lichtquelle sowie die Reflektoreigenschaften bestimmen die minimale Größe der Einkopplfläche des Lichtwellenleiters. Der maximale Akzeptanzwinkel der Fasern bestimmt die benötigte Winkelverteilung auf der Einkopplfläche, um eine möglichst effiziente Einkopplung und Lichtführung zu gewährleisten. [22]

Im Zuge der Entwicklung dieser Remote-Lichtquelle wurden für unterschiedliche Lichtquellen und einem optimierten Reflektor verschiedene Querschnitte des Lichtwellenleiters getestet. In Abbildung 3.2 ist das für vier unterschiedliche konventionelle Lampentypen prozentual zur Emission eingekoppelte Licht gegen den Radius des Lichtwellenleiters aufgetragen (siehe Tabelle 3.1). [20]

**Tabelle 3.1:** Genutzte Lampentypen für die Messung der Koppeffizienz bei verschiedenen Radien der kreisförmigen Einkopplfläche des Lichtwellenleiters. Nach EICHHORN [20].

Lampentyp	Lage zur optischen Achse	Länge der Wendel	Durchmesser der Wendel	Lichtstrom
H3 (Halogen)	transversale Wendel	5 mm	1,2 mm	1100 lm
H7 (Halogen)	axiale Wendel	4,1 mm	1,3 mm	1100 lm
HS2 (Halogen)	axiale Wendel	2,5 mm	0,68 mm	3200 lm
D2S (Xenon)	axialer Lichtbogen	keine Angabe	keine Angabe	3200 lm

Um einen größeren Radius für die Lichtwellenleiter zur Verfügung stellen zu können, wurden viele einzelne Fasern zu einem Faserbündel angeordnet. Hierbei besitzen einzelne Fasern einen Radius von



**Abbildung 3.2:** Prozentual eingekoppelter Lichtstrom aufgetragen gegen unterschiedliche Radien der Einkoppeffläche des Lichtwellenleiters gezeigt anhand von vier konventionellen Lampentypen. Nach EICHHORN [20].

bis zu  $50\ \mu\text{m}$ . Mittels dieser Anordnung wurden maximale Radien von 7 mm hergestellt, wodurch noch eine hohe Flexibilität und Biegsamkeit der Lichtwellenleiter gewährleistet wird. [74] Es zeigte sich, dass die Einkoppeffizienz mit größeren Radien der Faserbündel ansteigen, bis diese einen Maximalwert erreicht. Speziell bei der HS2-Halogenglühlampe zeigt sich eine asymptotische Annäherung der Einkoppeffizienz an einen Maximalwert von etwa 70 % deutlich. Mit dieser Lichtquelle konnten die höchsten Koppeffizienzen erzielt werden, da die Licht emittierende Wendel die geringste Ausdehnung im Vergleich zu den anderen getesteten Leuchtmitteln besitzt. Die Sättigung würde bei den weiteren Lichtquellen erst durch größere Radien erreicht werden. [22, 20]

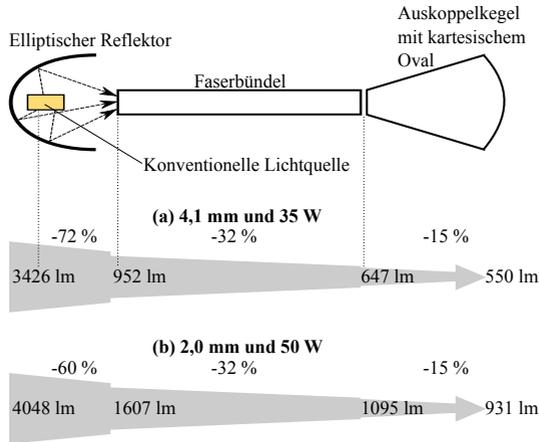
Mit der Entwicklung leistungsstärkerer LED ergaben sich neue Möglichkeiten für die Einkopplung des Lichts in den Lichtwellenleiter. Die LED kann direkt im Lichtleitkörper positioniert werden,

sodass kein großer Reflektor benötigt wird. Diese Versuchsanordnung wurde allerdings nicht als Remote-Lichtquelle für den automobilen Scheinwerfer aufgebaut. [74] Genutzt wird dieses Prinzip hingegen für den Fahrzeuginnenraum, was im Rahmen dieser Dissertation nicht weiter betrachtet wird, da die Anforderungen im Vergleich zum Scheinwerfer bezüglich der Lichtführung und des Strahlungsflusses große Unterschiede aufweisen.

Das Licht wird durch den Effekt der Totalreflexion im Lichtwellenleiter geführt. Während der Führung im Lichtwellenleiter erfährt dieses eine gewisse Abschwächung. Die Verluste erhöhen sich in den aufgeführten Prototypen zudem dadurch, dass Faserbündel genutzt werden, welche zwischen den einzelnen Fasern Freiräume aufweisen. [20] So belaufen sich die Transmissionsverluste bei der Nutzung einer D2S-Xenonlampe in dem ersten Prototypen mit einem 1 m langen Lichtwellenleiter aus Quarzglasfasern (Querschnitt von 8,5 mm) auf etwa 32 %. Diese Transmissionseffizienz konnte auch in weiteren Versuchen mit konventionellen Lichtquellen nicht signifikant verbessert werden. [19] Aufgrund der Einzelfasern besteht die Möglichkeit, das Faserbündel auf mehrere Arme aufzuteilen und unterschiedliche Hauptlichtfunktionen mit einem Modul umzusetzen. [74] Aus Abbildung 3.3 kann der abfallende Lichtstrom für das Gesamtsystem aufgeteilt auf die einzelnen Komponenten Einkopplung, Lichtführung und Auskoppeleinheit entnommen werden.

Diese Lichtstrombilanz wurde für zwei unterschiedliche Gasentladungslampen mit Elektrodenabständen von 4,1 mm und 2 mm aufgestellt. Zusätzlich ist der Reflektor für die Einkopplung des Lichts der Gasentladungslampe mit dem kleineren Elektrodenabstand facettiert, während die Oberfläche des weiteren Aufbaus glatt ist. Dieser Strukturunterschied hat nach EICHHORN [19] allerdings nur einen marginalen Einfluss auf die Koppeleffizienzen. Ein signifikanter Unterschied für die Einkoppeleffizienz ergibt sich

erneut durch die Länge des Lichtbogens, wobei die kleinere Ausdehnung eine bessere Effizienz aufweist. [19] Auch LUCE ET AL. [78] beschreiben ein derartiges Remote-Lichtquellen-Konzept. Nach diesem Ansatz der Firma PHILIPS können sowohl simulativ als auch in Laboraufbauten höhere Einkoppeleffizienzen mit bis zu 57 % erzielt werden. Genutzt wird ein optimierter Reflektor und eine extra für dieses System optimierte Gasentladungslampe mit einem Elektrodenabstand von 2,3 mm. Der Querschnitt des Lichtwellenleiters beträgt ebenfalls 8,5 mm und die Verluste entsprechen denen des HELLA Systems. [78]



**Abbildung 3.3:** Lichtstrombilanz zweier Remote-Lichtquellen der Firma HELLA mit unterschiedlichen Gasentladungslampen (Elektrodenabstand von (a) 4,1 mm, Strahlungsfluss 35 W, glatte Reflektoroberfläche und (b) 2 mm, Strahlungsfluss 50 W, facettierte Reflektoroberfläche). Nach EICHHORN [19].

Das Faserende samt Austrittsfläche des Lichtwellenleiters wird im Scheinwerfer positioniert und das austretende Licht kann mit jeder beliebigen lichtformenden Einheit weiterverarbeitet werden. An der Austrittsfläche des Lichtwellenleiters kann bedingt durch eine räumliche Anordnung der Einzelfasern bereits eine Formung des

Lichts realisiert werden. Da diese erste Remote-Lichtquelle zur Umsetzung eines statischen Abblendlichts genutzt wurde, kann an der Lichtaustrittsfläche eine Hell-Dunkel-Grenze berücksichtigt und durch eine einzelne Projektionsoptik hinter dem Faserende die Lichtverteilung abgebildet werden. [20, 21] Für die Auskoppeloptik stehen sowohl kartesische Ovale in Kombination mit Auskoppelungskegeln als auch Fresnellinsen sowie sphärische Linsen zur Verfügung, welche je nach Lichtfunktion unterschiedliche Vorteile mit sich bringen, die in der Literatur jedoch nicht im Einzelnen aufgelistet werden. [18, 19, 74] Die Auskoppel-effizienz eines kartesischen Ovals mit Auskoppelkegel wird in der Literatur für diesen ersten Prototypen mit etwa 85 % angegeben, sodass sich je nach Lichtquellentyp eine Gesamteffizienz des Systems von etwa 15 % bis 25 % ergibt (siehe Beispiel in Abbildung 3.3). [20, 19] Durch das optimierte System von LUCE ET AL. ist es möglich die Gesamteffizienz auf 33 % zu steigern. [78]

Derartige Remote-Lichtquellen wurden im weiteren Verlauf in Forschungs- und Konzeptfahrzeugen, wie in dem F400 von Daimler Chrysler und im SCC2 von Volvo, verbaut. Beide Fahrzeuge waren mit einem Abblend- und Fernlicht auf Basis der Remote-Lichtquelle ausgestattet. Beim SCC2 wurde zusätzlich ein dynamisches Kurvenlicht integriert, indem das Lichtleiterende gemeinsam mit der Auskoppeloptik geschwenkt wurde. Dieses Lichtquellenkonzept hat das Erscheinungsbild einer Fahrzeugfront erheblich beeinflusst, konnte allerdings bislang nie in Serie gebracht werden. [74] Hierfür gibt es einige Gründe, welche in Abschnitt 4.1 erarbeitet und analysiert werden.

#### 3.4.2 Remote laserbasierte weiße Lichtquelle

Neben den bereits im vorangegangenen Abschnitt 3.4.1 aufgeführten Remote-Lichtquellen mit konventionellen Leuchtmitteln, bietet der

Einsatz von laserbasierten weißen Lichtquellen in Kombination mit Lichtleitertechnologie weiteres Potenzial für den automobilen Scheinwerfer. Auch die in diesem Abschnitt vorgestellten Lichtquellen nutzen eine Laserdiode mit der Wellenlänge  $\lambda_{LD}$ , welche einen Leuchtstoff zur Lumineszenz anregt, sodass ein breiter Wellenlängenbereich  $\Delta\lambda_{YAG}$  emittiert wird. Der physikalische Prozess ist demnach identisch mit dem des LARP-Moduls (beschrieben in Abschnitt 3.3). Der Unterschied zu den in Abschnitt 3.3 beschriebenen Modulen besteht in der Möglichkeit, die Lichtquelle vom Scheinwerfer durch Lichtwellenleitertechnologie entkoppeln zu können. Da die Laserstrahlung dieses Systems jedoch nicht direkt zur Beleuchtung dient, sondern erst einen Leuchtstoff anregt, wird in dieser Dissertation bei einem derartigen Modul von einer laserbasierten Remote-Lichtquelle gesprochen. Reine entkoppelte RGB Lasersysteme ohne Konverterelement werden hingegen als RLL bezeichnet. Im Folgenden werden verschiedene Varianten einer laserbasierten Remote-Lichtquelle vorgestellt und die einzelnen Komponenten näher erläutert.

Prinzipiell kann eine derartige laserbasierte Remote-Lichtquelle in zwei Kategorien bzw. unterschiedliche Versuchsanordnungen unterteilt werden. Bei der ersten Anordnung wird die anregende Strahlung in den Lichtwellenleiter eingekoppelt und der Leuchtstoff hinter dem Faserende positioniert. Für die Eigenschaften der Lichtquelle bedeutet dies eine diffuse Abstrahlcharakteristik, da derartige Leuchtstoffe bei der Emission keine Vorzugsrichtung aufweisen. Die zweite Kategorie wird durch eine Anordnung gebildet, bei welchem zunächst ein Leuchtstoff von einer Laserdiode zur Lumineszenz angeregt, bevor das Licht in einen Lichtwellenleiter eingekoppelt wird. Es ergibt sich eine Lichtquelle, welche die Abstrahlcharakteristik des maximalen Akzeptanzwinkels der genutzten Faser besitzt. Die Bewertung hinsichtlich der Vor- und Nachteile dieser Versuchsanordnungen ist in Abschnitt 4.1 gegeben.

Erstmalig wird das Prinzip einer laserbasierten Remote-Lichtquelle für eine Anwendung im automobilen Scheinwerfer im Jahr 2007 in einer Offenlegungsschrift von HÄRLE ET AL. [129] beschrieben. HÄRLE ET AL. skizzieren verschiedene Ausführungsformen, in welchen jeweils die Strahlung einer Laserdiode in einen Lichtwellenleiter gekoppelt wird. Hinter dem Faseraustritt wird ein Konverterelement verbaut, welches die kurzwellige Strahlung der Laserdiode in ein breites langwelligeres Spektrum im sichtbaren Wellenlängenbereich konvertiert. Die unterschiedlichen Ausführungsformen sehen hierbei anders geartete Konvertereinheiten vor, welche sowohl im Leuchtstoffmaterial als auch in der Form abgeändert werden können, um an diverse Beleuchtungssysteme angepasst werden zu können. Dadurch können nach HÄRLE ET AL. einzelne Lichtspots, rechteckige Ausleuchtbereiche, definierte Striche, Hinterleuchtungen für Displays, Deckenleuchten oder automobiler Scheinwerfer realisiert werden. [129] Eine exakte Versuchsanordnung zur Umsetzung einer Lichtfunktion im Automobil wird in dem Patent nicht gegeben.

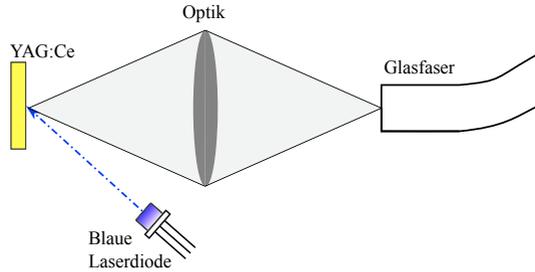
Während die erste Prototypengeneration des LARP-Moduls eine räumliche Trennung der anregenden blauen Laserdioden zum Leuchtstoff mittels Glasfasertechnologie realisiert hat, wird bei allen bislang darauf folgenden Generationen eine Versuchsanordnung ohne Lichtwellenleiter genutzt. [45, 43] Der erste Prototyp wurde im Jahr 2013 von HYING ET AL. [56] vorgestellt. Das Modul besteht aus drei blauen Laserdioden welche in eine Glasfaser mit Kerndurchmessern von  $400\ \mu\text{m}$  –  $600\ \mu\text{m}$  eingekoppelt werden können. Die Laserdioden emittieren, je nach Betriebstemperatur welche zwischen  $-40^\circ\text{C}$  und  $80^\circ\text{C}$  liegen kann, etwa  $1\ \text{W}$  –  $1,5\ \text{W}$  bei einer Wellenlänge von  $440\ \text{nm}$  bis  $460\ \text{nm}$ . An der Faseraustrittsfläche befindet sich ein sogenannter Konverterkopf, welcher den YAG:Ce Leuchtstoff beinhaltet. Bei einer Temperatur von  $25^\circ\text{C}$  ergibt sich mit dieser Anordnung ein Lichtstrom von  $742\ \text{lm}$ . [56, 45]

Ein ähnliches System wird als Scheinwerferprototyp von SCHUG ET AL. [107] im Jahr 2014 erstmals vorgestellt. Dieses Remote-Lichtquelle-Modul besteht aus einer blauen Laserdiode mit einem Strahlungsfluss bis zu 2,2 W. Der Leuchtstoff ist in reflektiver Anordnung zur Laserdiode positioniert. Die blaue Strahlung wird zunächst auf den YAG:Ce gestrahlt, um diesen anzuregen. Über eine Linse direkt vor dem Fasereingang (Querschnitt von 1 mm) wird die Strahlung in den Lichtwellenleiter eingekoppelt, wie in Abbildung 3.4a dargestellt. Mit dieser Anordnung kann die Einkoppeleffizienz im Vergleich mit der konventionellen Remote-Lichtquelle aus Abschnitt 3.4.1 auf 65%–70% gesteigert werden. Am Faserausgang steht ein Lichtstrom von etwa 230 lm zur Verfügung. Dies entspricht einer Leuchtdichte von rund 310 Mcd/m<sup>2</sup> bei einem 1 mm großen Durchmesser des Faserausgangs. [52, 108]

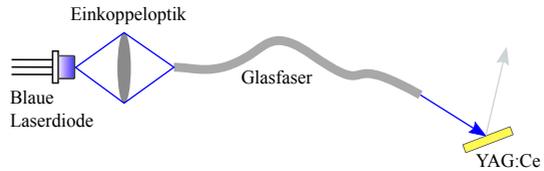
Die zweite Ausführungsform, dargestellt in Abbildung 3.4b, beinhaltet eine reine Entkopplung der blauen Laserdiode vom Scheinwerfer, welches als Laserdiodenmodul bezeichnet wird und zusätzlich eine einzelne Linse zum Einkoppeln der blauen Laserstrahlung in die Faser umfasst. Diese Anordnung erlaubt es wesentlich kleinere Faserquerschnitte von 125  $\mu\text{m}$  – 350  $\mu\text{m}$  zu nutzen. Mit einem Strahlungsfluss von 2,1 W kann durch diesen Versuchsaufbau ein Lichtstrom von 450 lm erzielt werden. Die Leuchtdichte am reflektiven angeordneten Leuchtstoff hinter der Faser fällt gaußförmig ab, erzielt aber in der Mitte des Lichtspots eine maximale Leuchtdichte von  $> 1 \text{ Gcd/m}^2$ . [108]

In Abschnitt 4.1 wird ein Vergleich dieser Systeme mit den Remote-Lichtquellen auf Basis konventioneller Leuchtmittel angestellt. Anschließend werden diese Systeme hinsichtlich deren Vor- und Nachteile für die Anwendung im automobilen Scheinwerfer bewertet. Des Weiteren wird in Abschnitt 4.2 eine Abschätzung über die Zukunft des Lasers im Scheinwerfer gegeben.

### 3.4. Bisherige Forschungsarbeiten an Remote-Lichtquellen



(a) YAG:Ce Leuchtstoff wird zunächst mit einer blauen Laserdiode angeregt und dann in eine Glasfaser eingekoppelt.



(b) Zunächst wird die blaue Laserstrahlung in eine Faser eingekoppelt und anschließend hinter dem Faserausgang auf den YAG:Ce Leuchtstoff gestrahlt

**Abbildung 3.4:** Prinzipskizzen zweier laserbasierter Remote-Lichtquellen in unterschiedlichen Anordnungen. Nach SCHUG ET AL. [108].



## Kapitel 4

# Konzeptionierung einer Remote-Laser-Lichtquelle (RLL) für einen hochaufgelösten Scheinwerfer

Im Folgenden werden bisherige Forschungsarbeiten und Umsetzungen, welche bereits in Abschnitt 3.4 beschrieben wurden, betrachtet sowie bezüglich deren Vor- und Nachteile bewertet. Des Weiteren erfolgt eine Abgrenzung der in der vorliegenden Arbeit neu vorgestellten RLL zu den bekannten Systemen.

Wie bereits in Kapitel 2 erläutert, wird prinzipiell bei der Konzeptionierung eines hochaufgelösten Scheinwerfersystems in dieser Dissertation zwischen der Lichtquelle und der Lichtformung unterschieden. Als Lichtquelle für das neue System soll eine RLL entwickelt und genutzt werden, welche in zwei unterschiedlichen Ansätzen entsprechend Abschnitt 4.3.1 sowie 4.3.2 aufgebaut und hinsichtlich einer Anwendbarkeit im automobilen Scheinwerfer geprüft wird. Die Lichtformung soll durch Module realisiert werden, die aus Kinoprojektoren oder Displays bekannt sind, um entsprechend des Trends von hochaufgelösten Scheinwerfern (wie in der Evolution der Scheinwerfertechnologie gezeigt, vgl. Abschnitt 3.2), möglichst hohe Auflösungen erzielen zu können. Eine Auswahl

des zu nutzenden Systems wird in 4.4 gegeben. Das Beleuchtungskonzept mittels der zu entwickelnden RLL in Kombination mit dem ausgewählten lichtformenden Element für das hochaufgelöste Scheinwerfersystem wird anschließend in Abschnitt 4.5 diskutiert.

## **4.1 Determination der Vor- und Nachteile bisheriger Remote-Lichtquellen**

Die bisherigen Forschungsarbeiten im Themenbereich einer Remote-Lichtquelle mit konventionellen sowie laserbasierten Lichtquellen werden in diesem Abschnitt bewertet und gegenübergestellt. Auf Basis dieser Determination der Vor- und Nachteile soll in Abschnitt 4.4 eine Konzeptionierung der neuen RLL erarbeitet werden.

Für verschiedene Einbaubereiche werden in der Konzernnorm VW 80000 [132] unterschiedliche Temperaturkollektive angegeben, welche eine Komponente in jedem Bereich des Automobils erfährt. So ist im Motorraum eine maximale Umgebungstemperatur von 120°C angegeben, während im Innenraum oder im Karosseriebereich eine wesentlich geringere maximale Umgebungstemperatur von 80°C auf die Lichtquelle einwirken würde. [132] Bedingt durch die Verwendung von Lichtwellenleitern kann die Lichtquelle vom Scheinwerfer entkoppelt verbaut werden und es besteht die Möglichkeit, den Einbauort dieser neu zu definieren. Die Position kann demnach vorteilhaft entsprechend einer geringeren Umgebungstemperatur ausgewählt werden.

Die Entkopplung einer Lichtquelle vom automobilen Scheinwerfer bringt somit eine Platzersparnis im Motorraum sowie eine Reduktion des Kühlsystems mit sich. Auch die Temperaturerhöhung im Scheinwerfergehäuse kann, aufgrund der thermische Verlustleistung

der Lichtquelle, durch eine Remote-Anordnung verringert werden. Dies bedeutet, dass durch eine geschickte Auswahl der Einbauposition das benötigte Kühlsystem sowohl an der Lichtquelleneinheit als auch im Scheinwerfer selbst erheblich reduziert werden kann.

Durch die räumlich begrenzte Lichtaustrittsfläche und die Abstrahlcharakteristik eines Lichtwellenleiters weist die Nutzung einer Remote-Lichtquelle Vorzüge in der Auslegung einfacher Optiken für gewünschte Lichtverteilungen auf. Der von einem Glasfaserelemente emittierte Divergenzwinkel des Strahlenbündels zwischen der optischen Achse und dem maximal von der Faser geführten Lichtstrahl liegt, bedingt durch den maximalen Akzeptanzwinkel des Lichtwellenleiters, bei einer numerischen Apertur von 0,22 bei etwa  $12,7^\circ$ . Bei der Nutzung von Faserbündeln kann das Austrittsbündel bereits entsprechend der gewünschten Lichtverteilung geformt werden. Dies ist zugleich auch ein Nachteil dieses klassischen Moduls, da der Trend in heutigen Scheinwerfern zu adaptiven Frontbeleuchtungssystemen (AFS) für die Generierung neuer adaptiver Lichtfunktionen geht und mit der konventionellen Remote-Lichtquellen-Anordnung ohne weitere lichtformende Elemente nur eine statische Lichtverteilung umgesetzt werden kann. Eine effiziente Ausleuchtung dieser räumlich begrenzten lichtformenden Elemente ist aufgrund der vergleichsweise großen Ausdehnung der Lichtaustrittsfläche eines derartigen Faserbündels nicht möglich.

Der größte Nachteil und zudem einer der Hauptgründe weshalb sich die Remote-Lichtquelle mit konventionellen Leuchtmitteln nicht am Markt etablieren konnte, liegt in der Gesamteffizienz des Systems. Diese Effizienz konnte trotz einiger bereits in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Optimierungen nicht signifikant über 33 % gesteigert werden. Hierbei werden die größten Verluste durch die Einkopplung der diffus abstrahlenden Lichtquelle verursacht. Zusätzlich hat sich im Zuge der Entwicklung der Remote-Lichtquelle mit konventionellen Leuchtmitteln gezeigt, dass die Ausdehnung der

Emissionsfläche der genutzten Lichtquelle einen signifikanten Einfluss auf die Einkoppeleffizienz besitzt. Eine Verbesserung zur Erhöhung der Einkoppeleffizienz kann somit durch die Nutzung von Lasern erzielt werden. Aufgrund der hohen Leuchtdichten und der kohärenten Lichtemission mit einer geringen Divergenz können Laser bereits mit einer einfachen Linse extrem kleine Fokuspunkte erzielen. Dies erlaubt eine effiziente Einkopplung in Lichtwellenleiter mit Durchmessern von wenigen Mikrometern bis zu einigen hundert Mikrometern.

In Abschnitt 3.4.2 wird gezeigt, dass bei ersten laserbasierten Remote-Lichtquellen die Anordnung des YAG:Ce Leuchtstoffs vor oder hinter der Glasfaser einen grundsätzlichen Unterschied bezüglich der Gesamteffizienz des Systems ausmacht. So ist der zur Verfügung stehende Lichtstrom bei einer laserbasierten Remote-Lichtquelle mit einem hinter der Glasfaser positionierten Leuchtstoff größer als bei einem vergleichbaren System mit vorgestelltem Leuchtstoff. Dieser bedeutend höhere Lichtstrom ist mit den wesentlich geringeren Verlusten am Fasereingang zu erklären, da lediglich die kohärente Laserstrahlung in die Lichtwellenleiter eingekoppelt werden muss. Durch die Lambert'sche Abstrahlcharakteristik des YAG:Ce Leuchtstoffes kann nur ein begrenzter Teil des diffusen Lichts in die Glasfaser eingekoppelt werden. Die restliche Strahlung wird nicht in den Lichtwellenleiter eingekoppelt oder nicht geführt, da sie durch den Mantel abgestrahlt wird. Aufgrund dieses Effekts müssen bei konventionellen Leuchtmitteln bzw. vorgestellten Leuchtstoffen größere Faserquerschnitte verwendet werden, um einen möglichst großen Anteil des diffusen Lichts einkoppeln zu können. Somit wird die lichtemittierende Fläche bzw. das Faserelement bedeutend größer, während die Einkoppelverluste nur bedingt reduziert werden können. Bei dem nach der Faser positionierten Leuchtstoff kann jedoch ein gelblicher Farbrand entstehen, welche bei einem vorgestellten Leuchtstoff nicht auftreten. Die Homo-

genität bzw. die bessere Durchmischung der gelben und blauen Spektralanteile wird durch die gemeinsame Führung im Lichtwellenleiter begünstigt. Bedingt durch die bessere Durchmischung ist zudem die Leuchtdichte am Faserende gleichmäßiger verteilt, als beim einem nachgestellten Leuchtstoff.

Ein großer Vorteil im Vergleich zu einer LED liegt in der Möglichkeit einer Separierung des Leuchtdioden-Chips zum Leuchtstoff. Die Reduktion des Wärmeeintrags ergibt eine erhöhte Effizienz der Lumineszenzkonversion. [44] Durch die Nutzung von Laserdioden muss der YAG:Ce Leuchtstoff hingegen wesentlich höheren Leuchtdichten standhalten, als bei LED basierten Weißlichtsystemen. Diese können bis zu 100 Mal höher sein, wodurch Lichtquellen mit extrem geringen Emissionsflächen realisiert werden können. [107] Hieraus ergibt sich allerdings auch ein Nachteil dieser laserbasierten Remote-Lichtquelle. Aufgrund der hohen Leuchtdichten erfährt der Leuchtstoff punktuell einen großen Wärmeeintrag. Da der Absorptionskoeffizient von YAG:Ce temperaturabhängig ist, setzt bei Überschreitung einer gewissen Leistungsdichte der anregenden Strahlung und unzureichender Kühlung des Leuchtstoffs das thermische Quenching ein (siehe Abschnitt 2.1). Bei diesem Lösungsprozess absorbiert der YAG:Ce einen Großteil der blauen Laserstrahlung, konvertiert diese allerdings nur in Wärme, sodass die Lumineszenzkonversion in ein gelbes Spektrum ausbleibt. [107] Diese Löschung begrenzt den erzielbaren Lichtstrom eines einzelnen YAG:Ce und Laserdioden Moduls, weshalb mehrere oder größere Leuchtstoffe angeregt werden müssen, um alle Lichtfunktionen mit einem solchen System generieren zu können.

Aufgrund der Lumineszenzkonversion der blauen Laserstrahlung mittels YAG:Ce zu einem breitbandigen gelben Emissionsspektrum gehen die Eigenschaften der Laserstrahlung verloren. Bedingt durch diesen Prozess wird die Kohärenz größtenteils zerstört, es besteht keine Vorzugsrichtung der Polarisation, die Monochroma-

sie wird durch die Lumineszenz des Leuchtstoffs aufgehoben und das gelbe Spektrum wird diffus in jede Raumrichtung abgestrahlt. Die Zerstörung der typischen Lasereigenschaften bringt hierbei zwei Vorteile mit sich. Durch die Streuung der gebündelten Laserstrahlung wird die Augensicherheit des Gesamtmoduls begünstigt, sodass keine hochgradig kohärente Laserstrahlung auf die Straße abstrahlt wird. Zusätzlich kann mit Hilfe der Lumineszenzkonversion ein ECE-konformes Weiß emittiert werden, welches im automobilen Scheinwerfer zulässig ist.

Allerdings bringt die Zerstörung der Lasereigenschaften auch Nachteile mit sich, da die Eigenschaften eines Lasers für einige Anwendungen im automobilen Scheinwerfer vorteilhaft sind. Ein Nachteil der Aufhebung dieser Eigenschaften liegt in der isotropen Abstrahlcharakteristik von YAG:Ce Leuchtstoffen. Das diffuse Licht wird zunächst in jede Raumrichtung abgestrahlt und muss mittels zusätzlicher optischer Komponenten erneut gerichtet werden. Die vorteilhafte geringe Étendue der Laserdiode zur Beleuchtung kleiner, räumlich begrenzter Flächen, wie beispielsweise eines DMD-Chipsets, geht durch die Lumineszenzkonversion verloren. Vor allem diese geringe Étendue und die hohen Leuchtdichten einer Laserdiode begünstigen eine effiziente Beleuchtung von DMD-Chips zur Realisierung hochauflösender Scheinwerfersysteme. Bedingt durch diese besondere Eigenschaft der Laserdiode wird eine nahezu verlustfreie Einkopplung in Glasfasern ermöglicht und die Lichtquelle vom Scheinwerfer entkoppelt. Ein weiterer Vorteil der Laserdiode liegt in der linearen Polarisationsrichtung der Emission. Dies bringt neue Möglichkeiten in der effizienteren Beleuchtung eines LC-Displays im Vergleich zu konventionellen nicht polarisierten Lichtquellen mit sich. WILLEKE [136] nutzt polarisierte Laserstrahlung von RGB Laserdioden, um einen hochauflösenden Scheinwerfer mittels LCD zu realisieren. Zudem gewährleistet die kompakte Bauweise und die geringe Emissionsfläche einer Laserdi-

ode die Gestaltung von neuen Fahrzeugfronten durch wesentlich kleinere Lichtaustrittsflächen.

Die Mischung von roter, grüner und blauer Laserstrahlung in einem korrekten Mischverhältnis ermöglicht die Umsetzung einer Lichtquelle, welche Strahlung im zulässigen ECE-Weißbereich emittiert. Zusätzlich eröffnet die Verwendung dieser drei Spektralkomponenten eine höhere Flexibilität in der Farbemission, denn es kann nahezu jeder beliebige Farbort in der CIE-Normfarbtafel durch eine geeignete Gewichtung der spektralen Anteile eingestellt werden. Beispielsweise kann ein zulässiges Warm- oder Kaltweiß bei längeren Nachtfahrten individuell an den Fahrer angepasst werden, um den Komfort zu steigern oder einen höheren Blauanteil zur Verfügung zu stellen. Zudem können weitere Farbborte außerhalb des ECE-Weißbereichs angesteuert werden, was nach WILLRODT ET AL. [137] im Hinblick auf eine Signalgebung für automatisierte Fahrzeuge oder gemäß der Vorveröffentlichung von HANSEN und KAUP [46] für ein farbiges Welcome-Light interessant werden könnte. [137, 46]

Eine aus diesem Abschnitt extrahierte Zusammenfassung der Bewertung gibt die Vorteile der einzelnen Anordnungen verschiedener Remote-Lichtquellen in Tabelle 4.1 wieder. Hierfür werden vier Kriterien herangezogen, welche als wichtig für die Nutzung in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem erachtet werden. Die Einkoppeleffizienz der Strahlung in den Lichtwellenleiter ist dabei eine Schlüsselposition. Zusätzlich wird die Emissionsfläche bewertet, welche das letztendliche ECE-Weiß emittiert. Bei einem hinter der Glasfaser positionierten Leuchtstoff wird dieser als Emissionsfläche betrachtet. Ein weiteres Kriterium ist die Homogenität, welche bezüglich der Farb- und Leuchtdichteverteilung hinter der Emissionsfläche beurteilt wird. Zusätzlich wird der Divergenzwinkel der Emission als Bewertungskriterium herangezogen, um eine effiziente Beleuchtung räumlich begrenzter Flächen abwägen zu können.

**Tabelle 4.1:** Bewertung der unterschiedlichen Remote-Lichtquellen Anordnungen hinsichtlich der Einkoppeleffizienz, der Größe der Emissionsfläche, der Homogenität des emittierten Lichts und der Abstrahlcharakteristik zur Beleuchtung kleinster Flächen. Verwendet werden vier äquidistante Bewertungsschritte von schlecht (--) bis gut (++)

<b>Remote-Lichtquelle</b>	<b>Einkoppeleffizienz</b>	<b>Emissionsfläche</b>	<b>Homogenität</b>	<b>Abstrahlcharakteristik</b>
konventionelle LQ	--	--	+	+
YAG:Ce vor Faser	--	+	++	++
YAG:Ce hinter Faser	++	+	--	--

Aus Tabelle 4.1 geht hervor, dass eine effiziente Einkopplung in Lichtwellenleiter ausschließlich mit kohärenter Laserstrahlung umsetzbar ist. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit kann durch Laserstrahlung auch die Emissionsfläche der Remote-Lichtquelle verkleinert werden. Im Hinblick auf die Farbhomogenität zeigt sich ein Vorteil bei der Einkopplung von allen Spektralanteilen durch einen vor der Glasfaser positionierten YAG:Ce Leuchtstoff, sodass diese in dem Lichtwellenleiter vorgemischt werden. Weiterhin liegen die spektralen Anteile der emittierten Strahlung hinter dem Faserausgang auf einer optischen Achse, wobei das Licht zusätzlich aufgrund der numerischen Apertur des Lichtwellenleiters einen

## 4.2. Abschätzung über die Zukunft des Lasers im Scheinwerfer

geringen Divergenzwinkel aufweist. Diese Aspekte ermöglichen eine effiziente Ausleuchtung lichtformender Elemente im Hinblick auf hochaufgelöste Scheinwerfersysteme. Keine der drei genannten Ansätze erfüllt alle Bewertungskriterien. Eine effiziente Lichtquelle für den automobilen Scheinwerfer mit den thermischen Vorteilen ist demnach nicht existent.

Somit ergibt sich aus Tabelle 4.1, dass eine Einkopplung von kohärenter Laserstrahlung aller Spektralanteile für einen Farbbort im ECE-Weißbereich in eine einzige Glasfaser alle Vorteile der Remote-Lichtquellen vereinen würde. Möglich ist dies durch die Verwendung von RGB Laserdioden. Hierfür wird in Abschnitt 4.2 eine Abschätzung über die Verwendung von RGB Laserdioden als mögliche zukünftige Lichtquelle im automobilen Scheinwerfer gegeben.

Die in diesem Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse werden als Grundlage zur Konzeptionierung einer neuartigen Remote-Lichtquelle genutzt und im Hinblick auf die Trends der Scheinwerfertechnologie (siehe Abschnitt 3.1) als Hinterleuchtung für ein hochaufgelöstes Scheinwerfersystem erarbeitet.

## **4.2 Abschätzung über die Zukunft des Lasers im automobilen Scheinwerfer**

An dieser Stelle soll eine Abschätzung der Zukunft von Laserlichtquellen im automobilen Scheinwerfer gegeben werden. Aufgrund der Monochromasie eines Lasers, gibt es bislang keine kontinuierlich Weiß emittierenden Festkörperlaser. Eine weiße Farbemission im ECE-Weißbereich ist jedoch eine der Grundbedingungen, welche eine Lichtquelle für die Verwendung im automobilen Scheinwerfer erfüllen muss. Die Möglichkeiten der Weißlicht-Erzeugung mit-

tels monochromatischer Laserlichtquellen liegen demnach in der additiven Farbmischung von den Spektralanteilen RGB oder der Lumineszenzkonversion mittels Leuchtstoffen, wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben.

Die Gemeinsamkeit der Ziele bisheriger laserbasierter Scheinwerfer ist zumeist die Verkleinerung der Lichtaustrittsfläche eines Scheinwerfers sowie die Erhöhung der Entfernung der 1-Lux-Isolinie bis auf 600 m. [136] Als Laserlichtquellen steht seit 2014 das LARP-Modul als Zusatzfernlicht in Serienscheinwerfern zur Verfügung (siehe Abschnitt 3.3). Die Anwendung von Lasern im Automobil ist nach SCHWABE [138] nicht nur auf den zuschaltbaren Fernlichtspot beschränkt. Wie bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben, wird an der Weiterentwicklung dieser Technologie geforscht. Die hohen Leuchtdichten und die sehr kleine Bauweise dieser neuen Technologie eröffnen die Möglichkeit zur Umsetzung eines Voll-Laser-Fernlichts mit höheren Leuchtweiten bei kleineren Lichtaustrittsflächen und komplett neuen Fahrzeugfronten verglichen zu aktuellen Serienscheinwerfern.

Ein gewinnbringender Vorteil des laserbasierten Zusatzfernlichts wurde mit der Verschiebung der 1-Lux-Isolinie auf 600 m begründet. BÖKE ET AL. [6] zeigen hingegen, dass ein vergleichbares Zusatzfernlicht mit identischer Reichweite der 1-Lux-Isolinie auch mit LEDs und angepassten Optiken umsetzbar ist. Der eigentliche Vorteil des laserbasierten Fernlichts liege laut einem Artikel von WINTERHAGEN [138] in der Serienerfahrung, die von den Herstellern gesammelt wurde. Nach NEUMANN [98] hänge der Laser bzw. die Laserdiode gegenüber der LED aktuell noch deutlich zurück. Doch da sich die Laserdiode noch am Anfang der Entwicklung befinde, habe sie die Zukunft noch vor sich. Ob die Laserdiode die LED effizienz- und kostentechnisch überholen wird, sei hierbei noch offen. [98] Speziell die extrem hohe Leuchtdichte und die geringe Emission machen die Laserdiode dennoch zu einer interessanten Er-

## 4.2. Abschätzung über die Zukunft des Lasers im Scheinwerfer

gänzung oder sogar Alternative zur LED für einige Anwendungen im automobilen Scheinwerfer. Diese Eigenschaft bringt besonders bei der Einkopplung in Lichtwellenleiter mit Querschnitten von einigen Mikrometern ein Effizienzvorteil. Zudem können aufgrund dieser Eigenschaften räumlich begrenzte Flächen wie MOEMS oder DMD-Chips mit gesteigerter Effizienz im Vergleich zu konventionellen Lichtquellen beleuchtet werden.

Laut Schwabe [138] könnte in Zukunft auch auf die Konvertereinheit verzichtet werden. Der Grund dafür liegt in der im letzten Jahrzehnt rasant voranschreitenden Entwicklung von roten, grünen und blauen Laserdioden. Während rote Laserdioden bereits seit den 1980er Jahren und blaue Laserdioden seit den 1990er Jahren zur Verfügung stehen, gab es lange Zeit keine direkt im grünen Wellenlängenbereich über 500 nm emittierenden Laserdioden<sup>14</sup>. Erst im Jahr 2009 konnten erste in diesem Spektralbereich emittierende Halbleiterlaser hergestellt werden. [80] Bis heute zeigt sich der Forschungsrückstand der grünen Laserdioden im Vergleich zu den roten und blauen Laserdioden anhand des maximalen Strahlungsflusses. Während der Strahlungsfluss von Laserdioden bei 448 nm bereits bis zu 3,5 W [71] und für 638 nm bis zu 1,8 W [85] betragen, konnten Halbleiterlaser bei 525 nm bislang nur einen maximalen Strahlungsfluss von 1 W [72] erzielen.

Bezüglich der Lebensdauer ist die Laserdiode bereits annähernd auf Augenhöhe mit der LED. Für Laserdioden im blauen und roten Spektralbereich wird bei Temperaturen von 25°C bis 50°C schon heute eine Lebensdauer von rund 30.000 Stunden angegeben. [118, 91, 124] Grüne Laserdioden stehen in der Entwicklung noch leicht hintenan, hierbei wird für eine Betriebstemperatur von 55°C eine Lebensdauer von etwa 5000 Stunden angenommen. [141]

---

<sup>14</sup>Dies ist bedingt durch auftretende Spannungen in der Kristallstruktur des Wirtsgitters bei einer Dotierung von Indiumatomen zur Erzeugung geeigneter Bandlücken für den grünen Wellenlängenbereich. Der interessierte Leser sei an dieser Stelle auf LUTGEN ET AL. [80] verwiesen.

Die Entwicklung von Laserdioden im sichtbaren Spektralbereich speziell bei RGB und die schnelle Leistungssteigerung sind entscheidende Faktoren für den Erfolg bei RGB Laserprojektion und eine mögliche Zukunft im automobilen Scheinwerfer. Im Jahr 2013 wurden in einem Mercedes-Benz GLA Konzeptfahrzeug bereits RGB Laserbeamer verbaut und mögliche Zukunftsszenarien wie beispielsweise ein farbiges „Welcome-Light“ oder die Projektion von Navigationspfeilen ins Fahrzeugvorfeld präsentiert. [92] Die Projektion von Symbolen oder andere Farborte als ECE-Weiß sind aktuell gesetzlich nicht zulässig. Doch mit der Einführung von automatisierten oder teilautomatisierten Fahrzeugen, werden neue Scheinwerferlichtfunktionen benötigt, welche beispielsweise die Kommunikation mit weiteren Verkehrsteilnehmern ermöglichen können. Denkbar wären auch neue im Scheinwerfer implementierte Signalleuchten, welche die Information transportieren, dass dieses Fahrzeug automatisiert gesteuert wird. Dies beinhaltet auch die Lichtemission eines möglichen bislang im Automobil nicht in Erscheinung getretenen Farbortes außerhalb des ECE-Weißbereichs. In diesem Kontext ist eine neue Definition der automobilen Scheinwerfer nötig, sodass zukünftig eventuell Symbolprojektionen oder farbige Projektionen ermöglicht werden könnten. Somit ergibt sich aus der Abschätzung, dass die Verwendung von RGB Laserstrahlung für die Beleuchtung in zukünftigen automobilen Scheinwerfersystemen eine realistische Alternative zu den bisherigen Lichtquellen darstellt.

### **4.3 Konzepte für eine RLL**

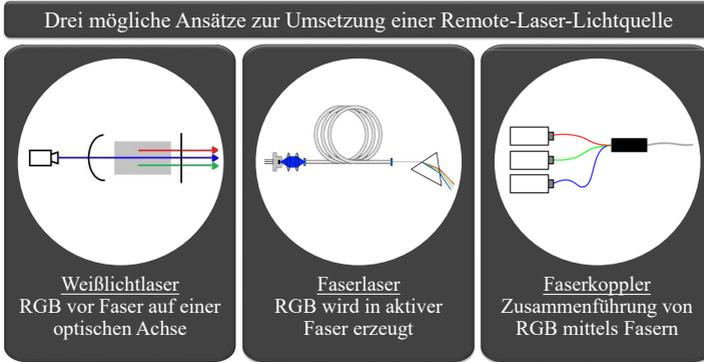
Aus der Abschätzung über die Zukunft des Lasers im vorangegangenen Abschnitt geht hervor, dass die Nutzung von Laserlichtquellen zur Erzeugung weißer, kohärenter Laserstrahlung in der automobil-

en Lichttechnik ein mögliches Zukunftsszenario sein kann. Hierzu müssen passende Lichtquelleneinheiten entwickelt werden, welche die Eigenschaften von Laserstrahlung vorteilhaft in den automobilen Scheinwerfer integrieren. Die hohe Kohärenz und die damit verbundene geringe Étendue einer Laserlichtquelle soll hierbei als vorteilhafte Eigenschaft der Laserstrahlung für den automobilen Scheinwerfer genutzt werden. Kollimiertes Laserlicht lässt sich bereits mit einer einfachen Linse auf Strahltaillen von wenigen Mikrometern fokussieren. Diese Eigenschaft ermöglicht eine effiziente Einkopplung der Strahlung in eine Glasfaser mit sehr geringen Querschnitten. Das Licht kann folglich durch Lichtwellenleiter von einer beliebigen Position im Automobil zum Scheinwerfer geführt werden, wo die Laserstrahlung anschließend mit zusätzlichen lichtformenden Elementen zur Ausleuchtung der Straße genutzt werden kann.

In diesem Abschnitt werden mögliche Konzepte zur Realisierung einer derartigen Lichtquelle vorgestellt. Die Konzeptionierung eines gesamten hochauflösenden Scheinwerfersystems, welches als Lichtquelleneinheit mit der RLL ausgestattet werden soll, wird im Abschnitt 4.5 erläutert.

Grundsätzlich wurden für die Konzeptionierung drei Ansätze betrachtet, dargestellt in Abbildung 4.1, welche für die kohärente Weißlichterzeugung in einer RLL geeignet wären. Eine Ausnutzung der herausgestellten Vorteile aus Abschnitt 4.1 wird durch diese drei Umsetzungsvarianten ermöglicht. Die Spektralanteile RGB können vor der Glasfaser auf einer optischen Achse überlagert oder auch direkt erzeugt, in der Glasfaser (durch aktive Fasern) erzeugt oder mit Hilfe mehrerer Glasfasern (unter Ausnutzung eines Faserkopplers) zu einer optischen Achse bzw. einer Ausgangsfaser überführt werden.

Beim ersten Ansatz soll das weiße Laserlicht vor der Einkopplung in den Lichtwellenleiter generiert werden. Demnach sind Rot, Grün



**Abbildung 4.1:** Prinzipskizzen zu den möglichen Umsetzungsvarianten einer Remote-Laser-Lichtquelle für einen automobilen Scheinwerfer.

und Blau bereits vor der Faser auf einer optischen Achse. Hierbei hat die Arbeit von ROTH [100] (siehe Abschnitt 3.2.1) gezeigt, dass eine Überlagerung mittels dichroitischer Spiegel prinzipiell funktioniert, allerdings einen komplexen Aufbau mit vielen Optiken verlangt. Für eine kompakte Lösung muss somit ein kohärenter, Weiß emittierender Laser genutzt werden, um effizient in Glasfasern einkoppeln zu können. Dieser erste Ansatz setzt somit die Entwicklung eines weißen Festkörperlasers voraus, welcher zeitgleich die spektralen Komponenten RGB emittiert. Das Konzept hierzu wird in Abschnitt 4.3.1 näher erläutert.

Die zweite Möglichkeit beinhaltet eine Lichterzeugung innerhalb des Lichtwellenleiters. Es wird also eine mit einem laseraktiven Element dotierte Faser vorausgesetzt, in welche eine Pumpstrahlung einer einzelnen Wellenlänge eingekoppelt werden kann, um dieses aktive Medium anzuregen. Mit Hilfe eines auf den Faserendflächen aufgetragenen Resonators könnten die benötigten Wellenlängen stimuliert werden. Das physikalische Prinzip unterscheidet sich hierbei nicht vom ersten Ansatz. Hierbei wird ausschließlich das

Wirtsgitter für das aktive Medium substituiert, sodass an Stelle eines Festkörper-Kristalls die aktive Faser mit den gleichen eindotierten Ionen genutzt werden soll. In studentischen Vorversuchen von SPÄKER [151] und LIPPMANN [148] wurde allerdings aufgezeigt, dass eine Umsetzung dieser zweiten Variante mit den bestehenden Möglichkeiten nicht realisierbar ist. Hierbei konnte die Anfälligkeit der Faserendflächen der genutzten Fluoridglasfasern durch die Einkopplung hoher Strahlungsflüsse der Pumplaserdiode nicht abgestellt werden. Zusätzlich war es nicht möglich, eine ausreichende Oberflächengüte der Faserendflächen zu erzielen, weshalb eine direkte Bedampfung dieser für einen Resonator mit ausreichender Güte (bei dem genutzten Dotierungsgrad) zur Erzeugung einer stimulierten Emission nicht möglich ist.<sup>15</sup> [151, 148] Somit wird der zweite Ansatz in dieser Dissertation nicht weiter verfolgt.

Für die Umsetzung einer RLL nach der dritten Variante, beschrieben in Abschnitt 4.3.2, soll die Strahlung mehrerer RGB Laserdioden in einzelne Glasfasern eingekoppelt und durch Überführung in eine einzige Ausgangsfaser auf einer optischen Achse überlagert werden. Hierbei gilt es, die Gewichtung des jeweiligen Strahlungsflusses zu beachten, um eine Emission im zulässigen ECE-Weißbereich erzielen zu können.

Mittels dieser zwei ausgewählten Ansätze soll eine RLL umgesetzt und in einem ersten experimentellen Versuchsaufbau auf eine Anwendung im Automobil geprüft werden. Bei beiden Ansätzen ist es das Ziel, eine kohärente rote, grüne und blaue Laserstrahlung im Dauerstrichbetrieb für die Emission eines ECE-konformen Weißlichts zur Verfügung zu stellen. Eine weitere Gemeinsamkeit dieser Lichtquelleneinheiten liegt in der identischen optischen Achse der

---

<sup>15</sup>Bei diesem Ansatz handelt es sich um eine ZBLAN-Glasfaser ( $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ ) mit eindotierten  $\text{Pr}^{3+}$ -Ionen in einem Dotierungsgrad von 6000 ppm. Für weitere Informationen zu dem Themakomplex aktive Fasern und Faserlaser auf ZBLAN Basis sei an dieser Stelle, neben den studentischen Arbeiten, auf die Dissertation von HELLMIG [47] verwiesen.

drei Spektralanteile am Faserausgang, um als Hinterleuchtung eines lichtformenden Elements in einem hochauflösenden Scheinwerfer zu dienen. Dies soll ein vorgemischtes Weißlicht am Faserausgang und eine weitere Durchmischung der einzelnen Spektralfarben mittels hinter dem Faserausgang positionierter Mischelemente begünstigen.

#### **4.3.1 Weißer Festkörperlaser**

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, soll beim ersten Ansatz eine kohärente, kontinuierlich emittierende Weißlichtquelle entwickelt werden. Im automobilen Scheinwerfer wird diese neuartige Lichtquelle dann genutzt, um das Laserlicht mit minimalen Verlusten in eine einzelne Glasfaser einzukoppeln und eine RLL zu realisieren. Zur Erzeugung einer ECE-konformen weißen Emission sollen die Spektrallinien von Rot, Grün und Blau bereits aus einem Resonator emittiert werden, um aufgrund der gemeinsamen optischen Achse eine bessere Durchmischung und Einkopplung zu gewährleisten. Da bislang kein Laser mit derartigen Eigenschaften existiert, setzt das erste Konzept die Entwicklung eines polychromatischen Festkörperlasers voraus.

Eine Grundvoraussetzung für die Realisierung einer derartigen Lichtquelle ist ein geeignetes aktives Lasermedium. Da es das Ziel ist, RGB simultan zu emittieren, muss das aktive Medium in diesen drei Wellenlängenbereichen anregbare Laserübergänge aufweisen. Zur Anregung bzw. zum Pumpen des Lasermediums wird idealerweise einer der drei benötigten spektralen Anteile genutzt, sodass ausschließlich zwei weitere Spektrallinien im Resonator stimuliert werden müssen. Das restliche, nicht absorbierte Pumplicht kann folglich bereits zur Einkopplung in die Glasfaser genutzt werden.

Bei der Wahl des aktiven Mediums muss das eindotierte Element die spektroskopischen Daten zu den genannten Anforderungen erfüllen. Hierbei weist das Lanthanoid Praseodym (beschrieben in Abschnitt 2.2) diverse optische Übergänge im sichtbaren Spektralbereich auf. Das Absorptionsspektrum besitzt mehrere ausgeprägte Peaks im blauen Wellenbereich. Die aktuell leistungsstärksten Laserdioden im blauen Wellenlängenbereich liegen, wie bereits in Abschnitt 4.2 beschrieben, bei einer temperaturabhängigen Emissionswellenlänge von etwa 440 – 450 nm mit einem Strahlungsfluss bis zu 3,5 W. Diese Emissionswellenlängen decken sich mit einem der ausgeprägten Peaks im Absorptionswirkungsquerschnitt des Pr:YLF Kristalls (siehe Abschnitt 2.2.1 für das aktive Medium und Abschnitt 2.2.2 für die Pumplaserdiode).

Der Emissionswirkungsquerschnitt (siehe Abbildung 2.4b) von Pr:YLF zeigt, dass zwei optische Übergänge in den benötigten Wellenlängenbereichen Grün bei etwa 523 nm und Rot bei etwa 640 nm zur Erzeugung eines RGB Festkörperlasers vorhanden sind. Zusätzlich zu den bereits genannten Laserübergängen können noch weitere Spektrallinien im sichtbaren Wellenlängenbereich bei 546 nm, 607 nm, 698 nm und 721 nm stimuliert werden.

Um diese einzelnen Wellenlängen stimulieren zu können, muss ein geeigneter Resonator mit angepassten Resonatorspiegeln ausgewählt werden (siehe Abschnitt 2.2.3). Aufgrund des vergleichsweise geringen Justageaufwandes und der kompakteren Bauweise, verglichen mit einer Ringresonator-Konfiguration, soll ein hemisphärischer Resonator mit Spiegelradien bei  $r_1 = \infty$  und  $r_2 \approx L_{\text{Resonator}}$  genutzt werden. Für den Aufbau eines derartigen Festkörperlasers ist ein möglichst verlustfreier Resonator nötig. Der Pr:YLF Kristall muss demnach mit einer Antireflexions-Beschichtung (AR-Beschichtung) auf den Stirnflächen ausgestattet sein.

Zusätzlich sind hohe Anforderungen an die Transmissions- und Reflexionseigenschaften der Resonatorspiegel zu stellen. Der Ein-

koppelspiegel mit dem Radius  $r_1$  muss möglichst hochtransmissiv für die Pumpstrahlung sein, sowie möglichst 100 % Reflektivität für Rot und Grün aufweisen. Der Auskoppelspiegel hingegen benötigt unterschiedliche Reflexionsgrade für Rot und Grün, soll allerdings erneut einen Großteil der blauen Strahlung transmittieren, um den Blauanteil des weißen Festkörperlasers zu gewährleisten.

Eine Abschätzung der Einflüsse unterschiedlicher Parameter soll im Vorfeld zu den experimentellen Arbeiten mit Hilfe einer Simulation des Pr:YLF Festkörperlasers erfolgen. Diese theoretische Betrachtung wird mittels eines Programms von RP-Photonics realisiert, welches je nach spezifizierten Eingabeparametern Lasersysteme mit definierten Algorithmen auf Basis der Ratengleichungen beschreibt (siehe Abschnitt 5.2).

Die experimentelle Vorgehensweise bei der Machbarkeitsanalyse eines weißen Festkörperlasers wird in drei Schritte unterteilt. Zunächst gilt es, einen monochromatisch emittierenden Pr:YLF Festkörperlaser zu realisieren, wie er hinreichend in der Forschung bekannt ist. Dieser wird genutzt, um das simulative Lasermodell an den experimentellen Laboraufbau anzugleichen und somit realitätsnahe Ergebnisse für den polychromatischen Laser erzielen zu können. Weitergehend soll dieser monochromatische Versuchsaufbau genutzt werden, um eine Umschaltung zwischen mehreren monochromatischen Spektrallinien mit einem zusätzlichen Bauteil zu realisieren. Auch diese Weiterentwicklung ist bereits hinreichend erforscht. In der vorliegenden Arbeit dient dies der Prüfung verschiedener Ein- und Auskoppelspiegel für unterschiedliche Wellenlängenbereiche im Hinblick auf eine polychromatische Emission des Festkörperlasers. Aus dem vorhandenen feinjustierten Aufbau sollen im weiteren Verlauf zwei unterschiedliche Bandübergänge (im roten und grünen Wellenlängenbereich) simultan und kontinuierlich zur stimulierten Emission geführt werden, um den Beweis eines polychromatischen Festkörperlasers zu erbringen. Die Be-

schreibung der experimentellen Durchführung und der Umsetzung dieses Laboraufbaus befindet sich in Kapitel 5.

### 4.3.2 RGB Faserkoppler

Der im Folgenden vorgestellte Ansatz beschäftigt sich mit der Einkopplung verschiedener Laserdioden in einen  $N \times 1$  Faserkoppler. Diese Faserkoppler sind vor allem als sogenannte „Pump-Combiner“ zur Kombination mehrerer Pumpdioden bekannt, um einen Faserlaser mit einem möglichst hohen Strahlungsfluss pumpen zu können<sup>16</sup>. Hierbei werden  $M$  Laserdioden unterschiedlicher diskreter Peaks im sichtbaren Wellenlängenbereich in  $N$  Eingangsfasern eingekoppelt, wobei  $M \geq N$  gilt. Diese  $N$  Eingangsfasern werden in einem Faserkoppler zu einer einzigen Ausgangsfaser kombiniert. Aufgrund der leistungsstärksten, auf dem Markt verfügbaren Laserdioden, sollte bei der Nutzung diskreter Wellenlängen mindestens eine rote, eine grüne und eine blaue Laserdiode eingekoppelt werden, um eine Farbmischung im ECE-Weißbereich zu erzielen. Denkbar wären auch Systeme mit Laserdioden in zwei unterschiedlichen oder mehr als drei Wellenlängenbereichen (wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben), allerdings sind die Strahlungsflüsse der aktuell verfügbaren Laserdioden in passenden Wellenlängenbereichen nicht ausreichend für ein beleuchtendes System im automobilen Scheinwerfer.

Der erzielbare Lichtstrom am Faserausgang dieses Moduls ist von der Anzahl  $N$  der Eingangsfaser, der Anzahl  $M$  der Laserdioden, sowie von den eingekoppelten Strahlungsflüssen der einzelnen Laserdiodenmodule abhängig. Eine Begrenzung des maximalen Lichtstroms ergibt sich durch die auf dem Markt verfügbaren Laserdioden-Chips, welche allerdings als sogenannte Laserdioden-Barren-

---

<sup>16</sup>Der interessierte Leser sei an dieser Stelle auf DONG und SAMSON [15] sowie MUENDEL [88] verwiesen.

Module signifikant höhere Strahlungsflüsse erzielen können. Zudem ergibt sich pro Fasereingang eine Begrenzung durch eine maximale Leistungsdichte, da ab einem gewissen Strahlungsfluss die Faserendfläche nachhaltig beschädigt wird. Dieses Problem kann teilweise durch ein AR-Coating auf der Endfläche reduziert oder durch größere Querschnitte der Eingangsfasern gelöst werden. Da die Eingangs- und Ausgangsfasern Stoß-an-Stoß „gespliced“<sup>17</sup> werden, ergeben sich hieraus zwangsläufig aufgrund der Fertigung größere Durchmesser der Ausgangsfaser. Ähnlich ist es auch mit der Anzahl der Eingangsfasern, welche nicht beliebig hoch sein kann. Aus diesen Gründen gibt es bei dem maximal erzielbaren Lichtstrom auch fertigungstechnische Begrenzungen. Dennoch soll das Maximum des Lichtstroms dieses Ansatzes wesentlich höher sein, als bei bisherigen RLL.

Die experimentelle Vorgehensweise bei diesem Ansatz sieht die Realisierung eines zukunftsfähigen Scheinwerfersystems vor. In einem ersten Prototypen soll die Verifizierung der Durchführbarkeit dieses Ansatzes anhand eines Laboraufbaus mit geringem Lichtstrom zur Umsetzung einer einzelnen Lichtfunktion gezeigt werden. Mittels einer automatisierten Ansteuerung dieser ersten RLL sollen beliebige Farborte reproduzierbar am Faserende emittiert werden können. Eine derartige Funktion kann, wie bereits in Abschnitt 4.2 beschrieben, für zukünftige Scheinwerfersysteme einen Nutzen haben. Dieser erste Prototyp wird im weiteren Verlauf in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem als Lichtquelle verwendet (siehe Abschnitt 4.5). Nach einer Analyse der Machbarkeit dieses Ansatzes der RLL als hochaufgelöster Scheinwerfer soll ein weiterer Prototyp zur Realisierung mehrerer Lichtfunktionen aus einer einzelnen Lichtquelle umgesetzt werden. Hierfür sind wesentlich höhere Lichtströme ( $> 10000$  lm) notwendig als bei

---

<sup>17</sup>Splicen ist ein englischer Begriff aus der Glasfasertechnik, welcher auch im Deutschen häufig gebraucht wird. Hiermit ist eine dauerhafte Verbindung der Endflächen zweier nackter Glasfasern gemeint.

konventionellen Scheinwerfersystemen. Für die Realisierung dieser Lichtquelle müssen die aktuell auf dem Markt leistungsstärksten Lasermodule genutzt werden, um derartige Lichtströme zur Verfügung stellen zu können. Ein einzelnes Lasermodul besteht hierbei entweder aus mehreren einzelnen Laserdioden oder aus Laserdioden-Barren, um Strahlungsflüsse in der benötigten Höhe in einen der  $N$  Fasereingänge einkoppeln zu können. Eine nähere Beschreibung der einzelnen Module und der gesamten Laboraufbauten ist in Kapitel 6 gegeben.

## 4.4 Auswahl einer Technologie für einen hochaufgelösten Scheinwerfer

Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, wurde aus den Trends in der automobilen Lichttechnik bereits die Entwicklung zu stetig höher aufgelösten Systemen aufgezeigt. Um die Notwendigkeit dieser Systeme zur Erhöhung der Fahrsicherheit aufzuzeigen, soll an dieser Stelle zunächst begründet werden, wie höhere Auflösungen im automobilen Scheinwerfer dazu beitragen können. Anschließend erfolgt eine Gegenüberstellung samt einer anschließenden Auswahl eines der lichtformenden Elemente zur Umsetzung eines hochaufgelösten Scheinwerfersystems.

### 4.4.1 Bewertung höherer Auflösungen

Durch eine erhöhte Auflösung kann ein ADB-Scheinwerfer geschaffen werden, welcher den Komfort des Fahrers und anderer Verkehrsteilnehmer deutlich steigern kann. Hierbei ist es möglich, die dunkel geschalteten Bereiche im Vergleich zu heutigen Matrix-Scheinwerfern deutlich zu verringern. Auch eine Reduzierung der

Eigenblendung, durch die präzise Aussparung von mehreren Verkehrszeichen, würde durch die größere Anzahl an Pixel begünstigt werden. Zwischen den entblendeten Bereichen wird die normale Fernlichtverteilung für eine verbesserte Sicht zur Verfügung gestellt. [103] Wie groß hierbei der Beitrag zur Sicherheit und Komfort des Fahrer ist, gilt es im Einzelnen zu prüfen. Dies ist jedoch nicht Teil dieser vorliegenden Arbeit.

Durch die Einführung neuer AFS-Systeme wird es ermöglicht, mit einer einfachen Anpassung der Software neue Lichtfunktionen zu implementieren. Somit steigt die Flexibilität des Scheinwerfers stark an und kann auch während der Fahrt adaptiv auf vorprogrammierte Situationen reagieren. Zudem eröffnen höhere Auflösungen eine Vielzahl an neuen Lichtfunktionen, welche eventuell bislang nicht benötigt wurden, mit der Einführung automatisierter Fahrzeuge hingegen essenziell werden. Die Entwicklung neuer Lichtfunktionen wird im Rahmen dieser Dissertation nicht betrachtet. Es soll ein dynamisches Scheinwerfersystem zur Verfügung gestellt werden, welches durch eine Anpassung der Ansteuerung des lichtformenden Moduls eine Vielzahl an unterschiedlichen Lichtfunktionen umsetzen kann.

Die Individualisierung eines Fahrzeugs hat einen bedeutenden Einfluss auf die Wahrnehmung von Fahrzeugherstellern in der Automobilbranche, weshalb hochauflösende Scheinwerfersysteme auch hier eine Reihe an Neuheiten wie beispielsweise einen Schriftzug im Fahrzeugvorfeld als „Welcome-Light Scenario“ ermöglichen. Ein Sicherheitsgewinn würde die Projektion der Spurbreite (z. B. in einer Baustellensituation) oder von Warnhinweisen (z. B. bei plötzlich eintretender Glätte) im Fahrzeugvorfeld mit sich bringen, ohne einen signifikant negativen Einfluss auf das Blickverhalten des Fahrers zu nehmen. [97] Mittels dieser Scheinwerfer sind auch Markierungslichter zur Aufmerksamkeitssteuerung des Fahrers bei kritischen Situationen umsetzbar, welche schon von

SCHNEIDER [104] oder STROOP [115] untersucht wurden. Diese beschriebenen neuen Lichtfunktionen können sowohl zur Sicherheit als auch zum Fahrkomfort beitragen. Zwar sind diese Art der Projektionen bislang nicht in den ECE-Regelungen vermerkt, jedoch werden bei aktuellen Erweiterungen der Regelungen derartige Lichtfunktionen in Betracht gezogen.

#### 4.4.2 Gegenüberstellung der LCD- und DMD-Technologie

Um mittels einer RLL ein hochauflösendes Scheinwerfersystem zu realisieren, wird ein lichtformendes Element benötigt. Aufgrund des Entwicklungsstandes und der hohen Anzahl der schaltbaren Pixel stehen sich die zwei subtraktiven Technologien LC-Display und DMD-Chip gegenüber (siehe Abschnitt 3.2). Aktuell gibt es einen Konkurrenzkampf dieser Technologien in Forschung und Vorentwicklung in der automobilen Lichttechnik, wobei sich bislang keine dieser subtraktiven Scheinwerfertechnologien entscheidend durchsetzen konnte. Im Folgenden wird eine kurze Bewertung dieser Technologien gegeben, um einen Vorteil aus der Kombination RLL und subtraktiv lichtformenden Element zu generieren.

Zunächst wird ein Vergleich im Hinblick auf die Entwärmung der Systeme angestrebt. Nach SCHMIDT und WILKS [103] besteht bei beiden Technologien eine Problematik in der thermischen Entwärmung. Aufgrund der transmissiven Anordnung vom LCD kann das Kühlsystem nicht direkt auf der beleuchteten Fläche aufgebracht werden. Beim DMD-Chip ist es hingegen möglich, direkt die Rückseite der Spiegel zu entwärmen. Allerdings ist die beleuchtete Fläche des DMD-Chips wesentlich kleiner verglichen zum LCD, sodass die entstehende Wärme über diese kleinere Fläche abgeführt werden muss. Somit ist es bei beiden Technologien eine große Herausforderung, einen hohen Wärmeeintrag abzuführen.

Generell kann mit einem DMD-Chip eine wesentlich höhere Auflösung als mit einem LCD erzielt werden. Zusätzlich nimmt die Effizienz eines LC-Displays ab, je mehr Pixel zur Verfügung stehen. Dies ergibt sich aus der Ansteuerung der einzelnen Flüssigkristalle (also Pixel) mit Hilfe von „Thin-Film Transistoren“ und Leiterbahnen, welche einen Teil des Lichts absorbieren. [39] Neben der Auflösung liegt auch in der Größe der beiden Bauteile ein evidenter Unterschied. Ein DMD-Chip vereint bis zu 1,3 Millionen Pixel auf einer aktiven Fläche von 12,44 mm x 6,12 mm (für den für das Automobil zugelassenen genutzten 0,55“ DMD-Chip [122]), während ein einzelnes LC-Display mit 30.000 Pixel in einem aktuellen Forschungsscheinwerfer des Projekts VoLiFa 2020 [17] bereits eine Fläche von 21 mm x 63 mm einnimmt. Die Größe des LCD kann auch nicht signifikant verkleinert werden, da ansonsten die Effizienz dieser Technologie weiter sinken würde. Hierdurch würde das optische System im Scheinwerfer im Vergleich zum DMD deutlich vergrößert werden. Die Effizienz eines aktuellen DMD-Chips mit 1,3 Millionen Pixel wird mit 66 % [122] angegeben, während nach HESSE [50] die Effizienz eines LCD mit 30.000 Pixel etwa 15 % mit unpolarisiertem Licht und bis zu 30 % mit polarisiertem Licht erreichen kann. [50] Im Forschungsscheinwerfer VoLiFa 2020 wird eine Effizienz des LCD von 25 % durch die Aufteilung der beiden Polarisationsrichtungen des von den LED emittierten Lichts auf zwei LC-Displays erzielt. [17]

Aus diesem Grund ergibt sich ein großer Vorteil aus der Kombination von polarisiertem Laserlicht und LC-Displays. Bedingt durch die Nutzung von linear polarisierter Laserstrahlung erfolgt eine Effizienzerhöhung im Vergleich zu konventionellen Lichtquellen mit dem Faktor zwei. Allerdings resultiert hieraus auch ein Nachteil in der Implementierung der Lichtquellen, da für jede einzelne Laserdiode die Polarisation bestimmt und auf den LCD passend ausgerichtet werden muss. Durch ungenaue Ausrichtungen

dieser Laserdioden zum LCD würden die Effizienzen sinken, weshalb eine präzise Positionierung jedes einzelnen Laserdioden-Chips nötig wäre. Aufgrund dessen wird die Justage eines derartigen Systems nicht reproduzierbar oder nur mit einem hohen Aufwand herstellbar sein. Zudem würden bei der RLL polarisationserhaltende Fasern benötigt werden, welche bereits durch Verdrehung der Faser und durch leichte Erschütterungen zu einer Drehung der Polarisation und somit zur Verringerung der Effizienz führen. Aus diesen Gründen weist die Kombination aus RLL und LC-Display eine geringere Eignung für den automobilen Scheinwerfer auf.

Das bislang größte Problem bei der Nutzung eines DMD-Chips liegt in der Ausleuchtung der räumlich begrenzten aktiven Fläche (vgl. Abschnitt 3.2.3). [103] Der Grund hierfür liegt in der diffusen Abstrahlcharakteristik und der im Vergleich zum Laser geringen Leuchtdichte konventioneller Leuchtmittel. Ein weiteres Problem ist die Trennung des Lichts von On- und Off-State aufgrund der geringen Kippwinkel der Mikrospiegel. Bei einem großen Divergenzwinkel des einfallenden Lichts kann das Licht des Off-States teilweise in die Projektionsoptik gelangen, sodass der Kontrast der Abbildung auf der Straße sinkt. Dies begünstigt eine Nutzung von Laserdioden, da die Étendue im Vergleich zu konventionellen Lichtquellen sehr gering ist. VIKRANT ET AL. [130] nennen dieses Kontrastverhältnis des DMD-Scheinwerfers eine große Herausforderung. [130] Durch die Verwendung von Laserdioden kann der Divergenzwinkel der einfallenden Strahlung deutlich verringert werden. Sogar mit laserbasierten Remote-Lichtquellen sehen GUT und BERLITZ [40] bereits die Möglichkeit der effizienteren Ausleuchtung eines DMD-Chips. [40] Durch die in dieser Arbeit genutzten kohärenten RLL soll aufgrund der hohen Leuchtdichten und der geringen Étendue eine Steigerung der Effizienz bei der Ausleuchtung und zusätzlich eine Erhöhung des Kontrasts eines DMD-Scheinwerfers erzielt werden. Aus diesen Gründen soll für

die Umsetzung eines hochaufgelösten Scheinwerfersystems mittels RLL ein DMD-Chips als lichtformendes Element genutzt werden.

## **4.5 RLL in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem**

Die Konzepte für mögliche RLL und die Auswahl des lichtformenden Elements sind in den vorangegangenen Abschnitten aufgeführt. An dieser Stelle wird ein Gesamtkonzept zur Realisierung der Ausleuchtung eines lichtformenden Elements für einen zukünftigen hochaufgelösten Kraftfahrzeugscheinwerfers mit einer RLL gegeben. Dieses Konzept kann für jeden der genannten Ansätze gleichermaßen genutzt werden. Dies gilt, da für die Beleuchtung des DMD-Chips im Scheinwerfer lediglich das Faserende der RLL vorausgesetzt wird, aus welchem weißes Laserlicht austritt. Die Positionierung der Lichtquelleneinheit muss somit nicht zwingend direkt im Scheinwerfergehäuse erfolgen.

Aufgrund der kegelförmigen Abstrahlcharakteristik am Faserausgang, muss mindestens eine weitere Optik zwischen dem Faserende und dem DMD-Chip genutzt werden, um das korrekte Aspektverhältnis der aktiven, rechteckigen DMD Fläche zu erzielen. Zusätzlich soll das vorgemischte RGB Laserlicht durch eine oder weitere Optiken eine homogene Farb- und Leuchtdichtevertelung auf der aktiven Fläche des DMD-Chips aufweisen. Angelehnt an das Prinzip eines Kinoprojektors (vorgestellt in Abbildung 2.2b) soll mindestens ein weiteres Mischelement hinter der Faser genutzt werden. Es gilt für den ersten Laboraufbau, das Prinzip des Kinoprojektors weiter zu vereinfachen, um den ohnehin bereits begrenzten Bauraum im automobilen Scheinwerfer zu reduzieren. Zudem ist der Anspruch im Vergleich zum Kinoprojektor ein anderer, da

die extrem scharfkantigen Abbildungen verschiedener Farben nicht in gleichem Maße im Scheinwerfer benötigt werden. Die Reduzierung der optischen Grenzflächen ist ein wichtiger Aspekt, da die Anforderungen an die Effizienz im automobilen Scheinwerfer ein wichtiger Faktor für ein Gesamtsystem ist.

Da in der vorliegenden Arbeit ausschließlich eine Betrachtung der Lichtquelleneinheit zur Beleuchtung des lichtformenden Elements (DMD-Chip) des hochauflösten Scheinwerfersystems gegeben ist, wird keine Entwicklung eines Projektionssystems zur Abbildung des DMD-Chips auf die Straße durchgeführt. Somit wird kein festgelegter Ausleuchtbereich oder „Field of View“ (FOV) auf der Straße durch diese Arbeit definiert. Da aufgrund des geringen Lichtstroms in bisherigen DMD-Scheinwerfern der Ausleuchtbereich nicht mit anderen Scheinwerfersystemen konkurrieren konnte, soll durch die hohen Leuchtdichten einer RLL ein wesentlich höherer Lichtstrom auf der aktiven Fläche des DMD zur Verfügung gestellt werden. Hieraus bedingt kann der Ausleuchtbereich mit Hilfe eines Projektionssystems auf die Größe aktueller Scheinwerfersysteme aufgezogen oder sogar noch weit darüber hinaus vergrößert werden. Somit könnte die RLL in einem hochauflösten Scheinwerfersystem mehrere Module bzw. mehrere Lichtfunktionen durch dieses einzelne System ersetzen. Eine andere Möglichkeit wäre es, das FOV nur bedingt zu vergrößern, bis das Beleuchtungsstärkemaximum einer adaptiven Fernlichtverteilung von 240 lx im Fahrzeugvorfeld erreicht ist. [128]

## 4.6 Eingrenzung der Forschungsziele

Aufgrund der Komplexität der zwei unterschiedlichen Forschungsansätze gilt es, in diesem Abschnitt eine Übersicht der Forschungs-

ziele zur Verfügung zu stellen. Die aufgeführten einzelnen Forschungsziele sollen im weiteren Verlauf experimentell umgesetzt werden, um die Anwendbarkeit der einzelnen Ansätze für einen hochaufgelösten Kraftfahrzeugscheinwerfer bewerten zu können. Hieraus ergibt sich das Ziel, einen der beiden Ansätze als Lichtquelle für einen hochaufgelösten Scheinwerfer zu nutzen.

- Mit Hilfe eines Pr:YLF Kristalls soll eine polychromatische, kontinuierliche Laseremission realisiert werden, indem mehrere Wellenlängen zeitgleich aus einem Resonator emittiert werden.
- Durch die gezielte simultane stimulierte Emission von roter und grüner Laserstrahlung aus einem Resonator, sowie mit der restlichen blauen Pumpstrahlung sollen die drei benötigten Komponenten zur Emission eines ECE-konformen Weißlichts auf einer optischen Achse emittiert werden.
- Die Koppeffizienz einer RLL soll durch die Nutzung von kohärenter RGB Laserstrahlung im Vergleich zu bisherigen Remote-Lichtquellen gesteigert werden (vgl. bisherige Forschungsarbeiten in Abschnitt 3.4).
- Es soll gezeigt werden, dass durch die Verwendung einer RLL in Kombination mit einem geeigneten Beleuchtungspfad eine Homogenisierung der Farb- und Leuchtdichteverteilung auf der aktiven Fläche eines DMD-Chips möglich ist.
- Der Beleuchtungspfad des hochaufgelösten Scheinwerfers auf Basis eines mit der RLL beleuchteten DMD-Chips soll im Vergleich zu bisherigen DMD-Modulen (Kinoprojektoren und DMD-Scheinwerfern) deutlich vereinfacht werden und somit möglichst wenig Bauraum und Grenzflächen aufweisen.

- Es soll nachgewiesen werden, dass die Beleuchtung der räumlich begrenzten aktiven Fläche eines DMD-Chips durch die Nutzung einer RLL begünstigt wird, sodass ein höherer Lichtstrom für einen größeren Ausleuchtbereich auf der Straße zur Verfügung gestellt werden kann (vgl. Serienmodul von Maybach mit 1000 lm auf der Straße [102], siehe Abschnitt 3.2.3).



## Kapitel 5

# Polychromatische Lichtquellen auf Basis eines Pr:YLF Festkörperlaser

Wie bereits in Abschnitt 4.3 beschrieben, würde die Verwendung von kohärenten Laserlichtquellen, die einen weißen Farbeindruck vermitteln, im automobilen Scheinwerfer diverse Vorteile ermöglichen. Da ein derartiges System nicht als kontinuierlich emittierender Festkörperlaser existiert, soll in dieser Dissertation die Umsetzbarkeit einer Laserlichtquelle mit diesen Eigenschaften bewiesen werden. Dieses Kapitel umfasst die Entwicklung, entsprechend der Konzeptionierung aus Abschnitt 4.3.1, eines Pr:YLF Festkörperlaser mit simultaner stimulierter Emission mehrerer Wellenlängen aus einem Resonator.

Für die Realisierung eines weißen Festkörperlaser wird im Folgenden zunächst der Aufbau eines in der Forschung hinreichend bekannten monochromatischen Pr:YLF Lasers beschrieben. Auf Basis der experimentell bestimmten Messergebnisse wird anschließend eine Simulation durchgeführt, welche die Grundlage für das Modell zur Bestimmung des Resonatordesigns und der Auswahl von optischen Komponenten zur Umsetzung eines polychromatischen Festkörperlaser darstellt. Hierfür muss dieses theoretische

Modell zunächst an den im Labor aufgebauten monochromatischen Laser angenähert werden, um für das Resonatordesign des polychromatischen Lasers eine möglichst realistische Abschätzung treffen zu können. Anschließend gilt es, aus der Simulation einen Versuchsaufbau zu extrahieren, welcher eine simultane stimulierte cw-Emission (engl. „continuous wave“ für Dauerstrich) des roten und grünen Bandübergangs ermöglicht.

## **5.1 Monochromatischer Pr:YLF Laser**

In diesem Abschnitt wird die verwendete Versuchsanordnung des monochromatischen Pr:YLF Festkörperlasers für die Anpassungen des theoretischen Modells in Abschnitt 5.2 charakterisiert. Die Basis dieses Versuchsaufbaus bildet ein System der Firma „ALKAAD Photonics“ [35], welches alle optischen Komponenten zur Inbetriebnahme des monochromatischen Pr:YLF Lasers beinhaltet. Das ALKAAD-System wird anhand der Simulation insofern modifiziert, dass auf Basis des monochromatisch emittierenden Festkörperlasers ein polychromatischer Festkörperlaser realisiert werden kann.

Hierbei werden die drei grundlegenden Komponenten eines Lasers (siehe Abschnitt 2.2) genutzt. Diese Komponenten werden im Folgenden charakterisiert, um realitätsnahe Parameter für das theoretische Modell in Abschnitt 5.2 zur Verfügung zu stellen. Bei der Charakterisierung fließen die Ergebnisse der studentischen Arbeiten von PÖRTNER [149] und BABAEI [144] mit ein.

### 5.1.1 Absorptionsspektrum des Pr:YLF Kristalls

Der in diesem Aufbau verwendete Pr:YLF Kristall hat einen Dotierungsgrad von  $0,7 \text{ at}\%$ , wobei der Durchmesser des zylindrischen Pr:YLF Kristalls bei 5 mm auf einer Länge von 6 mm liegt. Die Stirnflächen dieses Pr:YLF Festkörperkristalls sind mit einem AR-Coating für den sichtbaren Wellenlängenbereich (Restreflektivität  $\leq 0,1 \%$ ) ausgestattet, um die Resonatorumlaufverluste möglichst gering zu halten. [35]

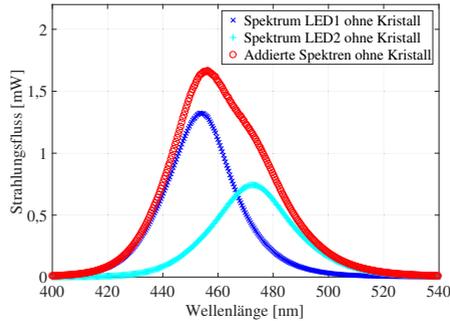
Zur Bestimmung des höchsten Absorptionspeaks wird das Absorptionsspektrum des Pr:YLF Kristalls vermessen. Hierzu werden zwei im Vergleich zu einer Laserdiode breitbandige blaue LED genutzt, deren Zentralwellenlänge bei 447,5 nm und 475 nm liegen. Für die Bestimmung des Absorptionsspektrums wird eine geschlossene Box genutzt, in welcher die LEDs nacheinander positioniert werden. Diese Box ist mit einem Glassubstrat als Lichtaustrittsfläche mit einer Größe von 5 mm entsprechend des Pr:YLF Kristalls ausgestattet, sodass dieser auf dem Substrat befestigt werden kann. Der Aufbau befindet sich in einer Ulbrichtkugel, um die Spektren der zwei blauen LED in der Ulbrichtkugel mit dem Spektroradiometer OL 770 (siehe Datenblatt OL 770 [34]) zu vermessen. Bei allen folgenden Messungen, welche mit diesem Spektroradiometer durchgeführt werden, gilt es, entsprechend des Datenblatts eine Wellenlängengenauigkeit von  $\pm 1 \text{ nm}$  zu beachten. Diese wird jedoch nicht explizit in jeder Einzelmessung aufgeführt. Zusätzlich gilt aufgrund der letzten Kalibrierdaten eine erweiterte Messunsicherheit, resultierend aus den Messunsicherheiten des Kalibrierverfahrens und denen des Spektroradiometers, für die absoluten photometrischen Größen von  $\pm 4,5 \%$ . Diese erweiterte Messunsicherheit wird nicht in den gezeigten Spektren aufgeführt, da bei diesen Messungen nicht der absolute Strahlungsfluss, sondern der normierte Strahlungsfluss also die relativen Peaks zueinander verglichen werden. Absolute Strahlungsflüsse werden im Zuge dieser Dissertation

mit einem weiteren Sensorkopf PM30 vermessen, welcher speziell für monochromatische Laserstrahlung geeignet ist.

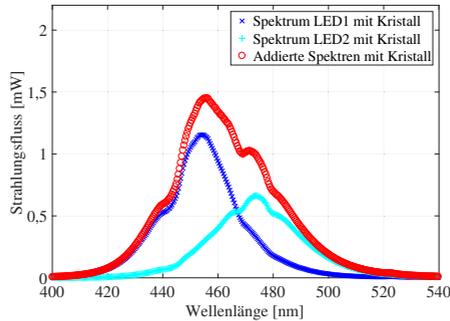
Die spektrale Messung zur Bestimmung des Absorptionsspektrums wird zunächst für jede LED ohne Kristall durchgeführt und anschließend mit Pr:YLF Kristall an der Lichtaustrittsfläche der Box. Die resultierenden Spektren sind in Abbildung 5.1a und 5.1b dargestellt.

Aufgrund der gaußförmigen spektralen Verteilung der beiden LEDs wird durch die Differenz der summierten Spektren aus Abbildung 5.1a und 5.1b kein absolutes Ergebnis für die Einzelpeaks im Absorptionsspektrum resultieren. Somit kann durch die einfache Subtraktion der Spektren keine Aussage über die Amplitude der individuellen Absorptionspeaks zueinander getroffen werden. Aus diesem Grund wird das gesamte addierte Spektrum aus Abbildung 5.1a ohne Kristall für jede Wellenlänge auf 1 normiert. Der hieraus resultierende Faktor wird anschließend mit dem addierten Spektrum aus Abbildung 5.1b mit Kristall multipliziert, um das Gauß-Profil der LEDs aus dem Spektrum heraus zu rechnen. Aus dem normierten Spektrum ohne Kristall und dem zweiten mit den Faktoren multiplizierten Spektrum mit Kristall lässt sich nun die Differenz bilden, um eine Aussage über die Gewichtung der Absorptionspeaks treffen zu können. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2 dargestellt und stützt das vom Hersteller erwartete Absorptionsspektrum (siehe Anhang IX).

In den Randbereichen des Graphen ist ein starkes Rauschen zu verzeichnen, welches aus dem in diesem Bereich größeren Normierungsfaktor aufgrund des Gauß-Profiles der genutzten LED resultiert. Das Rauschen, welches in den Randbereich aufgrund eines schlechteren Signal-Rausch-Verhältnisses ohnehin bereits schlechter ist, wird durch die Multiplikation weiter verstärkt.



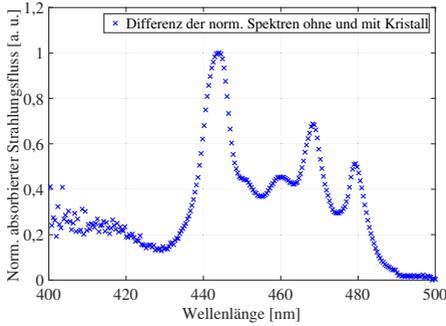
(a) Vermessene Spektren der beiden LEDs und die Summe der Spektren ohne Pr:YLF Kristall auf dem Glassubstrat der Lichtaustrittsfläche der Box.



(b) Vermessene Spektren der beiden LEDs und die Summe der Spektren mit Pr:YLF Kristall auf dem Glassubstrat der Lichtaustrittsfläche der Box.

**Abbildung 5.1:** Vergleich der vermessenen Spektrum beider LEDs (a) ohne Kristall und (b) mit Pr:YLF Kristall.

Der Absorptionspeak bei 444 nm entsprechend des Übergangs  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3P_2$  ist in diesem blauen Wellenlängenbereich am ausgeprägtesten und kann für die Erzeugung der Besetzungsinversion genutzt werden. Hierfür ist eine Anpassung der Emissionswellen-



**Abbildung 5.2:** Berechnetes Absorptionsspektrum aus der Differenz der experimentell gemessenen und anschließend normierten Spektren ohne und mit Kristall.

länge der Pumplaserdiode zur Umsetzung der Besetzungsinversion im aktiven Medium in Abschnitt 5.1.2 beschrieben.

### 5.1.2 Charakterisierung der blauen Pumplaserdiode

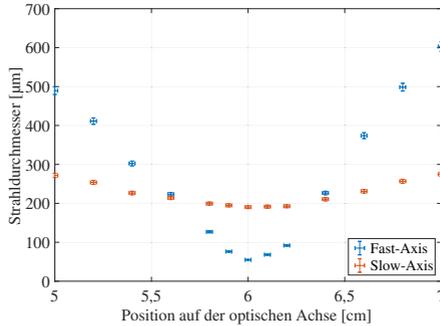
In diesem Abschnitt sollen die einzelnen Parameter der Pumplaserdiode bestimmt und an den Laboraufbau des Festkörperlasers angepasst werden. Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, wird bei der Wellenlängenauswahl für die Pumplichtquelle der Peak im Absorptionsspektrum des  $\text{Pr}^{3+}$ -Ions bei etwa  $\lambda_{\text{Peak}} = 444 \text{ nm}$  genutzt. Zudem soll die nicht absorbierte Pumpstrahlung als Blauanteil für den weißen Festkörperlaser genutzt werden.

Die genutzte Pumplaserdiode besitzt nach dem Datenblatt einen maximalen Strahlungsfluss von  $P_{\text{pump}} = 1 \text{ W}$ . [35] Die Emissionswellenlänge der Pumplaserdiode besitzt eine starke Temperaturabhängigkeit, weshalb die Laserdiode auf einem Peltierelement befestigt ist, um eine temperaturstabilisierte Ansteuerung zur Emission einer Zentralwellenlänge im Bereich des Absorptionspeaks zu

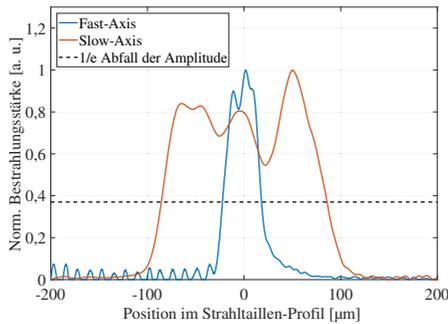
gewährleisten. Der nach dem Datenblatt mögliche ansteuerbare Temperaturbereich der Laserdiode liegt bei dem maximalen Strahlungsfluss zwischen  $20^{\circ}\text{C} - 50^{\circ}\text{C}$ . [35] Um eine Besetzungsinversion im aktiven Medium erzielen zu können, sind extrem hohe Leistungsdichten in dem Pr:YLF Kristall nötig. Hierzu muss die Strahlung der Pumplaserdiode auf sehr geringe Strahldurchmesser fokussiert werden.

Zur Bestimmung der Strahldivergenz der austretenden Pumpstrahlung wird mit Hilfe eines „Beam Profilers“ (genutzt wird der BeamMaster<sup>TM</sup>-USB [8]) der Strahldurchmesser an zwei Positionen auf der optischen Achse vermessen. Über die Tangensfunktion ergeben sich hieraus ein Divergenzwinkel für die Fast-Axis von  $\phi_{\text{fast}} \approx 22^{\circ}$  und für die Slow-Axis von  $\phi_{\text{slow}} \approx 5^{\circ}$ . In dem ALKAAD-System ist für die Kollimation der divergenten Strahlung der Pumplaserdiode eine asphärische Linse mit einer geringen Brennweite von 4,6 mm vorgesehen. Diese ist von beiden Seiten mit einem AR-Coating im Bereich von 300 nm – 700 nm und einer maximal möglichen Restreflektivität  $\leq 0,5\%$  ausgestattet. [35] Zudem kann die Kollimationsoptik über einen XY-Justagehalter mittig zur optischen Achse ausgerichtet werden. Eine Bikonvexlinse mit einer Brennweite von 60 mm soll die kollimierte Pumpstrahlung mittig in den Pr:YLF Kristall fokussieren, um die benötigte Leistungsdichte zur Erzeugung der Besetzungsinversion zu erzielen. Die Kaustik dieses Fokuspunktes ist in Abbildung 5.3a dargestellt. Der angenommene Fehler für die Messung des Strahldurchmessers und der Positionierung entlang der optischen Achse, welche in den Graphen eingezeichnet sind, ergeben sich aufgrund des im Datenblatt dieses Beam Profilers angegebenen systematischen Fehlers. [8] Es zeigen sich zwei stark unterschiedliche Strahltaillen für die Slow- und Fast-Axis der Laserdiode. Hierbei liegt der minimale Strahldurchmesser der Fast-Axis bei  $\omega_{\text{fast}} \approx 55,6 \mu\text{m}$  sowie für die Slow-Axis bei  $\omega_{\text{slow}} \approx 190 \mu\text{m}$ . Dieses Ergebnis resultiert aus

der elliptischen Abstrahlcharakteristik der Pumplaserdiode, welche mittels einer einfachen asphärischen Linse nicht korrigiert werden kann.



(a) Kaustik des Fokuspunktes der blauen Pumpstrahlung.



(b) Strahlprofil der Pumpstrahlung im Fokuspunkt.

**Abbildung 5.3:** Kaustik des Fokuspunktes der Pumpstrahlung, welcher nach einer Kollimierung mittels asphärischer Linse und anschließender Fokussierung mittels Bikonvexlinse erzeugt wird.

Zur Realisierung eines optimierten Fokuspunktes muss demnach die elliptische Abstrahlcharakteristik der Pumplaserdiode durch die Kollimationsoptik korrigiert werden. Hierfür müssen die beiden Achsen separat voneinander manipuliert werden, sodass der Strahldurchmesser  $\omega$  für beide Achsen eine äquivalente Größe aufweist. Zur Berechnung des Strahldurchmessers  $\omega$  in Abhängigkeit der Fokuslänge  $f_1$  sowie  $f_2$  und der halben Divergenzwinkel für die Fast- und Slow-Axis gelten Gleichungen 5.1 und 5.2.

$$\tan(11^\circ) = \frac{\frac{\omega}{2}}{f_1} \quad (5.1)$$

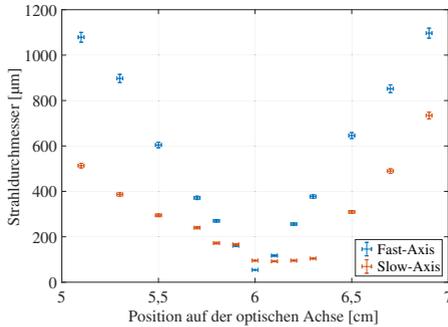
$$\tan(2,5^\circ) = \frac{\frac{\omega}{2}}{f_2} \quad (5.2)$$

Das Gleichsetzen der beiden halben Strahldurchmesser  $\frac{\omega}{2}$  ergibt ein Verhältnis der Fokuslängen  $f_1$  und  $f_2$  zur optimalen Kollimation des Pumplaserstrahls.

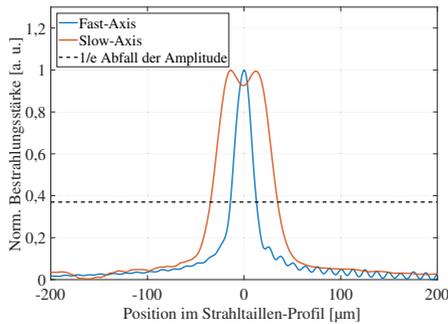
$$f_1 \cdot \tan(11^\circ) = f_2 \cdot \tan(2,5^\circ) \Leftrightarrow \frac{f_1}{f_2} = \frac{\tan(2,5^\circ)}{\tan(11^\circ)} \quad (5.3)$$

Hieraus resultiert, dass die Fokuslängen  $f_1$  zu  $f_2$  ein benötigtes Verhältnis von 1 zu 4,45 ausweisen müssen, um einen gleichmäßig kollimierten Pumpstrahl realisieren zu können. Aufgrund der im Labor verfügbaren Zylinderlinsen wird für diese Modifizierung des Versuchsaufbaus Fokuslängen von  $f_1 = 9,7 \text{ mm}$  und  $f_2 = 40 \text{ mm}$  genutzt. Für die genutzten Brennweiten ergibt sich ein Verhältnis von 1 zu 4,12, welches näherungsweise dem gewünschten Wert entspricht. Für die Fokussierung in den Kristall soll erneut eine Bikonvexlinse mit einer Brennweite von 60 mm genutzt werden. Die Kaustik des Fokuspunktes ist in Abbildung 5.4a dargestellt. Es zeigt sich eine signifikante Verbesserung der Fokussierung. Aus Abbildung 5.4b geht hervor, dass die Slow- und die Fast-Axis

in der Brennebene einen im Vergleich zu Abbildung 5.3b deutlich kleineren und aneinander angenäherten Strahldurchmesser besitzen.



(a) Kaustik des Fokuspunktes der blauen Pumpstrahlung.



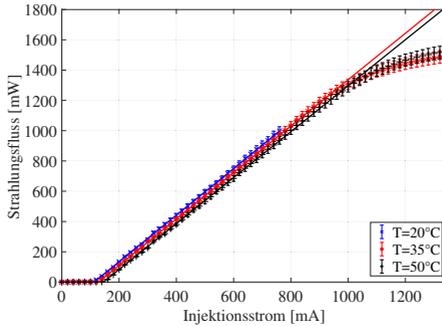
(b) Strahlprofil der Pumpstrahlung im Fokuspunkt.

**Abbildung 5.4:** Kaustik des optimierten Fokuspunktes der Pumpstrahlung, welcher nach einer Kollimierung mittels zweier Zylinderlinsen und anschließender Fokussierung mittels Bikonvexlinse erzeugt wird.

Bedingt durch den geringen Unterschied des Verhältnisses der benötigten Fokuslängen zu den im Labor verwendeten Fokuslängen, ist in Abbildung 5.4a ein abweichender Verlauf der Strahltaillen der beiden Emissionsachsen zu erkennen. Für die Slow-Axis ergibt sich somit ein minimaler Strahldurchmesser von  $\omega_{\text{slow}} \approx 92,9 \mu\text{m}$  und für die Fast-Axis von  $\omega_{\text{fast}} \approx 54,4 \mu\text{m}$ .

Da die emittierte Wellenlänge der Laserdiode stark von dem eingestellten Eingangsstrom  $I$  mit etwa  $3,3 \text{ nm/A}$  und zusätzlich von der Temperatur  $T$  mit etwa  $0,5 \text{ nm/}^\circ\text{C}$  abhängig ist, wird ein Laserdiodentreiber der Firma „ALKAAD Photonics“ zur gezielten Ansteuerung dieser Werte genutzt (siehe Datenblatt [35]). In Abbildung 5.5 sind exemplarisch drei P-I-Kennlinien der Pumplaserdiode für unterschiedliche Temperaturen aufgetragen. Hierbei sind die abgebildeten Graphen für die niedrigste und die höchste einstellbare Temperatur die äußeren Grenzen der möglichen Diodenkennlinien. Zusätzlich wird beispielhaft eine dritte Kennlinie bei  $T = 35^\circ\text{C}$  dargestellt. Aus den Graphen ist ersichtlich, dass der maximale Strahlungsfluss aus den Angaben des Datenblatts [35] durch eine Übersteuerung des Eingangsstroms  $I$  bis auf etwa  $1,3 \text{ W}$  erhöht werden kann. Höhere Strahlungsflüsse können zwar noch erzielt werden, allerdings ist die typische Linearität der P-I-Kennlinie nicht gegeben. Die eingetragene Messunsicherheit in den Graphen resultiert aus einem konstanten systematischen Fehler des Sensorkopfes „Power Max 30“ (PM30 [7]), welcher laut Datenblatt der Firma Coherent etwa  $2,69\%$  betragen kann. [7]

Bis zu einem spezifischen Schwellstrom und einer damit eintretenden stimulierten Emission wird ausschließlich die Fluoreszenz des aktiven Materials gemessen. Die Laserschwellströme betragen für die Graphen aus Abbildung 5.5  $112 \text{ mA}$ ,  $125 \text{ mA}$  und  $142 \text{ mA}$  für die drei Temperaturen  $20^\circ\text{C}$ ,  $35^\circ\text{C}$  und  $50^\circ\text{C}$ . Bei einer Erhöhung dieser Ströme folgt ein kontinuierlicher nahezu linearer Anstieg des jeweiligen Strahlungsflusses. Da der Abstand zwischen Leitungs-



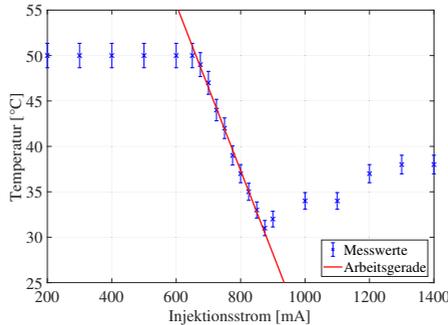
**Abbildung 5.5:** P-I-Kennlinien der Pumplaserdiode im blauen Wellenlängenbereich bei  $\lambda_{\text{pump}} = 445 \text{ nm}$  für drei unterschiedliche Betriebstemperaturen  $20^\circ\text{C}$ ,  $35^\circ\text{C}$  und  $50^\circ\text{C}$ .

und Valenzband in dem Halbleitermaterial für niedrigere Temperaturen  $T$  kleiner ist, sinkt ebenfalls der Laserschwelstrom, welcher zum Einsetzen der stimulierten Emission nötig ist.

Aus den Kennlinien geht der für den Pumpprozess zur Verfügung stehende Strahlungsfluss hervor, welcher in Abhängigkeit unterschiedlicher Eingangsströme  $I$  und Temperaturen  $T$  angepasst werden kann. Aufgrund der in Abbildung 5.5 dargestellten Graphen ist es jedoch nicht möglich, eine Aussage über die Wellenlängenverschiebung der Laserdiode zu treffen. Es besteht allerdings eine Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge von der Temperatur  $T$  und den Eingangsströmen  $I$ , sodass die Pumpwellenlänge auf einen Absorptionspeak des Pr:YLF Kristalls optimiert werden kann. Das Maximum des Absorptionspeaks liegt entsprechend der Messung aus Abschnitt 5.1.1 für den genutzten Pr:YLF Kristall bei einer Zentrallwellenlänge von  $444 \text{ nm}$ .

Für eine möglichst genaue Übereinstimmung der Pumpwellenlänge mit diesem Absorptionspeak gilt es, die Pumplaserdiode für die unterschiedlichen Kombinationen von  $T$  und  $I$  spektral zu vermessen.

Hieraus lässt sich die optimale Temperatureinstellung für jeden Eingangsstrom in einer Arbeitsgeraden bestimmen. Dies geht aus der studentischen Arbeit von PÖRTNER [149] hervor, indem für jeden Eingangsstrom  $I$  eine Temperatur  $T$  definiert wird, um eine Emission der Zentralwellenlänge von 444 nm für die Pumplichtquelle zu gewährleisten. Zur Bestimmung dieser Arbeitsgeraden wird der Eingangsstrom von 200 mA bis 1400 mA sukzessive erhöht. Bei jedem gewählten Eingangsstrom wird die Temperatur  $T$  von 20°C bis 50°C mit 1°C Intervallen angehoben und das emittierte Spektrum gemessen. Die Messwerte werden auf die maximale Emission bei einer Zentralwellenlänge von 444 nm geprüft und entsprechend in Abbildung 5.6 aufgetragen. [149]



**Abbildung 5.6:** Arbeitsgerade für die Pumplaserdiode zur Bestimmung der Temperatur  $T$  in Abhängigkeit des Eingangsstroms  $I$  zur Emission einer Zentralwellenlänge von 444 nm.

Für Stromstärken von 650 mA bis 875 mA ergibt sich bei jedem Eingangsstrom  $I$  eine Temperatur  $T$ , welche eine Emission der Zentralwellenlänge bei 444 nm ermöglicht. Niedrigere Stromstärken als 650 mA ermöglichen keine exakte Übereinstimmung der Zentralwellenlänge der Pumplaserdiode mit dem Absorptionspeak bei 444 nm, da die Temperatur  $T$  über 50°C erhöht werden müsste.

Dies ist durch das verbaute Peltierelement und die Ansteuerung jedoch nicht möglich. Zudem sinkt bei steigender Temperatur der emittierte Strahlungsfluss und die Lebensdauer der Laserdiode. Für Stromstärken größer 875 mA müsste die Laserdiodeneinheit stärker herunter gekühlt werden, um die Zentralwellenlängen mit dem Absorptionspeak überlagern zu können.

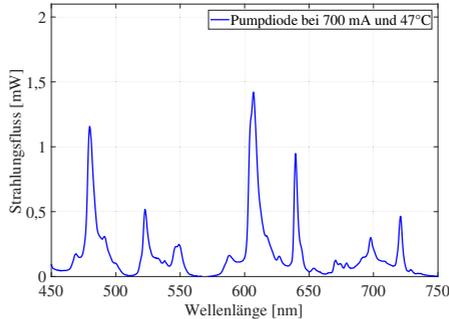
Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass der Pumpprozess auch bei einer geringen Verschiebung der Zentralwellenlänge um wenige Nanometer funktioniert. Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben und in Abschnitt 5.1.1 verifiziert, besitzt das Absorptionsspektrums des Pr:YLF Kristalls einen breiten Absorptionspeak in diesem Wellenlängenbereich. Die Emissionseigenschaften des Pr:YLF Kristalls in Kombination mit der Pumplaserdiode werden im folgenden Abschnitt 5.1.3 dargestellt.

### **5.1.3 Emissionseigenschaften des Pr:YLF Kristalls**

Aufgrund der polarisationsabhängigen Absorption des Kristalls, muss die Orientierung der Pumplaserdiode an den Pr:YLF Kristall angepasst werden. Hierzu wird der Kristall um die optische Achse gedreht, bis die maximale Absorption der blauen Pumpstrahlung eingestellt ist. Für diese Messung wird der maximal emittierte Strahlungsfluss an der Pumplaserdiode eingestellt und ein Bandpassfilter mit Transmissionsfenster im blauen Wellenlängenbereich hinter dem Kristall positioniert. Hinter diesem Filter wird der Sensorkopf PM30 verwendet, um den Strahlungsfluss der restlichen blauen Pumpstrahlung zu messen. Es folgt eine Drehung des Pr:YLF Kristalls, bis eine optimierte Absorption der Pumpstrahlung erzielt wird.

Zusätzlich wird das Fluoreszenzspektrum des Kristalls vermessen. Hierfür wird der gesamte Aufbau in der Ulbrichtkugel platziert

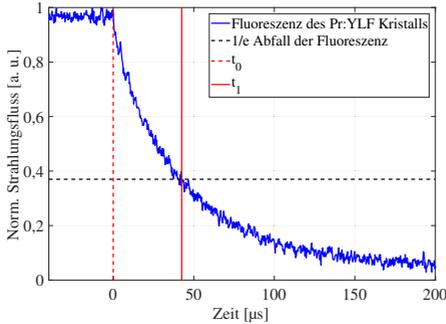
und mittels des Spektrometers OL 770 vermessen. Das Relativspektrum ist in Abbildung 5.7 dargestellt.



**Abbildung 5.7:** Gemessenes Emissionsspektrum des Pr:YLF mit Anregung der blauen Pumplaserdiode ( $\lambda = 444$  nm).

Ein weiterer experimentell zu bestimmender Parameter ist die Lebensdauer des oberen Energieniveaus im Pr:YLF Kristall. Hierzu wird ein Blaufilter hinter dem aktiven Medium positioniert, um ausschließlich den Abfall des Strahlungsflusses der Fluoreszenz zu vermessen. Eine Photodiode wird direkt hinter dem Filter platziert, um die zeitliche Messung der Lebensdauer durchführen zu können. Hierfür wird die Pumplaserdiode im Millisekunden-Bereich gepulst und der Abfall des Strahlungsflusses der Fluoreszenz nach einem Einzelpuls gemessen (siehe Abbildung 5.8).

Aus Gleichung 2.6 (siehe Abschnitt 2.2.1) ergibt sich die Lebensdauer  $\tau$  nach einem Abfall des Strahlungsflusses  $P_0$  bei  $t_0$  von  $\frac{1}{e}$  bis zum Zeitpunkt  $t_1$  (siehe Abbildung 5.8). Aus diesem Graphen lässt sich die Lebensdauer  $\tau$  ermitteln, indem die Stelle für die Zeit  $t$  berechnet wird, an welcher der Graph den Wert von  $\frac{P_0}{e}$  annimmt. Demnach ergibt sich eine Zeit von  $\tau \approx 43,5 \mu\text{s}$ , welche für die Simulation in Abschnitt 5.2 genutzt wird.



**Abbildung 5.8:** Abfall des Strahlungsflusses der Fluoreszenz in Abhängigkeit der Zeit  $t$  mit eingezeichneter Lebensdauer von  $P_0$  bis  $\frac{P_0}{e}$  im Zeitraum  $t_0$  bis  $t_1$ .

#### 5.1.4 Resonator des monochromatischen Pr:YLF Lasers

In diesem Abschnitt wird der hemisphärische Resonator des monochromatischen Pr:YLF Lasers charakterisiert (siehe Abschnitt 2.2.3). Für den Pr:YLF Festkörperlaser sind hohe Anforderungen an die Transmissions- und Reflektionseigenschaften der Spiegel zu richten. Der plane Einkoppelspiegel muss möglichst hochtransmissiv für die blaue Pumpstrahlung ( $\lambda_{\text{blau}} = 444 \text{ nm}$ ) sein, sowie möglichst 100 % Reflektivität für Rot ( $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$ ) und Grün ( $\lambda_{\text{grün}} = 523 \text{ nm}$ ) aufweisen. Im Rahmen dieser Arbeit werden je nach anzuregender Emissionslinie drei verschiedene Einkoppelspiegel verwendet. Hierbei sind die Einkoppelspiegel  $M_{1g}$  optimiert für eine monochromatische Emission im grünen Wellenlängenbereich,  $M_{1r}$  für eine monochromatische Emission im roten Spektralbereich sowie  $M_{1w}$  breitbandig im Hinblick auf eine weiße, polychromatische Emission bei RGB (siehe Tabelle 5.1). Der Auskoppelspiegel hingegen benötigt im Falle eines weißen Festkörperlaser unterschiedliche Reflexionsgrade für Rot und Grün. Zusätzlich soll dieser einen Großteil der blauen Strahlung

transmittieren, um den Blauanteil der RGB Lichtquelle zu gewährleisten. Eine Auflistung der verwendeten Resonatorspiegel ist in Tabelle 5.1 gegeben.

**Tabelle 5.1:** Übersicht der vorhandenen im experimentellen Aufbau getesteten Resonatorspiegel. Die spektralen Reflexionseigenschaften der Spiegel befinden sich im Anhang und sind in der Tabelle referenziert.

<b>Einkoppelspiegel</b>		
Bezeichnung	Reflexionsbereich	Krümmungsradius
$M_{1w}$	480 – 660 nm (Anhang III)	$\infty$
$M_{1g}$	500 – 570 nm (Anhang II)	$\infty$
$M_{1r}$	580 – 725 nm (Anhang I)	$\infty$
<b>Auskoppelspiegel</b>		
$M_{2g}$	500 – 570 nm (Anhang II)	100 mm
$M_{2r}$	580 – 725 nm (Anhang I)	100 mm
$M_{2r150}$	580 – 725 nm (Anhang I)	150 mm

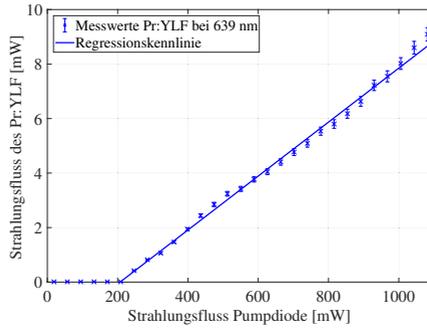
Der Grund für die hohen Reflektivitäten des Auskoppelspiegels liegt in den daraus resultierenden geringeren Verlusten, da ein großer Teil der Laserstrahlung zurück in den Resonator gekoppelt wird. Hierdurch wird zusätzlich der Justageaufwand reduziert. Da die prozentualen Transmissionsanteile für Rot und Grün zur Umsetzung eines stabilen simultanen polychromatischen Laserbetriebs nicht bekannt sind, gilt es, zunächst nacheinander zwei unterschiedliche vorhandene Auskoppelspiegel mit einer hohen Reflektivität zu testen. Auf Basis dieser Erkenntnisse und der Simulation in Abschnitt 5.2, wird im weiteren Verlauf ein polychromatischer Laser aufgebaut.

Für die Charakterisierung des hemisphärischen Resonators werden auf Basis der vorhandenen Spiegel und des Kristalls die Resonatorumlaufverluste berechnet. Dies wird beispielhaft anhand des monochromatischen, rot emittierenden Pr:YLF Lasers mit den Spiegeln  $M_{1r}$  und  $M_{2r}$  durchgeführt. Prinzipiell setzen sich die Umlaufverluste aus den Verlusten im aktiven Medium und den Verlusten an den Resonatorspiegeln zusammen. Zur Berechnung der theoretisch maximalen Resonatorumlaufverluste auf Basis des Stokes-Faktors  $\eta_{\text{stokes}} = \frac{\lambda_{\text{pump}}}{\lambda_{\text{Laser}}}$  wird Gleichung 5.4 genutzt [79, 83]

$$2\gamma_i \leq -\ln((1 - T_1)(1 - T_2)) \left( \frac{\eta_{\text{stokes}}}{\eta_{\text{slope}}} - 1 \right). \quad (5.4)$$

Die Parameter  $T_1$  und  $T_2$  beschreiben die Transmissivität des Ein- und Auskoppelspiegels. Neben der Bestimmung des Stokes-Faktors  $\eta_{\text{stokes}}$  gilt es, den Wirkungsgrad (die sogenannte Slope-Efficiency)  $\eta_{\text{slope}}$  zu bestimmen. Hierfür wird zunächst die Kennlinie des monochromatisch bei  $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$  emittierenden Lasers aufgenommen und in Abbildung 5.9 dargestellt. Hierfür wird durch eine Justage der Ein- und Auskoppelspiegel die Emission des Pr:YLF Lasers auf die TEM<sub>00</sub>-Mode eingestellt. Durch weitere Justage der optischen Komponenten wird eine Optimierung des erzielbaren Strahlungsflusses mit maximaler Pumpstrahlung umgesetzt. Anschließend kann die spezifische Laserkennlinie des monochromatischen Pr:YLF Lasers bei  $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$  vermessen werden. Für die Aufnahme dieser Kennlinie wird der Strahlungsfluss der von der Pumplaserdiode emittierten Laserstrahlung sukzessive erhöht und der resultierende Strahlungsfluss der Emission des Festkörperlasers mit Hilfe des sensitiven Sensorkopfes PD300 (siehe Datenblatt PD300 [93]) gemessen. Der angegebene systematische Fehler ergibt sich aus dem Datenblatt des Sensorkopfes.

Der Wirkungsgrad  $\eta_{\text{slope}}$  ergibt sich aus der Steigung der Kennlinie und gibt demnach das Verhältnis aus Strahlungsfluss der

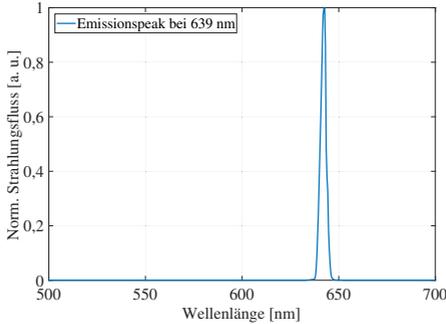


**Abbildung 5.9:** Aufgenommene Kennlinie des monochromatisch emittierenden Pr:YLF Lasers mit dem Strahlungsfluss der Pumpstrahlung auf der x-Achse und dem resultierenden Strahlungsfluss der roten Laseremission  $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$  auf der y-Achse.

Pumplaserdiode und der Emission dieses optisch gepumpten Festkörperlasers an. Mit Hilfe der linearen Ausgleichsgeraden lässt sich ein Wirkungsgrad von  $\eta_{\text{slope}} = 0,0099$  bestimmen. Für den monochromatischen Laserbetrieb im roten Wellenlängenbereich bei  $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$  beträgt der Stokes-Faktor  $\eta_{\text{stokes}} = \frac{444 \text{ nm}}{639 \text{ nm}} = 0,69$ . Wie aus den Reflexionsbereichen der Spiegel hervorgeht (siehe Anhang I - III), betragen die Transmissivitäten des Ein- und Auskoppelspiegels jeweils  $T_1 = T_2 = 0,01 \%$ . Aufgrund dieser Parameter ergibt sich ein maximaler Resonatorumlaufverlust für eine Stimulierung bei  $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$  von  $2\gamma_{\text{rot}} \leq 2,8 \%$ , welcher als Grundlage für die Simulation des Festkörperlasers im folgenden Abschnitt genutzt wird.

Zur Verifizierung der Anregung des korrekten Bandübergangs wird die stimulierte Emission mit Hilfe des Spektroradiometers OL 770 direkt hinter dem Auskoppelspiegel vermessen. Hierzu wird der Lichtwellenleiter des OL 770 direkt im Strahlengang des Festkörperlasers positioniert. Vor dem Spektroradiometer wird zusätzlich ein Blaufilter platziert, da die restliche, nicht absorbierte

blaue Pumpstrahlung an dieser Stelle einen wesentlich höheren Strahlungsfluss aufweist, als die stimulierte Emission des Pr:YLF Kristalls. Das Spektrum der monochromatischen Emission bei  $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$  ist in Abbildung 5.10 aufgetragen.

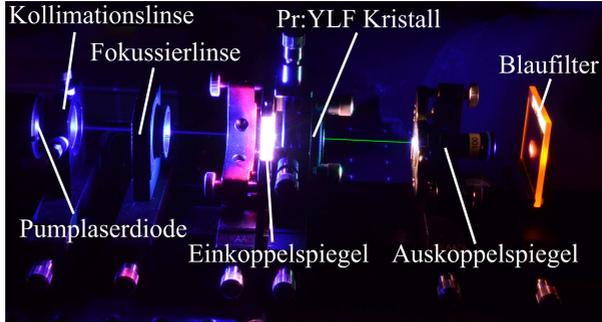


**Abbildung 5.10:** Spektrale Messung der stimulierten Emission des Pr:YLF Lasers im Wellenlängenbereich von  $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$ .

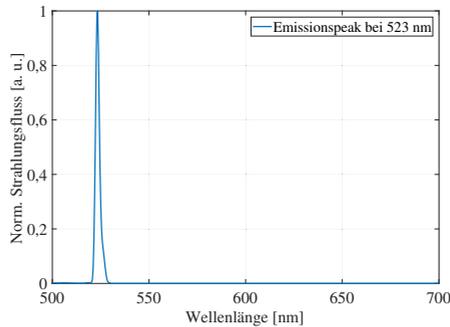
Da für eine Aussage über den Strahlungsfluss eine Kalibrierung des Spektroradiometers in Kombination mit einer Ulbrichtkugel durchgeführt werden muss, kann aufgrund der Messmethode keine Aussage über absolute Werte der stimulierten Strahlung getroffen werden. Die spektrale Analyse beeinflusst diese Messmethode hingegen nicht, sodass der gemessene Strahlungsfluss als normierter Strahlungsfluss dargestellt werden kann.

Für die stimulierte Emission bei  $\lambda_{\text{grün}} = 523 \text{ nm}$ , sowohl für den Einkoppelspiegel  $M_{1g}$  als auch  $M_{1w}$  in Kombination mit dem Auskoppelspiegel  $M_{2g}$ , kann aufgrund der geringen Strahlungsflüsse keine nutzbare Laserkennlinie aufgenommen werden.

Wie in Abbildung 5.11 gezeigt, ist die Laserstrahlung innerhalb des Resonators mit bloßem Auge deutlich zu erkennen, allerdings aufgrund des geringen Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels



**Abbildung 5.11:** Experimentelle Versuchsanordnung mit einer realisierten monochromatischen grünen Emission bei  $\lambda_{\text{grün}} = 523 \text{ nm}$  des Pr:YLF Lasers mittels der Resonatorspiegel  $M_{1w}$  und  $M_{2g}$ .



**Abbildung 5.12:** Spektrale Messung der stimulierten Emission des Pr:YLF Lasers im Wellenlängenbereich von  $\lambda_{\text{grün}} = 523 \text{ nm}$ .

nicht außerhalb des Resonators mit den vorhandenen Sensorköpfen (PD300 und PM30) messbar. Somit muss für die Bestimmung der Resonatorumlaufverluste für den grünen Wellenlängenbereich auf Werte aus der Literatur zurückgegriffen werden. Hierbei geben LUO ET AL. [79] bei einem vergleichbaren Resonatordesign Verluste von  $\gamma_{\text{grün}} \approx 1,4 \%$  an. Dieser Wert wird für die simulative Beschreibung eines polychromatischen Lasers in Abschnitt 5.2 genutzt.

Zur Verifizierung der stimulierten Emission des korrekten Bandüberganges kann dennoch eine spektrale Messung mittels Spektrometers analog zu der Messmethode im roten Wellenlängenbereich durchgeführt werden. Das Spektrum der angeregten Strahlung bei  $\lambda_{\text{grün}} = 523 \text{ nm}$  ist in Abbildung 5.12 dargestellt.

## 5.2 Resonatordesign des Pr:YLF Lasers

Für die Simulation von geeigneten Resonatoren, wird die Entwicklungsumgebung „RP Fiber Power“ der Firma „RP Photonics Consulting GmbH“ verwendet. Diese Software ermöglicht eine flexible Variation unterschiedlicher Eingabeparameter, um deren Einfluss auf die stimulierte Laserstrahlung zu analysieren. Ursprünglich sollten Faserlaser mit dieser Software designed werden. Durch ein flexibles Modell des Resonators, welches als Skript-Code mit einer eigenen Skriptsprache in dem Programm ausgeführt werden kann, ist es möglich, Laser mit beliebigen aktiven Medien zu simulieren. Die genutzten Algorithmen basieren auf den Ratengleichungsmodellen aus der allgemeinen Laserphysik. Eine genauere Beschreibung der in der Software verwendeten Algorithmen zur Lösung der Ratengleichungen ist nicht gegeben.<sup>18</sup> Die Simulation geht aus der studentischen Arbeit von BABAEI [144] hervor.

Durch eine Anpassung der Eingabeparameter in der Simulation wird ein möglichst realistisches Modell des vorhandenen Festkörperlasers geschaffen werden. Da im Rahmen dieser Dissertation keine Effizienzerhöhung des Festkörperlasers betrachtet werden soll, liegt das Hauptaugenmerk auf der Umsetzbarkeit eines polychromatischen Pr:YLF Festkörperlasers. In Abschnitt 5.2.2 wird,

---

<sup>18</sup>Für weitere Informationen zur Programm-Syntax und der Skriptsprache der Software sei an dieser Stelle auf die Homepage der RP Photonics Consulting GmbH [31] verwiesen.

im Anschluss an die realitätsnahe, nicht effizienzoptimierte Simulation aus Abschnitt 5.2.1, ein theoretisches Modell zur stimulierten polychromatischen Emission beschrieben. Hierbei muss die Verstärkung innerhalb des Resonators für den roten und grünen Laserübergang ausgeglichen sein, um eine zeitgleiche stimulierte Emission gewährleisten zu können. Diese Erkenntnisse werden für das Resonatordesign zur experimentellen Umsetzung einer polychromatischen Emissionen, beschrieben in Abschnitt 5.3, mittels Pr:YLF genutzt.

### 5.2.1 Anpassung des monochromatischen Simulationsmodells an den Laboraufbau

Für das theoretische Modell müssen verschiedene Systemparameter definiert werden. Zunächst werden die spektroskopischen Daten des Pr:YLF Kristalls in dem Simulationsprogramm hinterlegt, indem die Absorptions- und Emissionsübergänge des  $\text{Pr}^{3+}$ -Ions importiert werden. Für die Abstrahlcharakteristik der Pump Laserdiode wird zur Vereinfachung ein idealer Gauß-Strahl definiert. Da im Falle einer geringeren Energiedichte, also bei einem größeren Pumpstrahldurchmesser, ein Eintreten der Besetzungsinversion einen höheren Strahlungsfluss der Pump Laserdiode benötigt, wird die größere Strahltaile der Slow-Axis (siehe Abschnitt 5.1) mit  $\omega_{\text{slow}} \approx 92,9 \mu\text{m}$  für die Simulation verwendet. Für eine effiziente Anregung des Festkörperlasers müssen zudem die Strahltaile der Pump Laserdiode und des anzuregenden Festkörperlasers möglichst deckungsgleich sein. Die minimale Strahltaile einer Lasermode im Resonator des Pr:YLF Festkörperlasers lässt sich nach LUO ET AL. [79] durch Gleichung 5.5 bestimmen

$$\omega_{\text{signal}} = \sqrt{\frac{L_{\text{Resonator}} \lambda_{s1}}{n\pi}} \sqrt[4]{\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}}. \quad (5.5)$$

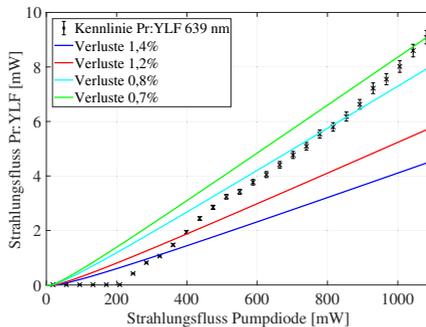
Der in Abschnitt 5.1 aufgebaute Festkörperlaser besteht aus einem hemisphärischen Resonator der Länge  $L_{\text{Resonator}} \approx 100$  mm. Die Parameter  $g_1$  und  $g_2$  ergeben sich aus den Krümmungsradien der Spiegel  $M_{1r}$  mit  $r_1 = \infty$  und  $M_{2r}$  mit  $r_2 = 100$  mm zu  $g_1 = 1 - \frac{L_{\text{Resonator}}}{r_1} = 1$  und  $g_2 = 1 - \frac{L_{\text{Resonator}}}{r_2} = 0$ . Mit Hilfe des Brechungsindex für Pr:YLF von  $n = 1.453$  ergibt sich für die Wellenlänge von  $\lambda_{s1} = 639$  nm eine minimale Strahltaile einer Lasermode von  $\omega_{\text{signal}} \approx 37,4 \mu\text{m}$ . [35] Die weiteren Parameter für das theoretische Modell gehen aus den experimentellen Messungen in Abschnitt 5.1 hervor und sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

**Tabelle 5.2:** Berechnete und experimentell ermittelte Parameter für das theoretische Modell des Pr:YLF Lasers.

Parameter	Beschreibung	Wert
$\tau$	Lebensdauer	$43,5 \mu\text{s}$
$\omega_{\text{signal}}$	Strahltaile Lasermode	$37,4 \mu\text{m}$
$\omega_{\text{slow}}$	Strahltaile Pumplaserdiode	$92,9 \mu\text{m}$
$\gamma_{\text{rot}}$	Einfacher Resonatorumlaufverlust	1,4 %
$T_2$	Transmissionsgrad Auskoppelspiegel	0,1 %
$\lambda_{s1}$	Wellenlänge Lasersignal	639 nm
$\lambda_{\text{pump}}$	Wellenlänge Pumpstrahlung	444 nm
$P_{\text{pump}}$	Strahlungsfluss Pumplaserdiode	0..1100 mW

Der monochromatische Pr:YLF Festkörperlaser mit einer Emission bei  $\lambda_{s1} = 639$  nm wird mit Hilfe der in Tabelle 5.2 angegebenen Parameter als theoretisches Modell erstellt. Um diese Simulation mit dem experimentellen Aufbau vergleichen zu können, wird die Laserkennlinie des theoretischen Modells mit den experimentellen Ergebnissen in einem Graphen in Abbildung 5.13 dargestellt. Aus

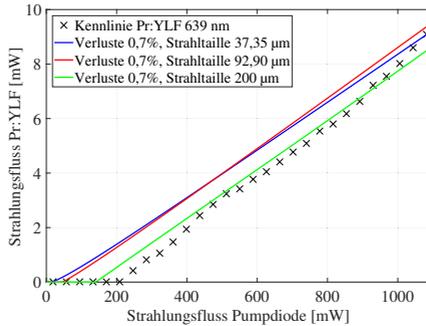
diesem Vergleich geht eine starke Abweichung der Kennlinien aus der Simulation zum Laboraufbau bezüglich des Wirkungsgrads und der benötigten Pumpstrahlung zum Einsetzen des Laserübergangs (der sogenannten Laserschwelle) hervor. Der Grund hierfür liegt in der Bestimmung der Resonatorumlaufverluste durch den Wert aus Gleichung 5.4, welcher als in der Theorie maximal möglicher Verlust des Resonators definiert ist. Die real auftretenden Verluste können demnach durchaus geringer sein. Da ein direkter Zusammenhang des Wirkungsgrads mit den Verlusten besteht, gilt es, die Verluste  $\gamma_{\text{rot}}$  zu reduzieren, um einen realitätsnahen Verlauf der theoretischen Kennlinie zu erzielen. Durch die Reduktion der Resonatorumlaufverluste steigt der Wirkungsgrad  $\eta_{\text{slope}}$ , bis ein identischer Verlauf der simulativen Kennlinie zu der experimentell bestimmten Laserkennlinie gegeben ist. Nach Abbildung 5.13 ist eine identische Steigung der Laserkennlinie für Resonatorumlaufverluste von etwa  $\gamma_{\text{rot}} \approx 0,7\%$  gegeben. Die Anpassung der Verluste bringt allerdings eine Verringerung der Laserschwelle mit sich, wodurch diese nicht mit der experimentellen Kennlinie übereinstimmt.



**Abbildung 5.13:** Vergleich der experimentell ermittelten Laserkennlinie des Pr:YLF Festkörperlasers mit den simulativ bestimmten Kennlinien für unterschiedliche Verluste zur Anpassung des Wirkungsgrades.

Um eine Anpassung der Laserschwelle zu erwirken, wird die Strahltaile der Lasermode und der Pumpstrahlung innerhalb des aktiven Medium erhöht. Bedingt durch diese Anpassung wird ein höherer Strahlungsfluss der Pumplaserdiode benötigt, bis die stimulierte Emission einsetzt. Für die Simulation werden die Verluste konstant auf  $\gamma_{\text{rot}} \approx 0,7\%$  gesetzt und die rechnerisch ermittelte Strahltaile von  $\omega_{\text{signal}} = 37,35 \mu\text{m}$  auf den gemessenen Querschnitt der Strahltaile der Pumplaserstrahlung von  $\omega_{\text{signal}} = 92,9 \mu\text{m}$  angepasst. Aus den Graphen in Abbildung 5.14 geht ein geringer Anstieg des Wirkungsgrades hervor. Zeitgleich bedeutet dies, dass eine höherer Strahlungsfluss der Pumplaserdiode benötigt wird, um eine Besetzungsinversion erzielen zu können. Es zeigt sich allerdings, dass die Laserschwelle für diese Strahltaile nicht mit der Messung übereinstimmt. Somit scheint die Strahltaile innerhalb des Kristalls in experimenteller Umgebung einen größeren Querschnitt aufzuweisen. Zur Verifizierung dieser Annahme wird der Querschnitt der Strahltaile in der Simulation schrittweise erhöht, bis die Kennlinie bei  $\omega_{\text{signal}} = 200 \mu\text{m}$  den Messwerten entspricht. Eine Annäherung der Simulation an die experimentellen Werte zeigt sich vor allem in einer Erhöhung der Laserschwelle von ursprünglich 16 mW auf 162,7 mW.

Die simulierte Kennlinie weist eine geringe Abweichung zu der gemessenen Laserkennlinie auf, da im experimentellen Versuchsaufbau weitere nicht in der Simulation berücksichtigte Effekte auftreten. So können sich im aktiven Medium thermischen Linsen ausbilden, welche durch eine partielle Brechzahländerung eine Aufweitung der Laserstrahlen bewirken. Weiterhin kann es zum thermischen Quenching kommen, bei welchem teilweise Löschungen oder eine Reabsorption der Laserstrahlung auftreten kann. Auch Verschmutzungen der Spiegelflächen oder weitere Streupartikel im Strahlengang werden im weiteren Verlauf dieser Simulation nicht berücksichtigt. Diese Effekte können alle zu einem Unterschied der



**Abbildung 5.14:** Vergleich der experimentell ermittelten Laserkennlinie des Pr:YLF Festkörperlasers mit den simulierten Kennlinien für unterschiedliche Strahltaillen der angeregten Lasermode im Resonator.

simulativen Laserkennlinie und zu einer erhöhten Laserschwelle in der Praxis führen. Trotz dieser Abweichung der theoretischen Kennlinie zu den praktischen Messwerten, dient das verwendete Modell des Graphen in Abbildung 5.14 für eine Strahltaile von  $\omega_{\text{signal}} = 200 \mu\text{m}$  als Grundlage für die Simulation eines polychromatischen Pr:YLF Lasers.

Eine Anpassung des theoretischen Modells auf den im Labor verwendeten Festkörperlaser für eine stimulierte Emission bei der Wellenlänge von  $\lambda_{s2} = 523 \text{ nm}$  ist an dieser Stelle nicht möglich, da, wie bereits in Abschnitt 5.1 beschrieben, keine eindeutige Kennlinie für die grüne Laseremission aufgenommen werden konnte. Die benötigten Werte für eine grüne Wellenlängenemission sind somit ausschließlich theoretisch bestimmt. Die Berechnung erfolgt hierbei analog zu dem roten Wellenlängenbereich, wobei die theoretischen Verluste bereits aus Abschnitt 5.1 hervorgehen.

## **5.2.2 Simulation eines polychromatischen Pr:YLF Lasers**

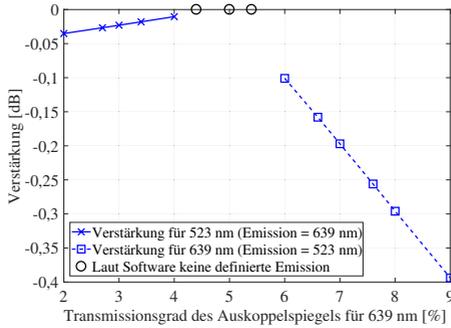
Zunächst gilt es anzumerken, dass die verwendete Software nicht für eine Simulation polychromatischer Laser programmiert wurde, da eine Haupteigenschaft des Lasers die Monochromasie ist. Es existiert jedoch die Funktion, der Implementierung eines wellenlängenselektiven Skripts, welches die höchste Verstärkung mehrerer Bandübergänge in dem Resonator berechnet und auf der Basis die vorherrschende monochromatische Emission ausgibt. Diese Funktion soll genutzt werden, um die Bedingungen für einen polychromatischen Laserbetrieb zu ermitteln.

Es werden für eine Simulation der polychromatischen Emission in dem auszuführenden Skript zur Vereinfachung zwei sogenannte „Channel“ definiert. Diese beiden Channel bekommen jeweils die Eigenschaften des roten und grünen Bandübergangs (siehe Abschnitte 5.1 und 5.2.1) zugewiesen, wobei weitere Bandübergänge des Pr:YLF Kristalls in der Simulation nicht berücksichtigt werden. Die Verstärkung der beiden Channel innerhalb dieses Resonators werden durch das Simulationsprogramm auf Basis dieser Eigenschaften berechnet. Wird die Verstärkung einer der beiden Bandübergänge größer als die Resonatorumlaufverluste, so ist die Laserschwelle dieser Wellenlänge erreicht und die Laseremission dieses spezifischen Channels setzt ein. Durch eine gezielte Variation der Verluste innerhalb des Resonators kann eine Wellenlängenselektion realisiert werden. Ohne zusätzliche Verluste im Resonator für die definierten Eigenschaften der Channel und mit dem gegebenen Pr:YLF Kristall, setzt sich die rote Wellenlängenemission bei  $\lambda_{s1} = 639 \text{ nm}$  aufgrund des höheren Wirkungsquerschnittes dieser Bandlücke durch.

Um einen polychromatischen Festkörperlaser entwickeln zu können, besteht eine Möglichkeit in der Anpassung der Transmissionseigen-

schaften der Resonatorspiegel, bis ein Gleichgewicht der Verstärkung für beide Channel eintritt. Die zweite Möglichkeit besteht in der Erhöhung der Verluste des roten Channels, was im experimentellen Verlauf eine Einbringung eines zusätzlichen optischen Elements (beispielsweise einen Rot-Filter) in den Strahlengang bedeutet. Zur vereinfachten Anschauung wird in der Simulation der Transmissionsgrad  $T_{2r}$  des Auskoppelspiegels für den roten Wellenlängenbereich erhöht und für den grünen Wellenlängenbereich konstant bei  $T_{2g} = 0,01\%$  gehalten, bis die Laserschwelle für beide Wellenlängen simultan erreicht wird. Die Laserschwelle ist ab einer positiven Verstärkung, bzw. ab  $\geq 0$  dB gegeben. Ist die Verstärkung beider Wellenlängenbereiche zeitgleich im Bereich der Laserschwelle, so gibt die Software anstatt der emittierten Wellenlänge ein „Not Stable“ aus. Dies ist bei einem konstanten Transmissionsgrad für Grün von  $T_{2g} = 0,01\%$  und für Transmissionsgrade von  $T_{2r} \approx 4,4\%$  bis  $T_{2r} \approx 5,4\%$  gegeben. Hier ist die Hypothese, dass in diesem Bereich eine duale Wellenlängenemission möglich ist. Wird der Transmissionsgrad für Rot anschließend weiter gesteigert, so stellt sich eine monochromatische grüne Emission des Festkörperlaser ein. Die Variation der Verstärkung und die resultierende Emission ist in Abbildung 5.15 dargestellt.

Bei einer zusätzlichen Variation des Transmissionsgrades  $T_{2g}$  für den grünen Wellenlängenbereich ergeben sich eine Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten. Aus den verschiedenen Kombinationen der Transmissionsgrade für beide Wellenlängenbereiche wurde eine Matrix erstellt, welche die jeweilige vorherrschende Emission beim Erzielen der Laserschwelle angibt. Diese werden gegenübergestellt mit einer zweiten Matrix, resultierend aus einer weiteren Simulation eines Resonators, in welchem ein zusätzliches optisches Bauteil höhere Verluste für den roten Wellenlängenbereich einbringt. Die Resonatorumlaufverluste für den roten Channel werden in der zweiten Simulation mit  $\gamma_{\text{rot}} = 10\%$  angesetzt, um

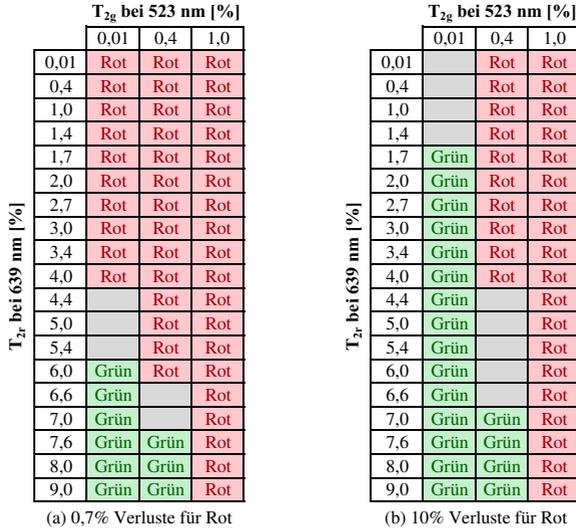


**Abbildung 5.15:** Verstärkung für  $\lambda_{s1} = 639 \text{ nm}$  und  $\lambda_{s2} = 523 \text{ nm}$  bis zum Erreichen der Laserschwelle bei einer Erhöhung des Transmissionsgrades  $T_{2r}$  für Rot und konstantem Transmissionsgrad  $T_{2g} = 0,01 \%$  für Grün.

das Verhalten des Festkörperlaser bei zusätzlichen Rot-Filtern im Strahlengang bewerten zu können.

In beiden Matrizen zeigen sich laut Simulation nicht stabile Emissionszustände bei Transmissionsgraden für den grünen Channel von  $T_{2g} = 0,01 \%$  und  $T_{2g} = 0,4 \%$ . In der zweiten Simulation, mit einem zusätzlichen Verlust für den roten Channel, setzen diese undefinierten Zustände allerdings für geringere Transmissionsgrade für den roten Wellenlängenbereich ein. Ohne zusätzliche Verluste (Abbildung 5.16a) müsste bei dem im Labor verwendeten Spiegel, mit einem Transmissionsgrad für Grün von  $T_{2g} = 0,01 \%$ , ein Transmissionsgrad für Rot zwischen  $T_{2r} \approx 4,4 \%$  und  $T_{2r} \approx 5,4 \%$  eingestellt werden, um eine mögliche duale Wellenlängenemission realisieren zu können. Dieses Ergebnis geht bereits aus Abbildung 5.15 hervor. Für einen höheren Transmissionsgrad von Grün mit  $T_{2g} = 0,4 \%$  müsste für Rot ein Transmissionsgrad zwischen  $T_{2r} \approx 6,6 \%$  und  $T_{2r} \approx 7 \%$  angestrebt werden. Da allerdings eine derartige Umsetzung mit mehreren Testbeschichtungen für beide Wellenlängenbereiche auf einer Spiegelfläche mit einem großen

Aufwand und hohen Kosten verbunden ist, wird ein theoretischen Modell mit zusätzlichen Verlusten für den roten Wellenlängenbereich simuliert (Abbildung 5.16b).



**Abbildung 5.16:** Vergleich der variierenden Transmissionsgrade für den roten und grünen Wellenlängenbereich bis zum Erzielen der Laserschwelle einer oder beider Wellenlängen  $\lambda_{s1} = 639$  nm und/oder  $\lambda_{s2} = 523$  nm mit zwei unterschiedlichen Resonatorumlaufverlusten für den roten Bandübergang. Hierbei gibt „Rot“ eine Emission bei  $\lambda_{s1} = 639$  nm, „Grün“ eine Emission bei  $\lambda_{s2} = 523$  nm und ein grauer, leerer Kasten eine nicht stabile Emission, also den Bereich einer möglichen dualen Wellenlängenemission an.

In dieser Simulation kann gezeigt werden, dass durch einen Auskoppelspiegel mit den Transmissionsgraden  $T_{2r} = 0,01\%$  und  $T_{2g} = 0,01\%$ , wie es die aktuellen Auskoppelspiegel aufweisen, sowie einem zusätzlichen Verlust für den roten Wellenlängenbereich durch weitere optische Bauteile, bereits eine duale Wellenlängenemission möglich ist.

Somit kann der bereits in der Versuchsanordnung verwendete Einkoppelspiegel weiterhin genutzt werden. Für den Auskoppelspiegel wurden bislang zwei unterschiedliche Spiegel für den grünen und roten Wellenlängenbereich verwendet. Die Transmissionsgrade dieser Auskoppelspiegel sind entsprechend der Simulation für eine polychromatische Emission unter der Bedingungen zusätzlicher Verluste für Rot zulässig. Mit einer angepassten Versuchsanordnung können demnach die vorhandenen Resonatorspiegel für eine polychromatische Emission von Grün und Rot genutzt werden. Zusätzlich muss eine optische Komponente in den Strahlengang eingefügt werden, welche den Resonatorumlaufverlust des roten Wellenlängenbereichs bei  $\lambda_{s1} = 639 \text{ nm}$  auf  $\gamma_{\text{rot}} \approx 10 \%$  erhöht. Hierbei gilt es zu beachten, dass die Verluste für den grünen Wellenlängenbereich nicht erhöht werden dürfen, da sich ansonsten die Verstärkung für rote stimulierte Emission aufgrund des höheren Wirkungsgrades durchsetzen würde. Die Umsetzung dieses Simulationsergebnisses, also die Anpassung der Versuchsanordnung wird in Abschnitt 5.3 beschrieben.

### **5.3 Polychromatischer Pr:YLF Laser**

Die Erkenntnisse der Simulation werden in diesem Abschnitt genutzt, um aus der Versuchsanordnung des monochromatischen Pr:YLF Lasers einen polychromatischen Laser zu realisieren. Um zunächst die unterschiedlichen Resonatorspiegel auf die Eignung für eine polychromatische Emission zu prüfen, wird ein zusätzliches optisches Bauteil eingeführt, welches eine Umschaltung zwischen mehreren Emissionslinien des Pr:YLF Festkörperlasers erlaubt (siehe Abschnitt 5.3.1). Daraufhin wird eine Anpassung des experimentellen Aufbaus zur simultanen Emission von Rot und Grün aus einem Resonator realisiert und in Abschnitt 5.3.2 präsentiert,

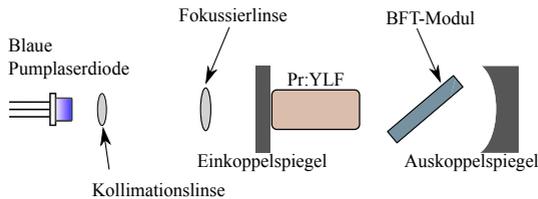
welcher in Kombination mit dem nicht absorbierten Pumplicht alle Spektralanteile für einen weißen Festkörperlaser zur Verfügung stellen kann.

### 5.3.1 Umschaltbare und simultane polychromatische Emission aus einem Resonator

Wie aus der Simulation hervorgeht, ist ein Anschwingen beider Laserübergänge theoretisch auch mit den vorhandenen Spiegeln und zusätzlichen Resonatorumlaufverlusten im roten Wellenlängenbereich möglich. Es wird eine zusätzliche optische Komponente in den Strahlengang eingefügt, um mehrere Wellenlängen des Pr:YLF Lasers nacheinander stimulieren zu können und somit die Eignung der Resonatorspiegel für eine polychromatische Emission bei höheren Resonatorumlaufverlusten zu prüfen. In diesem Abschnitt 5.3.1 fließen die Ergebnisse der studentischen Arbeit von PÖRTNER [149] mit ein. Das zusätzliche Bauteil ist ein doppelbrechendes Quarzglasplättchen (im Englischen ein sogenannter „birefringent tuner“, kurz BFT-Modul), welches drehwinkelabhängig Verluste für verschiedene Emissionslinien in den Resonator einbringen kann (siehe Datenblatt [35]). Ein derartiges BFT-Modul wird in der Laserphysik zur Umschaltung zwischen unterschiedlichen Emissionswellenlängen genutzt. Aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaft dieses Bauteils, erfolgt eine Aufteilung des Lichts in ordentlicher und außerordentlicher Strahl. Bedingt durch die zwei unterschiedlichen Brechungsindizes in x- und y-Achse dieses BFT-Moduls, besitzt der auftretende Effekt in Abhängigkeit der Drehung um die optische Achse (z-Achse) sowohl eine Wellenlängen- als auch eine Polarisationsabhängigkeit. Denn unterschiedliche Wellenlängen erfahren durch das BFT-Modul verschiedene Phasendifferenzen zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl, weshalb eine Polarisationsänderung der anzuregenden Strahlung auftritt. Da die

Emission des Pr:YLF Kristalls ebenfalls eine hohe Abhängigkeit der Polarisation aufweist und sich ausschließlich eine spezifische lineare Polarisation pro Emissionslinie im Resonator verstärkt, kann eine Wellenlängenselektion durch unterschiedliche Rotationswinkel des BFT-Moduls erfolgen. Für den Festkörperlaser bedeutet dies, dass die Emissionslinie die nach zweifachem Durchgang durch das BFT-Modul einen Weglängenunterschied der beiden Teilstrahlen von einem ganzen Vielfachen der Wellenlänge entspricht und aufgrund der geringsten Verluste die Laserschwelle erreicht, im Resonator stimuliert werden kann.

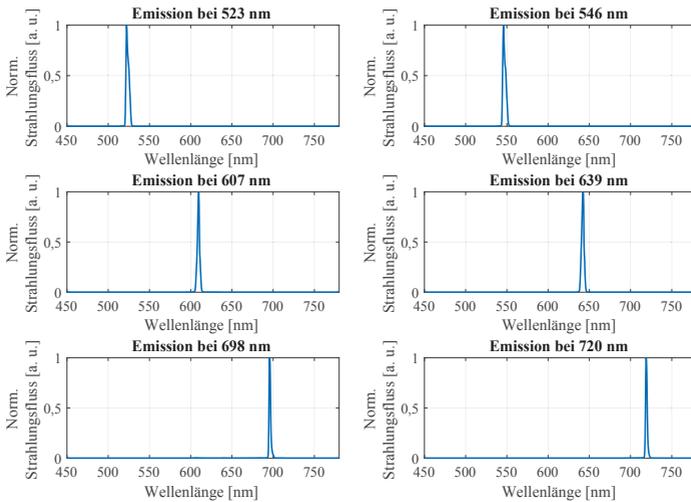
Die schematische Skizze zu diesem Prinzip ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Um die Verluste des zusätzlichen Bauteils zu minimieren, wird das BFT-Modul im Brewsterwinkel in den Strahlengang eingebracht. Da der Brewsterwinkel wellenlängenabhängig ist und mehrere Emissionslinien angeregt werden sollen, wird das Bauteil unter einem Winkel von  $57^\circ$  in den Strahlengang eingebaut.



**Abbildung 5.17:** Schematische Skizze der Versuchsanordnung zur Realisierung einer Stimulation mehrerer Emissionslinien des Pr:YLF Festkörperlasers mit Hilfe eines doppelbrechenden Quarzglasplättchens (BFT-Modul).

Es lässt sich eine stimulierte Emission von insgesamt sechs verschiedenen Bandübergängen durch diese Umschaltung des Festkörperlasers realisieren (siehe Abbildung 5.18). Für den grünen Wellenlängenbereich, also die Emissionslinien bei 523 nm und 546 nm, wird der Einkoppelspiegel  $M_{1g}$  sowie der Auskoppelspiegel  $M_{2g}$  genutzt. Die umschaltbare stimulierte Emission im roten Wellenlän-

genbereich bei 607 nm, 639 nm, 698 nm und 720 nm wird mit den Resonatorspiegeln  $M_{1r}$  und  $M_{2r}$  realisiert. Aufgrund des geringen maximalen Strahlungsflusses der Laseremission und der Messmethode mit dem Spektroradiometer (analog zu Abschnitt 5.1.4) sind erneut alle Spektren normiert. Mit Hilfe des Sensorkopfes PD300 [93] werden die maximal erzielten Strahlungsflüsse der stimulierten Emissionen aufgenommen und in Tabelle 5.3 festgehalten. Diese sind durch das zusätzliche Bauteil im Strahlengang im Vergleich zur monochromatischen Emission gesunken. Da allerdings ein Nachweis einer simultanen polychromatischen Emission erfolgt, werden diese erzielten Strahlungsflüsse der stimulierten Emissionen nicht weiter optimiert.



**Abbildung 5.18:** Normierte Spektren der mittels BFT-Modul umschaltbaren Laseremission. Hierbei werden für die beiden Emissionslinien bei 523 nm und 546 nm die Resonatorspiegel  $M_{1g}$  und  $M_{2g}$  sowie für die restlichen vier Emissionslinien die Spiegel  $M_{1r}$  und  $M_{2r150}$  genutzt.

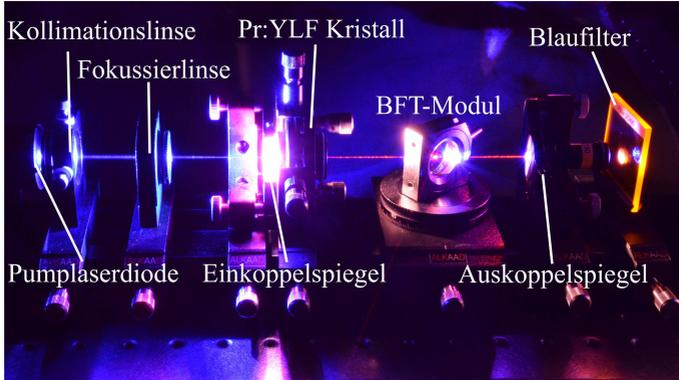
Um die Emissionslinie bei Rot und Grün aus einem aktiven Medium stimuliert emittieren zu können, muss eine Anpassung der

**Tabelle 5.3:** Maximaler Strahlungsfluss für die Emissionen einzelner Bandübergänge des umschaltbaren Pr:YLF Festkörperlasers bei einem Strahlungsfluss der Pumplaserdiode von 1 W.

Zentralwellenlänge	Bandübergang	Maximaler Strahlungsfluss
523 nm	${}^3P_1 \rightarrow {}^3H_5$	nicht messbar
546 nm	${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_5$	nicht messbar
607 nm	${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_6$	30 $\mu$ W
639 nm	${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_2$	2,7 mW
698 nm	${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_3$	70 $\mu$ W
721 nm	${}^3P_0 \rightarrow {}^3F_4$	390 $\mu$ W

Resonatorspiegel erfolgen. Hierfür wird der breitbandig reflektierende Einkoppelspiegel  $M_{1w}$  in die Versuchsanordnung implementiert. Durch die Substitution des Einkoppelspiegels, muss für eine Umschaltung zwischen den zwei Wellenlängenbereichen von Grün und Rot an dieser Stelle ausschließlich der Auskoppelspiegel von  $M_{2g}$  auf  $M_{2r}$  ausgetauscht werden. Die Funktionsweise des Pr:YLF Lasers mit neuen Resonatorspiegeln kann durch eine spektrale Analyse mit dem Spektroradiometer OL 770 erneut verifiziert werden. Es ergibt sich ein identisches spektrales Verhalten zu den Graphen in Abbildung 5.18. Daher wird an dieser Stelle auf die Darstellung einer erneuten spektralen Analyse verzichtet. Die angepasste experimentelle Versuchsanordnung mit einer orangenen Emission bei  $\lambda = 607$  nm ist in Abbildung 5.19 gezeigt.

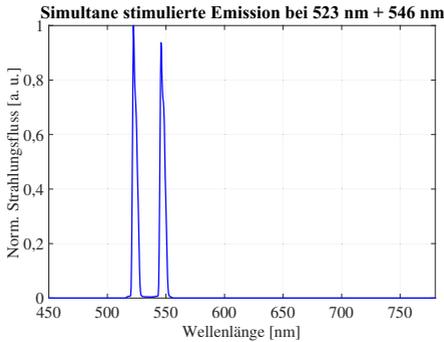
Bei einer vollständigen Umdrehung des BFT-Moduls um die optische Achse ist auffällig, dass gleiche Emissionslinien wiederholt für mehrere Rotationswinkel auftreten. Hierbei tritt allerdings nicht jede emittierte Wellenlänge gleich häufig und ebenfalls nicht unter äquidistanten Rotationswinkelabständen auf. Dies resultiert aus der Funktionsweise des BFT-Moduls, da die zusätzlich eingebrachten Verluste eine Abhängigkeit von der Phasendifferenz des ordentlichen und außerordentlichen Strahls besitzen. Entspricht



**Abbildung 5.19:** Experimentelle Versuchsanordnung des mittels BFT-Moduls umschaltbaren Pr:YLF Festkörperlasers. Hierbei werden die Resonatorspiegel  $M_{1w}$  und  $M_{2r}$  genutzt, um eine Emission bei  $\lambda = 607 \text{ nm}$  zu realisieren.

dieser Weglängenunterschied genau der Wellenlänge einer Emissionslinie, erreichen die eingebrachten Verluste ein Minimum. Da der Bandübergang für die Wellenlänge bei  $\lambda = 639 \text{ nm}$  den höchsten Wirkungsgrad besitzt, tritt eine stimulierte Emission dieser für eine höhere Anzahl an Rotationswinkel auf, als bei den anderen Wellenlängen. Es ist demnach möglich, die Emissionslinien zu stimulieren, auch wenn eine Emissionslinie durch das BFT-Modul zusätzliche Verluste erfährt. Ein derartiger Effekt führt zu einigen Drehwinkelpositionen des BFT-Moduls, an denen sich eine Verstärkung zweier Wellenlängen einstellt. Dieses bislang nicht in der Literatur beschriebene Phänomen kann in dieser Arbeit bei der Wellenlänge Selektion während einer Umstellung zweier unterschiedlicher Emissionslinien beobachtet werden. In dem Überlappungsbereich zweier angeregter Bandübergänge stellt sich eine simultane polychromatische stimulierte Emission dieser Wellenlängen ein (siehe Abbildungen 5.20, 5.21 und 5.22).

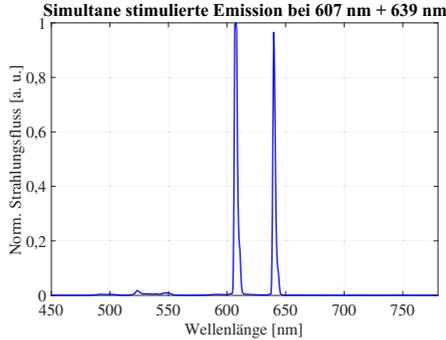
Wie aus Abbildung 5.20 hervor geht, kann mit dem breitbandigen Einkoppelspiegel  $M_{1w}$  und dem Auskoppelspiegel  $M_{2g}$  neben



**Abbildung 5.20:** Spektrale Messung der simultanen stimulierten Emission bei  $\lambda = 523$  nm und  $\lambda = 546$  nm des Pr:YLF Lasers mit den Resonatorspiegeln  $M_{1w}$  und  $M_{2g}$ .

der grünen Emissionslinie bei  $\lambda = 523$  nm auch die benachbarte Emissionslinie bei  $\lambda = 546$  nm simultan stimuliert werden. Durch einen Austausch des Auskoppelspiegels von  $M_{2g}$  zu  $M_{2r}$  kann neben der roten Emissionslinie (bei  $\lambda = 639$  nm) der benachbarte Bandübergang mit  $\lambda = 607$  nm zeitgleich stimuliert werden, siehe Abbildung 5.21. Hierbei gilt es anzumerken, dass die zeitliche Stabilität dieses Zustands nicht gezeigt werden kann und dieses Phänomen nur für eine kurze Dauer (im Bereich von mehreren Sekunden bis hin zu wenigen Minuten) aufrechterhalten werden kann. Da dies ein undefinierter physikalischer Prozess ist, lässt sich diese gegenseitige Beeinflussung der Bandübergänge nicht quantifizieren. Nach einer gewissen Zeit setzt sich eine der beiden konkurrierenden Wellenlängen durch. Wird die Pumpdiode allerdings nicht kontinuierlich betrieben, sondern gepulst, kann dieser Zustand länger aufrechterhalten werden. Die Vermutung an dieser Stelle ist, dass der Pr:YLF Kristall sich bei einer kontinuierlichen Pumplichtquelle stark erhitzt, da keine aktive Kühlung des Kristalls genutzt wird. Aufgrund einer sehr hohen Sensibilität dieses Prozesses ist es möglich, dass durch die Ausbildung thermi-

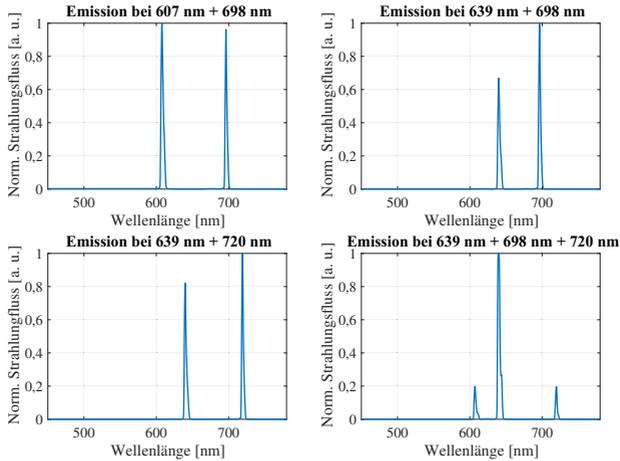
scher Linsen eine der konkurrierenden Wellenlängen mehr Verluste erfährt und sich somit eine monochromatische stimulierte Emission der anderen Wellenlänge einstellt.



**Abbildung 5.21:** Spektrale Messung der simultanen stimulierten Emission bei  $\lambda = 607 \text{ nm}$  und  $\lambda = 639 \text{ nm}$  des Pr:YLF Lasers mit den Resonatorspiegeln  $M_{1w}$  und  $M_{2g}$ .

Weiterhin ermöglicht die Nutzung der Resonatorspiegel  $M_{1r}$  und  $M_{2r}$  es, noch zusätzliche Kombinationen simultaner stimulierter Emission im höheren Wellenlängenbereich zu erzeugen. In einem kurzen, undefinierten Zeitintervall konnte einmalig eine Anregung von drei Wellenlängen zeitgleich erfolgen (siehe Abbildung 5.22). Da dieser Zustand jedoch nicht reproduzierbar herstellbar ist, wird der Aussagekraft dieser Messung einer geringen Bedeutung zugewiesen. Aufgrund der Instabilität des gesamten Prozesses, ergibt sich hieraus, dass ein hoher Freiheitsgrad bei der Justage der einzelnen Strahlengänge erforderlich ist, um ohne eine aktive Kühlung des Pr:YLF Kristalls die Verstärkung beider Emissionslinien individuell nachregeln zu können.

In diesem Abschnitt wird aufgezeigt, dass eine simultane polychromatische Emission des Pr:YLF Festkörperlasers durch die zusätzliche Einführung von Verlusten mittels des BFT-Moduls



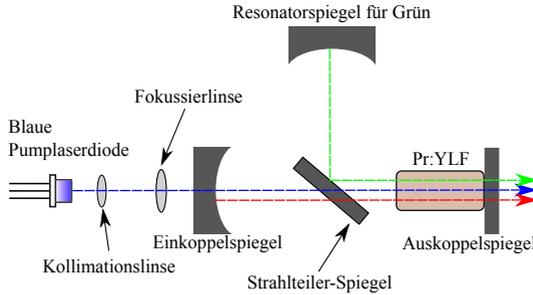
**Abbildung 5.22:** Spektrale Messung der simultanen stimulierten Emission unterschiedlicher Bandübergänge bei  $\lambda = 607$  nm und  $\lambda = 698$  nm,  $\lambda = 639$  nm und  $\lambda = 698$  nm,  $\lambda = 639$  nm und  $\lambda = 720$  nm sowie eine nicht reproduzierbare Messung von drei Emissionslinien bei  $\lambda = 639$  nm,  $\lambda = 698$  nm und  $\lambda = 720$  nm des Pr:YLF Lasers mit den Resonatorspiegeln  $M_{1r}$  und  $M_{2r}$ .

umsetzbar ist. Die polychromatische Emission für den roten und grünen Spektralbereich ist an dieser Stelle ausschließlich mit einem Wechsel des Auskoppelspiegels möglich. Für eine zeitgleiche Emission dieser beiden Wellenlängen sind weitere Modifizierungen des Resonators nötig. Das Ergebnis der hohen Sensitivität des in diesem Abschnitt beschriebenen Phänomens, dient als Basis für die Anpassung des Festkörperlaser. Die Strahlengänge für die beiden Emissionslinien sollten demnach separat voneinander einstellbar sein und auch nach einer Feinjustage noch modifizierbar bleiben. Dieses Ergebnis wird als Grundlage für den Resonatoraufbau in Abschnitt 5.3.2 genutzt.

### 5.3.2 RGB Festkörperlaser

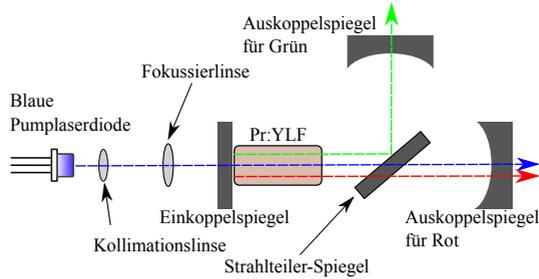
Aus der Simulation und den bisherigen experimentellen Ergebnissen geht hervor, dass der Wirkungsquerschnitt des roten Bandübergangs ausreichend hoch ist, dass trotz induzierter zusätzlicher Verluste ein Anschwingen der roten stimulierten Emission möglich ist. Zusätzlich ist eine Eignung der genutzten Resonatorspiegel, vor allem des breitbandigen Einkoppelspiegels  $M_{1w}$ , bewiesen. Dieser wird genutzt, um ein neues Resonator-Design umzusetzen. Da eine Anpassung der Verstärkung von Rot und Grün benötigt wird, allerdings stets eine separate Einstellung der einzelnen Resonatorumlaufverluste möglich sein soll, ergibt sich hieraus die Idee, die Strahlengänge dieser beiden Emissionslinien zu trennen. Es wird somit ein „Zwei-in-Eins“ Resonator realisiert. Wie in Abbildung 5.23 dargestellt, wird hierzu ein Spiegel genutzt, welcher als Strahlteiler fungiert. Die Anforderungen an diesen Strahlteiler-Spiegel sind ebenso hoch wie an die restlichen Resonatorspiegel. Dieser soll unter einem Einfallswinkel der Strahlung von  $45^\circ$  eine Reflektivität von annähernd 100 % für Grün aufweisen, während Rot und Blau nahezu komplett transmittiert werden sollen. Ein weiterer Resonatorspiegel bildet mit dem Strahlteiler-Spiegel und dem Einkoppelspiegel einen  $90^\circ$ -Resonator für die grüne Emissionslinie. Die rote Strahlung soll weiterhin in dem Linearresonator stimuliert werden. Diese Versuchsanordnung soll eine zeitgleiche Stimulierung von Rot und Grün bewirken, um mit dem restlichen Pumplicht einen weißen Festkörperlaser realisieren zu können. In diesem Abschnitt fließen die experimentellen Ergebnisse der studentischen Arbeit von LEITZ [147] ein.

Zur simultanen Analyse der zeitlichen Varianz beider stimulierten Emissionen von Rot und Grün, wird dieser Aufbau erneut modifiziert. Die neue Versuchsanordnung ist in Abbildung 5.24 dargestellt und zeigt, dass die Strahlengänge in diesem Aufbau unterschiedliche Ausgangsspiegel besitzen. Dies ist für den Beweis



**Abbildung 5.23:** Schematische Skizze zur Emission von RGB Laserstrahlung aus einem aktiven Medium mit zwei getrennten Strahlengängen für Rot und Grün.

der Umsetzbarkeit des weißen Festkörperlaser allerdings nicht hinderlich, da das Prinzip der Erzeugung von stimulierter simultaner Emission durch diesen modifizierten Aufbau ebenso gezeigt werden kann. Weiterhin liegt ein Vorteil in diesem Aufbau darin, dass der bei Rot monochromatisch emittierende Festkörperlaser mit den Resonatorspiegeln  $M_{1w}$  und  $M_{2r-150}$  aus Abschnitt 5.1 ausschließlich um den Strahlteiler und den weiteren Resonatorspiegel für Grün ergänzt werden muss. Als Strahlteiler wird ein spezieller Spiegel der Firma „Eksma Optics“ genutzt. Die optischen Eigenschaften des Spiegels werden vom Hersteller wie folgt angegeben: HT > 95 % bei  $445 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$ , HR > 99 % bei  $520 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$  sowie HT > 99 % bei  $639 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$ . Zusätzlich ist die Rückseite mit einem AR-Coating ausgestattet, wobei es anzumerken gilt, dass diese optischen Eigenschaften für einen Einfallswinkel der Strahlung von  $45^\circ$  gelten. Der weitere Resonatorspiegel für Grün kann aus den vorherigen Aufbauten verwendet werden. Hierfür wird der Spiegel  $M_{2g}$  genutzt. Für alle Messungen in diesem Abschnitt wird ein maximaler Strahlungsfluss der Pump Laserdiode von  $P_{\text{pump}} = 1 \text{ W}$  genutzt.

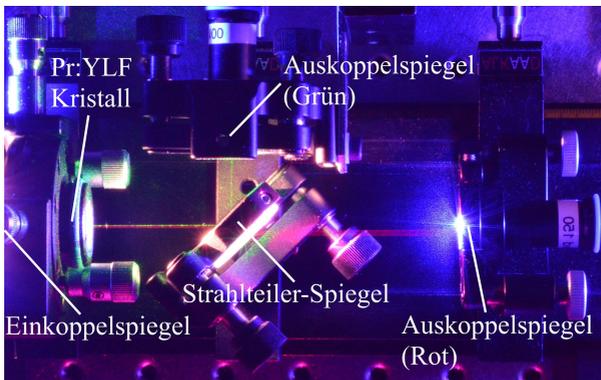


**Abbildung 5.24:** Schematische Skizze des modifizierten Versuchsaufbaus zur Emission von RGB Laserstrahlung aus einem aktiven Medium mit zwei getrennten Strahlengängen für Rot und Grün.

Wie bereits in Abschnitt 5.1 durchgeführt, wird an dieser Stelle zunächst der bei Rot monochromatisch emittierende Laser justiert und erneut auf die  $TEM_{00}$  Mode eingestellt. Nach dem Einsetzen des Strahlteilers setzt die stimulierte Emission des Festkörperlasers wieder aus, da zur Wiederherstellung ein lateraler Versatz des Strahlenganges von wenigen Millimetern mit Hilfe des Auskoppelspiegels  $M_{2r150}$  zunächst ausgeglichen werden muss. Nach erneutem Einsetzen der stimulierten Emission mit der Grundmode kann der grüne Auskoppelspiegel  $M_{2g}$  entsprechend ausgerichtet werden. Es gilt zu beachten, dass der Auskoppelspiegel  $M_{2r150}$  bei einer Justage des grünen  $90^\circ$  Resonators abgedeckt wird, da eine rote stimulierte Emission ansonsten vorherrschend ist und keine grüne Emission eingestellt werden kann. Wird eine stimulierte Emission bei Grün mit einer  $TEM_{00}$  Mode erzielt, so kann der Strahlengang für Rot wieder freigegeben werden. An dieser Stelle setzt umgehend die rote Emission ein, sodass die grüne Emissionslinie nicht mehr verstärkt wird. Dieser Effekt entspricht aufgrund des höheren Wirkungsquerschnittes von Rot und den zuvor aufgenommenen Ergebnissen den Erwartungen.

Um demnach eine zeitgleiche Verstärkung beider Wellenlängen erzielen zu können, muss die rote Emission abgeschwächt werden. Hierfür können beispielsweise zusätzliche Verluste über Filter in den Strahlengang eingebracht werden oder der Auskoppelspiegel für Rot dejustiert werden, bis eine höhere Mode erreicht ist, welche den roten Bandübergang in dem Maße abschwächt, dass er mit Grün konkurriert.

Im experimentellen Verlauf werden mit dieser Methode die Resonatorumlaufverluste der roten Emissionslinie so weit erhöht, bis sich eine simultane stimulierte Emission beider Bandübergänge einstellt. Somit wird bei der grünen Emission die TEM<sub>00</sub> Mode emittiert, während die rote Emission auf einer höheren Mode anschwingt. Eine simultane stimulierte Emission von Rot und Grün setzt ein. Dieses Phänomen wird in der fotografischen Abbildung in 5.25 gezeigt.

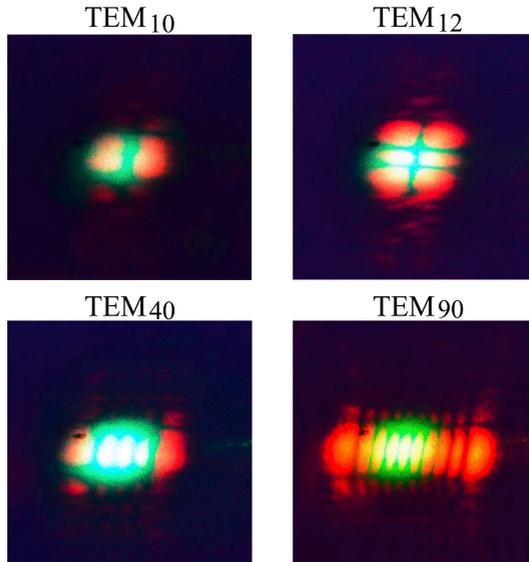


**Abbildung 5.25:** Experimentelle Versuchsanordnung des simultan emittierenden polychromatischen Pr:YLF Festkörperlaser mit getrennten Strahlengängen von Rot und Grün.

Da die Transmissivität des Strahlteiler-Spiegels nach dem Hersteller mit  $> 99\%$  für die rote Emissionslinie angegeben wird, besitzt diese Spiegelschicht eine Restreflektivität, welche höher ist als der Auskoppelgrad des Resonatorspiegels  $M_{2r150}$ . Hierdurch bedingt

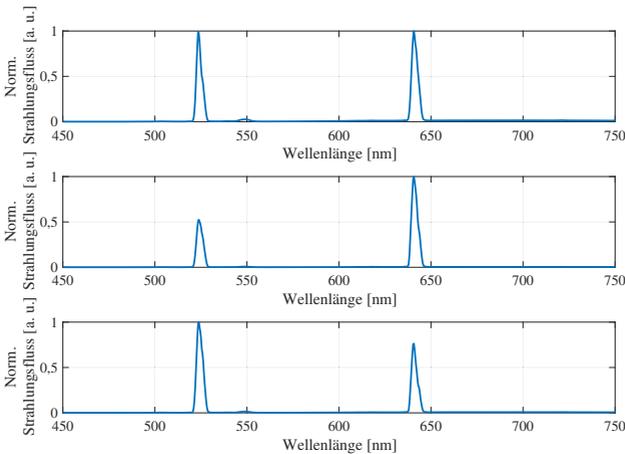
wird ein Teil der stimulierten roten Emission ebenfalls über den grünen Resonatorspiegel  $M_{2g}$  ausgekoppelt. Somit kann an diesem Resonatorausgang eine Charakterisierung der Laserstrahlung auf einer optischen Achse vorgenommen werden.

Die simultane stimulierte Emission wird mit einer Vielzahl an Kombinationen von höheren Moden der roten Strahlung und der Grundmode der grünen Strahlung erreicht. Vier Beispiele sind in Abbildung 5.26 aufgeführt und zeigen jeweils die grüne Grundmode mit je einer roten Mode bei  $TEM_{10}$ ,  $TEM_{12}$ ,  $TEM_{40}$  und  $TEM_{90}$ . Es zeigt sich, dass durch die Induzierung von Verlusten für die rote Emissionslinie durch eine Dejustage des Auskoppelspiegels  $M_{2r150}$  das Verhältnis der Verstärkung beider Emissionslinien bei Rot und Grün möglich ist.



**Abbildung 5.26:** Emission unterschiedlicher Lasermoden der roten Emissionslinie mit  $TEM_{10}$ ,  $TEM_{12}$ ,  $TEM_{40}$  und  $TEM_{90}$  sowie jeweils einer simultanen Emission der grünen Grundmode  $TEM_{00}$ .

Für die Verifizierung der Bandübergänge wird die ausgekoppelte Strahlung an dieser Stelle erneut in das Spektroradiometer OL 770 eingekoppelt. Aufgrund des geringen Strahlungsflusses und der Messmethode (vgl. Abschnitt 5.3) wird das aufgenommene Spektrum auf den größten Peak normiert. Die nicht genutzte blaue Pumpstrahlung wird erneut mit einem Blaufilter absorbiert. Drei resultierende Spektren werden in Abbildung 5.27 dargestellt.



**Abbildung 5.27:** Spektren der simultanen stimulierten Emission von roter und grüner Strahlung resultierend aus der modifizierten Versuchsanordnung. Gezeigt sind diese drei Spektren mit unterschiedlichen Verhältnissen zwischen dem roten und grünen Emissionspeak, eingestellt durch induzierte Verluste mittels einer Dejustage des Resonatorspiegels  $M_{2r150}$ .

Über den Grad der Dejustage kann das Verhältnis der Emissionslinien zueinander eingestellt werden. Das erste Spektrum zeigt ein Gleichgewicht des Strahlungsflusses von Rot und Grün, während beim zweiten und dritten Spektrum jeweils einer der Peaks domi-

nant ist. Demnach ist es möglich, durch den Grad der Verluste das Verhältnis des Strahlungsflusses von Rot und Grün einzustellen, was in einem späteren Entwicklungsstadium wichtig für das Erzielen eines zulässigen ECE-Weiß ist. Zudem müsste die nicht absorbierte blaue Pumpstrahlung entweder zurück in den Resonator eingekoppelt oder mit Filtern teilweise absorbiert werden, da diese aufgrund des verbleibenden hohen Strahlungsflusses keine Messung von Rot und Grün ermöglicht. Um einen ausreichenden Strahlungsfluss von Rot und Grün für beleuchtende Anwendungen zur Verfügung zu stellen, muss eine Optimierung des Festkörperlaser durchgeföhrt werden. Ein Nachweis einer simultanen stimulierten Emission konnte in dieser vorliegenden Arbeit gezeigt werden.

Während der spektralen Messung wird eine zeitliche Varianz des Verhältnisses der einzelnen Peaks beobachtet. Zur Untersuchung der zeitlichen Veränderung der polychromatischen Emission werden die Strahlengänge getrennt voneinander vermessen. Hierfür wird eine Photodiode sowie ein Rot- und Blaufilter hinter dem Ausgangsspiegel  $M_{2g}$  positioniert. Eine zweite Photodiode wird samt Grün- und Blaufilter hinter dem Auskoppelspiegel  $M_{2r150}$  platziert. Mit einem Oszilloskop werden die anliegenden Eingangssignale der Photodioden verglichen. Durch dieses Messverfahren können die zeitlichen physikalischen Prozesse während der polychromatischen Emission von Rot und Grün analysiert werden.

Zunächst wird das Einschwingverhalten der einzelnen monochromatischen roten und grünen Emission dieses Zweifach-Resonators sowie zur zeitlichen Verifizierung das Einschaltverhalten der Pump-laserdiode vermessen. Zur Bestimmung des Einschwingverhaltens des Pr:YLF Lasers wird jeweils ein Strahlengang blockiert, um eine monochromatische Emission zu erzielen. Die resultierenden drei Graphen sind in Abbildung 5.28 dargestellt. Es zeigt sich keine Verzögerung bei der Einschaltung der Pumplaserdiode. Für

die rote und grüne Emission ergibt sich ein für Festkörperlaser typisches Einschwingverhalten, das sogenannte „Spiking“. [36] Hierbei wird durch die zugeführte Pumpstrahlung zunächst eine hohe Besetzungsinversion aufgebaut, bis ein rascher Abfall durch das lawinenartige Einsetzen der stimulierten Emission erzielt wird. An diesem Punkt ist nicht ausreichend Pumpstrahlung vorhanden, um den hohen Grad der Besetzungsinversion aufrecht zu erhalten. Weiterer Faktoren für die Zeit bis zum Einsetzen der stimulierten Emission sind die Resonatorgüte und der Wirkungsgrad des Bandübergangs. Aufgrund des hohen Wirkungsgrades der roten Emissionslinie ergibt sich eine Zeit von  $100\ \mu\text{s}$  bis zur ersten stimulierten Emission. Ein konstanter Strahlungsfluss dieses stimulierten Bandübergangs ergibt sich erst ab etwa  $300\ \mu\text{s}$  bis  $350\ \mu\text{s}$ . Für Grün liegt die Zeit bis zum Einsetzen der stimulierten Emission bei  $250\ \mu\text{s}$ , wobei ein konstanter Strahlungsfluss ab  $450\ \mu\text{s}$  bis  $500\ \mu\text{s}$  erreicht ist.

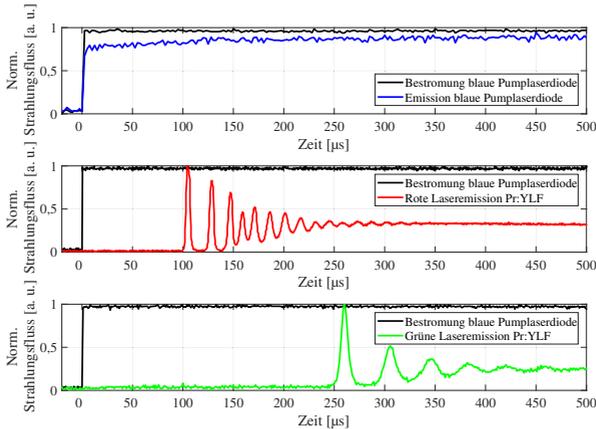
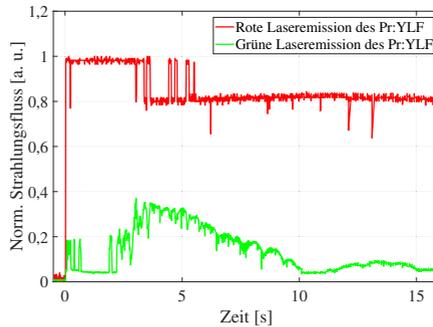


Abbildung 5.28: Einschwingverhalten der einzelnen monochromatischen Laseremission.

Um eine Aussage über das Konkurrenzverhalten der beiden Emissionslinien treffen zu können, wird eine monochromatische rote Emission eingestellt. Anschließend kann der Auskoppelspiegel  $M_{2r150}$  dejustiert werden, bis zusätzlich eine grüne stimulierte Emission eintritt, der Strahlungsfluss der roten Emission allerdings noch überwiegt (wie im zweiten Graphen in Abbildung 5.27 aufgezeigt). Das zeitliche Konkurrenzverhalten der Emissionslinien wird in Abbildung 5.29 dargestellt.

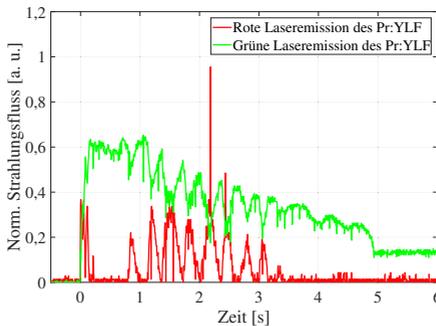


**Abbildung 5.29:** Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse der simulierten Emissionen des Pr:YLF Lasers der roten und grünen Emissionslinie mit einem höheren Strahlungsfluss der roten Emission.

Es zeigen sich zunächst eine starke Ausprägung der Stimulierung des roten Bandübergangs und undefinierten Schwankungen der grünen Emissionslinie, welche sich aus Fluoreszenz und zeitweiser stimulierter Emission zusammensetzt. Die stimulierte Emission für Grün stellt sich nach einer Zeit von 2s ein und steigt für weitere 2s stark an. Durch diesen Anstieg bricht der emittierte Strahlungsfluss für Rot leicht ein, bleibt nach diesem Abfall nahezu konstant. Der Strahlungsfluss der grünen Emissionslinie nimmt ab diesem Zeitpunkt ab, bis nach einer Zeit von 10s die stimulierte

Emission des grünen Bandübergangs unterbrochen wird. Ab diesem Zeitpunkt wird demnach ausschließlich das Rauschen der grünen Fluoreszenz von der Photodiode gemessen. Es zeigt sich, dass für einen Zeitraum von 8 s eine simultane stimulierte Emission von Rot und Grün bei einem Übergewicht des Strahlungsflusses vom roten Bandübergang möglich ist. Allerdings setzt sich nach diesem Zeitraum die Verstärkung der roten Emissionslinie durch, sodass sich eine monochromatische rote Emission einstellt.

Erfährt der Auskoppelspiegel  $M_{2r150}$  eine derartige Dejustage, dass die Emission des grünen Bandüberganges stärker ausgeprägt ist, so dominiert nach dem Einschalten der Pumplaserdiode zunächst der rote Emissionsübergang für einen kurzen Zeitraum (siehe Abbildung 5.30). Dies resultiert aus dem zuvor beschriebenen Einschwingverhalten des Festkörperlasers für Rot und Grün.



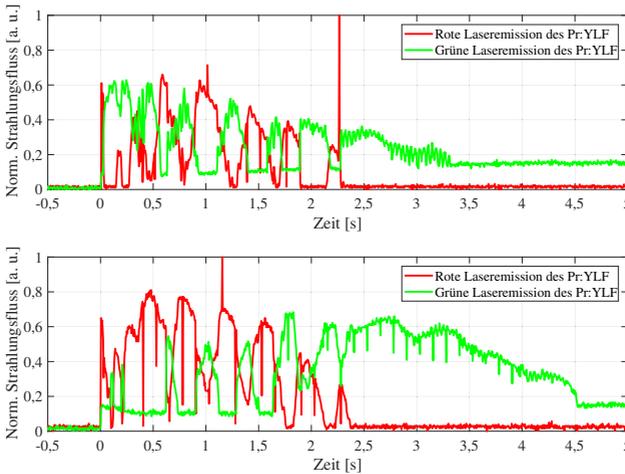
**Abbildung 5.30:** Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse der simultanen stimulierten Emissionen des Pr:YLF Lasers der roten und grünen Emissionslinie mit einem Übergewicht des Strahlungsflusses der grünen Emission.

Sobald die Verstärkung von Grün überhand gewinnt, nimmt die stimulierte Emission für Rot ab, bis sich zeitweise keine Emission einstellt. Nach knapp einer Sekunde ergibt sich ein gegenläufiges

Konkurrenzverhalten, in welchem ein zeitlich lokaler Tiefpunkt des grünen Strahlungsflusses einen lokalen Hochpunkt der roten Emissionslinie ergibt. Der grüne Strahlungsfluss bleibt allerdings mit kurzen Ausnahmen dominant. In dieser Messung stellt sich nach einer Zeit von 3 s eine monochromatische grüne Emission ein, sodass die rote stimulierte Emission ausbleibt.

Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der beiden Emissionslinien voneinander. Wird der Strahlungsfluss einer dieser Emissionen stärker, so schwächt dies die andere. Ein Grund für diese Kopplung kann in der doppelbrechenden Eigenschaft des Pr:YLF Kristalls liegen. Dieser kann aufgrund von Wärmeeinflüssen in zwei unterschiedlichen Achsen thermische Linsen einbringen, weshalb sich zusätzliche Verluste für eine der Emissionslinien ergeben können. Da die rote und grüne Emission eine um  $90^\circ$  zueinander gedrehte Polarisationsrichtung besitzen, kann dieser Effekt der thermischen Linsen im Kristall auch unabhängig voneinander auf die Wellenlängen einwirken. Wird eine der Emissionslinien (beispielsweise Rot) durch thermische Linsen geschwächt, stärkt dieser Prozess indirekt wiederum den zweiten Bandübergang (in diesem Fall den grünen), da mehr angeregte Elektronen für die Verstärkung der zweiten, grünen Stimulierung zur Verfügung stehen. Diese zeitlichen Prozesse müssen demnach ebenfalls auftreten, wenn zwischen den Emissionslinien von Rot und Grün mit Hilfe der Dejustage des Auskoppelspiegels  $M_{2,r150}$  ein Gleichgewicht, wie in dem ersten Graphen in Abbildung 5.27 gezeigt, eingestellt wird. Zwei Messungen des resultierenden Konkurrenzverhaltens sind in Abbildung 5.31 dargestellt.

Das zuvor beobachtete Konkurrenzverhalten der Emissionen zeigt sich in diesen beiden Graphen erneut. Aufgrund des Einschwingverhaltens ist nach dem Einschalten der Pumplaserdiode erneut ein hoher Peak der roten Emission zu verzeichnen, bevor die grüne anschwingt. Die emittierten Strahlungsflüsse besitzen einen exakt

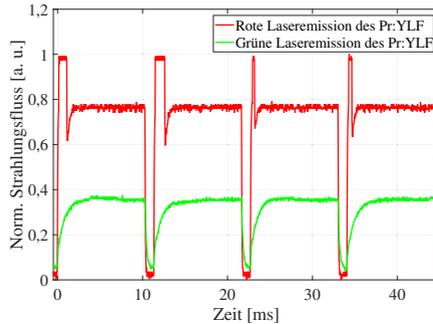


**Abbildung 5.31:** Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse der simultanen stimulierten Emissionen des Pr:YLF Lasers der roten und grünen Emissionslinie bei einem Gleichgewicht der beiden Strahlungsflüsse der Emissionslinien.

gegenläufigen Verlauf. Für einen Zeitraum von 2 s herrscht eine wechselnde Emission von Rot und Grün, bevor sich in beiden Fällen die grüne Emissionslinie durchsetzt und sich erneut eine monochromatische Emission einstellt. Es ist hierbei anzumerken, dass keine Frequenz und keine Pulsweite der Lichtquelle vorgegeben wird. Dieser Emissionswechsel stellt sich allein durch die Kopplung der Bandübergänge aufgrund der wechselnden Verstärkung innerhalb des Resonators ein. Diese Annahme begründet sich auf den zeitlichen Verlauf der Emissionswechsel. Alle physikalischen Prozesse bezüglich der Verstärkung innerhalb des Resonators, wie auch das Einschwingverhalten zeigt, würden eine wesentlich schnellere Umschaltung zwischen diesen Emissionslinien begünstigen. Thermische Effekte, wie das thermische Quenching oder

thermische Linsen, welche aufgrund des hohen Strahlungsflusses der Pumplaserdiode auftreten und zusätzliche Verluste für eine jeweilige Emissionslinie einstellen können, würden einen derartigen zeitlichen Verlauf erklären. Hieraus ergibt sich die Vermutung, dass durch eine aktive Kühlung des Pr:YLF Kristalls das Konkurrenzverhalten gesteuert werden könnte. Da in der aktuellen Versuchsanordnung keine aktive Kühlung vorgesehen ist, kann die Hypothese an dieser Stelle nicht belegt werden.

Um dennoch zu verifizieren, ob das Konkurrenzverhalten aufgrund thermischer Effekte derartig ausgebildet ist, wird stattdessen der dauerhafte Wärmeintrag durch eine gepulste Ansteuerung der Pumplaserdiode reduziert. Hierzu wird eine Ansteuerung mit einer Frequenz von 88 Hz und einem Duty-Cycle von 90 % gewählt. Abbildung 5.32 zeigt die simultane stimulierte Emission in einem Zeitraum von 50 ms gemessen nach einer vorangegangenen Emissionszeit von einer Minute.



**Abbildung 5.32:** Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse der simultanen stimulierten Emissionen des Pr:YLF Lasers der roten und grünen Emissionslinie angeregt mit einer gepulsten blauen Pumplaserdiode mit einer Frequenz von 88 Hz und einem Duty-Cycle von 90 %.

Der gesamte Emissionsprozess ist durch die gepulste Ansteuerung der Pumplaserdiode stabiler und bleibt somit deutlich länger aufrechterhalten, was an dieser Stelle nicht weiter quantifiziert wird. Im Zeitraum des Pulses zeigt sich eine konstante stimulierte Emission des roten Bandübergangs, mit einem kurzen Überspringen beim Einschalten der Pumplaserdiode. Die grüne Emissionslinie besitzt ebenfalls einen konstanten Verlauf, die Emission beginnt allerdings mit einem leichten Versatz aufgrund des Einschwingverhaltens. Das bereits zuvor beobachtete Konkurrenzverhalten ist nicht derartig stark ausgeprägt. Die Kopplung der Emissionen zeigt sich allerdings aufgrund eines kurzen Einbruchs vom roten Strahlungsfluss, zu dem Zeitpunkt, wenn der grüne Bandübergang die stimulierte Emission beginnt. Da sich auch nach einer Minute keine monochromatische Emission eingestellt hat, kann die Hypothese der thermischen Effekte durch diese Messung gestärkt werden. Es gilt allerdings in Zukunft, noch eine aktive Kühlung für den Kristall zu nutzen, um die Annahme final bestätigen zu können. Trotz eines zeitlich instabilen Prozesses, konnte eine simultane stimulierte Emission von Rot und Grün aus dem entwickelten Zweifach-Resonator in der experimentellen Durchführung nachgewiesen werden. In Kombination mit der für die Messungen absorbierten blauen Pumpstrahlung ergibt sich ein RGB Festkörperlaser, welcher durch die korrekte Gewichtung der drei Einzelpeaks einen weißen Farbeindruck hinterlassen kann.

## **5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse und zukünftige Schritte**

Ziel dieses Kapitels war es, die Umsetzung eines kontinuierlich emittierenden RGB Festkörperlasers zu realisieren und die auftretenden physikalischen Prozesse zu untersuchen.

#### 5.4. Zusammenfassung der Ergebnisse und zukünftige Schritte

Zunächst wurde hierfür ein monochromatischer Pr:YLF Festkörperlaser charakterisiert, um die Messergebnisse für eine simulative Analyse des Resonatordesigns zu nutzen. Aus dem theoretischen Modell des monochromatischen Pr:YLF Lasers wurde ein polychromatisches Modell mit den Emissionslinien von Praseodym bei 523 nm (Grün) und 639 nm (Rot) entwickelt. Hierbei ergab sich eine Vielzahl an Kombinationsmöglichkeiten der Transmissionsgrade für Rot und Grün zur Umsetzung einer dualen Wellenlängenemission. Die Simulation hat gezeigt, dass auch mit den vorhandenen Resonatorspiegeln und zusätzlichen Verlusten für die rote Emissionslinie eine stimulierte Emission der beiden Wellenlängen möglich ist. Hieraus wurde die Anforderung entwickelt, dass Verluste für die rote bzw. grüne Emissionslinie getrennt voneinander in den Resonator eingebracht werden müssen.

Weiterhin wurde die Eigenschaft eines BFT-Moduls genutzt, welches drehwinkelabhängig Verluste für unterschiedliche Emissionslinien in den Resonator einbringen kann und somit eine selektive Wellenlängenemission erlaubt. Die Umschaltung der monochromatischen Emissionswellenlänge konnte durch dieses Bauteil für sechs verschiedene Bandübergänge (523 nm, 546 nm, 607 nm, 639 nm, 698 nm und 720 nm) realisiert werden. Während der experimentellen Durchführung dieser Umschaltung wurde ein neuartiges Phänomen beobachtet. Es zeigte sich eine polychromatische Emission mehrerer Wellenlängenkombinationen für bestimmte Rotationswinkel des BFT-Moduls. Bei diesen Drehwinkeln stellt sich durch die unterschiedlichen Verluste und durch den Wirkungsgrad zweier Emissionslinien eine zeitgleiche Verstärkung ein, sodass beide Wellenlängen in dem Resonator stimuliert werden. Als realisierbare Kombinationen konnten zeitgleich direkt benachbarte Bandübergänge wie 523 nm und 546 nm, 607 nm und 639 nm sowie 639 nm und 698 nm stimuliert werden. Allerdings konnten auch nicht benachbarte Emissionslinien wie 607 nm und 698 nm, 639 nm

und 720 nm sowie in einem Fall drei Emissionslinien bei 639 nm, 698 nm und 720 nm simultan angeregt werden. Es war mit dieser Versuchsanordnung nicht möglich, die rote und grüne Emissionslinie zeitgleich zu emittieren, allerdings konnte eine Machbarkeit einer polychromatischen Emission mehrerer Wellenlängen nachgewiesen werden.

Aus den Simulations- und Messergebnissen ergab sich eine Änderung der Versuchsanordnung, um Rot und Grün im weiteren Verlauf simultan anregen zu können. Da die Versuchsanordnung mit einem einzelnen Auskoppelspiegel und festgesetzten Transmissionsgraden für Rot und Grün einen sehr geringen Freiheitsgrad bezüglich einer Anpassung der Strahlungsflüsse der Einzelpeaks besitzt, wurde ein Zweifach-Resonator entwickelt. Bei dieser neuen Resonatoranordnung erfolgt eine Trennung der Strahlengänge für die Emissionslinie von 523 nm und 639 nm, um die Resonatorumlaufverluste beider Bandübergänge separat einstellen zu können. Nach der Justage konnte eine zeitgleiche polychromatische Emission von Rot und Grün durch diesen Zweifach-Resonator gezeigt werden. Hierfür wurden in den roten Strahlengang höhere Resonatorumlaufverluste eingebracht, indem der Auskoppelspiegel  $M_{2r150}$  leicht dejustiert wurde, um eine höhere, schwächere Lasermode zu stimulieren. Über den Grad der Dejustage ist es ebenfalls möglich, das Verhältnis beider Emissionslinien zueinander einzustellen. Besitzt ein Strahlungsfluss der stimulierten Emissionen ein leichtes Übergewicht, so setzt sich nach einer kurzen Zeit die vorherrschende Emission in dem Festkörperlaser durch.

Im Falle eines Gleichgewichts der Strahlungsflüsse herrscht ein Konkurrenzkampf, in welchem die vorherrschende Emissionswellenlänge zeitlich undefiniert wechselt, bevor sich nach wenigen Sekunden eine monochromatische Emission einstellt. Dieses Phänomen des abwechselnden Emissionsverhaltens wird aufgrund des zeitlichen Verlaufs auf die Ausbildung von thermischen Linsen im

#### 5.4. Zusammenfassung der Ergebnisse und zukünftige Schritte

Kristall zurückgeführt, da der Pr:YLF Kristall mit keiner aktiven Kühlung ausgestattet ist. Die Annahme ist, dass hierbei in verschiedenen Achsen des Kristalls thermische Linsen ausgebildet werden und aufgrund der um  $90^\circ$  gedrehten Polarisationsrichtung von Rot und Grün eine Induzierung von unterschiedliche Verluste für die beiden Emissionen erfolgt. Diese Hypothese konnte durch einen stabilen Prozess mit einer längeren polychromatischen Emissionsdauer aufgrund einer gepulsten Ansteuerung der Pumplaserdiode und einem daraus resultierenden geringeren Wärmeeintrag in den Kristall gestärkt werden.

Zusammenfassend wurde gezeigt, dass eine simultane stimulierte Emission von roter und grüner Strahlung aus einem Zweifach-Resonator für einen kurzen Zeitraum möglich ist.

Es gilt in Zukunft, eine aktive Kühlung für den Kristall zu implementieren, um das Konkurrenzverhalten der Emissionslinien steuern und eine längere polychromatische Emission ermöglichen zu können. Zudem muss eine Optimierung des maximalen Strahlungsflusses erfolgen, indem die Transmissionsgrade der Auskoppelspiegel erhöht werden, bis ein optimaler Wirkungsgrad erreicht ist. Die aktuell erzielten Strahlungsflüsse sind aufgrund des hohen Reflexionsgrads der Auskoppelspiegel zu gering, um beleuchtende Funktionen umzusetzen.

Ein weiterer Schritt für die Implementierung dieser Technologie in einer RLL für das Automobil ist die Anpassung der drei Strahlungsflüsse an ein Emissionsverhältnis zum Erzielen eines Farbortes im ECE-Weißbereich. Dies wurde aufgrund der geringen Strahlungsflüsse nicht in der experimentellen Arbeit durchgeführt. Eine Möglichkeit der Umsetzung besteht in der Anpassung der Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels für jede der drei Wellenlängen. Da der Blauanteil im Vergleich zu der stimulierten Emission sehr hoch ist, kann ein Teil der Pumpstrahlung durch den Auskoppelspiegel zurück in den Resonator eingeführt werden. Die Anpassung

## Kapitel 5. Polychromatische Lichtquellen auf Basis von Pr:YLF

der Emissionsanteile kann ebenfalls über die Nutzung von Filtern realisiert werden, wodurch allerdings der Wirkungsgrad der Lichtquelle sinkt.

So ist das Fazit aus den experimentellen Untersuchungen, dass diese Laser-Lichtquelle eine weiße Farbemission im ECE-Weißbereich ermöglichen kann, im aktuellen Entwicklungsstand bislang allerdings nicht den korrekten Farbort emittiert und keinen ausreichenden maximalen Strahlungsfluss für eine automobiler Beleuchtungseinheit zur Verfügung stellt. Auch die Stabilität des gesamten Prozesses muss für eine Anwendung im Scheinwerfer gesteigert werden. Aufgrund dieses Ergebnisses wird im folgenden Kapitel eine weitere Technologie für die Umsetzung einer RLL für das Automobil untersucht.

## Kapitel 6

### RLL auf Basis eines $N \times 1$ Faserkopplers

Aus Kapitel 5 geht eine prinzipielle Funktionsweise eines weißen Festkörperlasers hervor. Allerdings muss ein großer Entwicklungsaufwand bei diesem Ansatz investiert werden, um die Stabilität und den Strahlungsfluss so weit zu steigern, dass eine Beleuchtung mit Hilfe dieser neuartigen Lichtquelle möglich ist. Die Umsetzung einer RLL basierend auf einem Pr:YLF Festkörperlaser ist in dem dargelegten Forschungsstand (vgl. Kapitel 5) noch nicht möglich. Darum wird entsprechend des Konzepts in Abschnitt 4.3.2 der zweite Ansatz betrachtet. Die Strahlung von RGB Laserdioden wird mit Hilfe eines Faserkopplers kombiniert und für die Beleuchtung eines DMD-Chips in einem hochauflösten Scheinwerfer genutzt.

Im Folgenden wird in Abschnitt 6.1 zunächst die Entwicklung der ersten Generation der RLL beschrieben. Darauf aufbauend wird eine zweite Generation der RLL in Abschnitt 6.2 vorgestellt. Da im Rahmen dieser Dissertation die Entwicklung neuartiger Lichtquellen im hochauflösenden Scheinwerfer betrachtet wird, beschreibt diese Arbeit lediglich die Beleuchtungseinheit bis zum DMD-Chip. Die Bedeutung dieser neuartigen RLL für ein derartiges Scheinwerfersystem ist in Abschnitt 6.3 gegeben.

## 6.1 Initialsystem einer RLL

Für die Umsetzung des Initialsystems einer RLL werden zunächst die notwendigen Komponenten zur Emission geringer Strahlungsflüsse ausgewählt (siehe Abschnitt 6.1.1). Anschließend wird das Initialsystem aufgebaut und hinsichtlich einer Verwendung im automobilen Scheinwerfer charakterisiert (siehe Abschnitt 6.1.2). Für die Anwendung als Lichtquelleneinheit in einem hochauflösenden Scheinwerfer wird im weiteren Verlauf die Auslegung eines Beleuchtungspfades für einen DMD-Chip entwickelt (siehe Abschnitt 6.1.3) und charakterisiert (siehe Abschnitt 6.1.4). Zudem werden im darauf folgenden Abschnitt weitere Möglichkeiten zur Erzeugung einer beliebigen Farbortemission aufgezeigt.

### 6.1.1 Entwicklung der Lichtquelleneinheit

Das Initialsystem besteht aus einzelnen fasergekoppelten Laserdiodenmodulen. Diese Module besitzen eine integrierte Kollimationsoptik, sowie eine Fokussieroptik, welche bereits zu einer FC/PC-Steckverbindung<sup>19</sup> (female) mit integrierten maximalen Faserkernquerschnitten von  $105\ \mu\text{m}$  für den blauen Wellenlängenbereich und  $200\ \mu\text{m}$  für Grün vorjustiert ist. Dies erleichtert die Einkopplung der Laserstrahlung in eine derartige Glasfaser, da ein Nx1 Faserkoppler mit FC/PC-Steckern (male) ausgestattet werden kann und somit lediglich an das Modul angebracht werden muss, um eine optimale Positionierung der Glasfaser zum Fokuspunkt der Laserdiode zu erzielen. Zudem wird die Reproduzierbarkeit des in den Faserkoppler eingespeisten Strahlungsflusses für den Fall einer wiederholten Befestigung der Glasfasern am Laserdiodenmodul

---

<sup>19</sup>Ein FC/PC-Stecker ist eine standardisierte Glasfaser-Steckverbindung aus der optischen Nachrichtentechnik, welche eine wieder lösbare Verbindung von Glasfasern mit weiteren Komponenten ermöglicht.

erhöht. Die roten Laserdiodenmodule besitzen hingegen eine fest positionierte Glasfaser mit einem Querschnitt von  $105\ \mu\text{m}$ , welche über eine FC/PC Faser- zu Faser-Verbindung mit den Eingangsfasern des Faserkopplers verbunden wird. Für eine aktive Kühlung der Laserdioden sind diese auf einem Peltier-Element befestigt und in einem Aluminiumblock gefasst. Die Ansteuerung der Module erfolgt über eine serielle RS-232 Schnittstelle (für die PIN-Belegung siehe Anhang IV – VI).

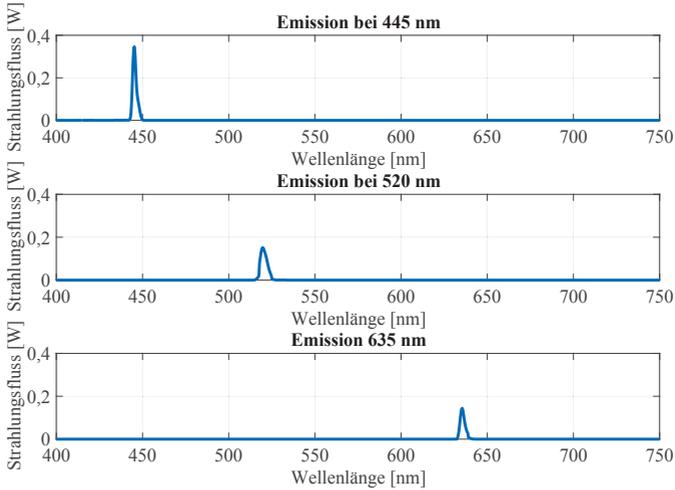
Bei einer Raumtemperatur von  $25^\circ\text{C}$  emittiert das blaue Laserdiodenmodul nach Datenblatt bei einer Zentralwellenlänge von  $445\ \text{nm}$ , wobei der maximale Strahlungsfluss bei etwa  $1\ \text{W}$  liegt (siehe Anhang IV). Es ist anzumerken, dass mit einer Übersteuerung des Eingangsstroms auch höhere Strahlungsflüsse erzielt werden können, dies allerdings die Lebensdauer der Laserdiode reduziert. Selbiges gilt für das Grün und Rot emittierende Laserdiodenmodul. Nach Datenblatt emittiert ein Einzelmodul im grünen Wellenlängenbereich mit einem maximalen Strahlungsfluss von etwa  $800\ \text{mW}$  bei der selben Raumtemperatur mit einer Zentralwellenlänge von  $520\ \text{nm}$  (siehe Anhang V). Bei gleichen Bedingungen besitzt das rote Laserdiodenmodul eine Emissionswellenlänge bei  $635\ \text{nm}$  mit maximalem Strahlungsfluss von etwa  $500\ \text{mW}$  (siehe Anhang VI). Eine Skalierung des emittierten Strahlungsflusses ist über den Eingangsstrom der jeweiligen Laserdiode möglich. Zudem besteht die Möglichkeit die Laserdioden über eine Pulsweitenmodulation (PWM) zu regulieren.

Da die Strahlung der grünen Laserdioden mit Querschnitten von  $200\ \mu\text{m}$  den größten Fokuspunkt aufweist, wird ein Faserkoppler mit derartigen Eingangsfasergrößen ausgewählt. Hierbei ist aufgrund der Fertigungsparameter eine Anzahl von neun Eingangsfasern mit  $200\ \mu\text{m}$  Führungskern zu einer Ausgangsfaser mit  $600\ \mu\text{m}$  umsetzbar. Dieser  $9\times 1$  Faserkoppler darf laut Datenblatt mit einem maximalen Strahlungsfluss von  $1\ \text{W}$  pro Eingangsfaser gespeist

werden (siehe Datenblatt im Anhang VII). Es gilt, die Kombination aus RGB Modulen zu wählen, welche den größtmöglichen Lichtstrom an einem Punkt im ECE-Weißbereich zur Verfügung stellt. Hierzu muss die Gewichtung der drei Strahlungsflüsse für die Wellenlängen RGB, basierend auf den theoretischen Grundlagen aus Abschnitt 2.1, berechnet werden. Exemplarisch für den ECE-Weißbereich wird der Unbuntpunkt mit der Normfarbwertkoordinate  $x = 0,33$  und  $y = 0,33$  gewählt, sodass die Gewichtung der drei Spektralbereiche für eine Emission in diesem Farbort angepasst wird. Hierzu müssen die drei diskreten Spektren über die Wellenlängenbereiche des sichtbaren Spektrums in den Gleichungen für die Tristimulus-Werte (Gleichung (2.3), (2.4) und (2.5)) gewichtet werden. Die Spektren der Laserdioden müssen demnach bekannt sein. Die einzelnen Spektren der RGB Laserdioden werden bei dem jeweiligen maximalen Strahlungsfluss mit einer Ulbrichtkugel und dem OL 770 vermessen und sind in Abbildung 6.1 dargestellt.

Die Messung wurde ohne eine vorangegangene längere Betriebsdauer der Laserdiodenmodule aufgenommen. Die drei Spektren dienen als Grundlage zur Berechnung der prozentualen Gewichtung des jeweiligen Strahlungsflusses und folglich zur Bestimmung der Anzahl der jeweiligen Laserdiodenmodule bei einer Gesamtheit von neun Eingangsfasern. Für die Berechnung der Gewichtung wird ein lineares Gleichungssystem aufgestellt (siehe Gleichung (6.2)). Dieses gilt es, für die drei eingeführten Gewichtungsfaktoren in festgelegten Wellenlängenbereichen zu lösen. Zur Bestimmung dieser Lösung wird eine Aufteilung in drei Wellenlängenbereiche (entsprechend Tabelle 6.1) angenommen.

Diese Wellenlängenbereiche sollen unterschiedlich gewichtet werden, um die gewünschte Normfarbwertkoordinate  $(x,y)$  zu erreichen. Dies ist zulässig, da die in diesen Wellenlängenbereichen diskreten Emissionspeaks der Laserdioden einzeln angesteuert werden können, ohne einen zweiten Wellenlängenbereich zu beeinflussen. Ex-



**Abbildung 6.1:** Spektren der einzelnen RGB Laserdioden mit dem maximalen Strahlungsfluss von  $P_{\text{opt,blau}} = 1 \text{ W}$ ,  $P_{\text{opt,grün}} = 0,81 \text{ W}$  und  $P_{\text{opt,rot}} = 0,51 \text{ W}$  ohne eine vorangegangene längere Betriebsdauer.

**Tabelle 6.1:** Festgelegte Gewichtungparameter für die drei Wellenlängenbereiche RGB.

Gewichtungsparameter	Untere Grenze des Wellenlängenbereichs [nm]	Obere Grenze des Wellenlängenbereichs [nm]
$R_w$	$>580$	790
$G_w$	$>480$	$\leq 580$
$B_w$	380	$\leq 480$

emplarisch wird eine Vereinfachung am Beispiel von Gleichung 2.3 durchgeführt (gleiches gilt für die Gleichungen 2.4 und 2.5). Hierfür werden die einzelnen Terme der Wellenlängenbereiche durch  $T_{\bar{x}}(\lambda_{R_w})$ ,  $T_{\bar{x}}(\lambda_{G_w})$  und  $T_{\bar{x}}(\lambda_{B_w})$  substituiert.

$$\begin{aligned}
 X &= k \cdot \sum_{\lambda} \phi(\lambda) \cdot \bar{x}(\lambda) \cdot \Delta\lambda \\
 &= k \cdot \left( \sum_{\lambda_{R_w}} \phi(\lambda_{R_w}) \cdot \bar{x}(\lambda_{R_w}) \cdot \Delta\lambda_{R_w} + \right. \\
 &\quad \sum_{\lambda_{G_w}} \phi(\lambda_{G_w}) \cdot \bar{x}(\lambda_{G_w}) \cdot \Delta\lambda_{G_w} + \\
 &\quad \left. \sum_{\lambda_{B_w}} \phi(\lambda_{B_w}) \cdot \bar{x}(\lambda_{B_w}) \cdot \Delta\lambda_{B_w} \right) \quad (6.1) \\
 &= k \cdot (T_{\bar{x}}(\lambda_{R_w}) + T_{\bar{x}}(\lambda_{G_w}) + T_{\bar{x}}(\lambda_{B_w})).
 \end{aligned}$$

Somit gilt für die gewichteten Tristimulus-Werte  $(X_w, Y_w, Z_w)$ :

$$\begin{aligned}
 X_w &= k \cdot (R_w \cdot T_{\bar{x}}(\lambda_{R_w}) + G_w \cdot T_{\bar{x}}(\lambda_{G_w}) + B_w \cdot T_{\bar{x}}(\lambda_{B_w})) \\
 Y_w &= k \cdot (R_w \cdot T_{\bar{y}}(\lambda_{R_w}) + G_w \cdot T_{\bar{y}}(\lambda_{G_w}) + B_w \cdot T_{\bar{y}}(\lambda_{B_w})) \quad (6.2) \\
 Z_w &= k \cdot (R_w \cdot T_{\bar{z}}(\lambda_{R_w}) + G_w \cdot T_{\bar{z}}(\lambda_{G_w}) + B_w \cdot T_{\bar{z}}(\lambda_{B_w})).
 \end{aligned}$$

Da der Farbort  $x = y = 0,33$  erzielt werden soll, mittels der drei Spektralanteile aber eine beliebige Normfarbwertkoordinate  $(x, y)$  erreicht werden kann, wird zunächst die allgemeine Lösung des Gleichungssystems angestrebt. Hierzu muss jedoch eine Annahme getroffen werden. Es wird  $Y = 1$  vorausgesetzt, da eine Normierung des Lichtstroms auf 1 für die Berechnung der prozentualen Gewichtung der einzelnen Spektralbereiche (mittels des Verhältnisses der Emission der einzelnen Laserdioden) zulässig ist. Mit Hilfe der Annahme kann Gleichung (2.2) nach  $Z$  aufgelöst und in Gleichung (2.1) eingesetzt werden, um eine eindeutige Lösung für  $X$  zu erhalten. Eine eindeutige Lösung für  $Z$  ergibt sich durch erneutes Einsetzen von  $Y = 1$  und Gleichung (2.3) in die Formel (2.2) (siehe Gleichungen (6.3) bis (6.5)).

$$Y_w = 1 \quad (6.3)$$

$$X_w = \frac{x}{y} \quad (6.4)$$

$$Z_w = \frac{1 - x - y}{y} \quad (6.5)$$

Es gilt, durch Einsetzen der Gleichungen 6.3, 6.4 und 6.5 mit gewünschten Normfarbwertkoordinaten  $(x,y)$  in das lineare Gleichungssystem 6.2, eine eindeutige Lösung für die Gewichtungsfaktoren  $R_w, G_w, B_w$  zu finden. Die Gewichtungsfaktoren entsprechen nicht der prozentualen Verteilung der Strahlungsflüsse  $R_P, G_P$  und  $B_P$ . Während die Gewichtungsfaktoren den Wert der benötigten Multiplikation mit dem Spektralbereich des vorhandenen Spektrums angeben, gibt die prozentuale Verteilung das endgültige Verhältnis der Werte des jeweiligen Strahlungsflusses an, um eine Emission in der gewünschten Zielkoordinate zu erreichen. Hierzu wird bei der Berechnung der prozentualen Verteilung der einzelnen Wellenlängenbereiche das neu gewichtete Referenzspektrum der drei gemeinsam emittierenden Laserdiodenmodule bei RGB benötigt und die resultierenden Strahlungsflüsse der Spektralbereiche für den gewünschten Farbort berechnet.

Um diese Lösung für eine Vielzahl an gewünschten Farbtönen und Spektren umsetzen zu können, wird ein MATLAB Programm mit einer entsprechenden Benutzeroberfläche aus diesem Lösungsweg entwickelt. Für das Beispiel des Unbuntspunkts  $(x = y = 0,33)$  und den in Abbildung 6.1 angegebenen Spektren der Laserdioden ergibt sich eine prozentuale Verteilung von:

$$R_P = 48,78 \%,$$

$$G_P = 32,92 \%,$$

$$B_P = 18,30 \%.$$

Werden diese prozentualen Werte in Verbindung mit einem 9x1 Faserkoppler angenommen, so muss die Anzahl der Laserdiodenmodule für jede Wellenlänge bestimmt werden. Da das blaue Laserdiodenmodul den größten Strahlungsfluss aufweist, wird Blau mit  $P_{\text{opt,blau}} = 1 \text{ W}$  als Grundlage für die Berechnung angenommen. Somit entspricht

$$P_{\text{opt,blau}} = 1 \text{ W} \rightarrow 18,30 \%, \quad (6.6)$$

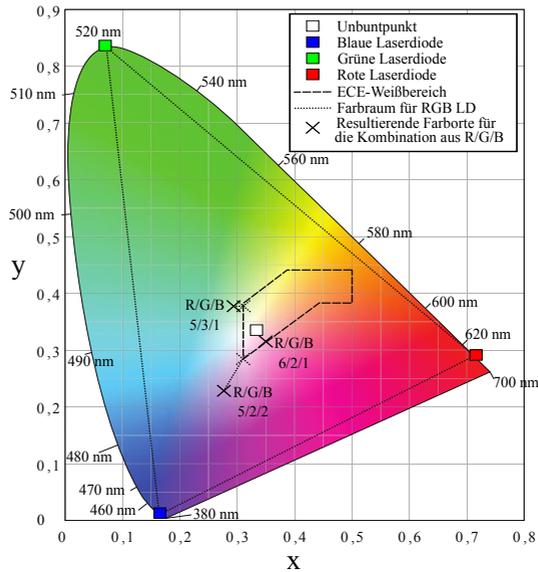
weshalb sich nach der prozentualen Gewichtung für den Strahlungsfluss von Grün und Rot folgendes ergibt:

$$32,92 \% \rightarrow P_{\text{opt,grün}} = 1,80 \text{ W}, \quad (6.7)$$

$$48,78 \% \rightarrow P_{\text{opt,rot}} = 2,66 \text{ W}. \quad (6.8)$$

Da ein Farbort im ECE-Weißbereich auch mit einer leichten Abweichung zum Unbuntpunkt erzielt werden kann, ist diese prozentuale Verteilung der Strahlungsflüsse für die Entwicklung einer RLL für das automobiler ein weiches Kriterium, welches ausschließlich einer Orientierung dient. Die berechneten Strahlungsflüsse können annähernd mit einer Anzahl von zwei grünen und fünf roten Laserdiodenmodulen zur Verfügung gestellt werden. Wird das blaue Laserdiodenmodul addiert, ergibt sich eine Gesamtheit von acht Laserdiodenmodulen. Da ein weiterer Fasereingang zur Verfügung steht, kann eine neunte Laserdiode in den Aufbau integriert werden. Um die Auswahl zwischen Rot, Grün und Blau für diesen Fasereingang treffen zu können, wird die CIE-Normfarbtafel und somit der maximal erzielbare Lichtstrom im ECE-Weißbereich als Bewertungskriterium hinzugezogen. Abbildung 6.2 zeigt die resultierenden Farborte, welche mit Hilfe des MATLAB Programms und einer Multiplikation der Anzahl der Laserdioden mit den Einzelspektren aus Abbildung 6.1 berechnet werden können. Diese Anzahl der

Einzelpektren bzw. der Gewichtung eines Einzelspektrums setzt sich aus einer Nutzung mit dem maximalen Strahlungsfluss für die drei Kombinationen der Lasermodule R/G/B mit 6/2/1, 5/3/1 und 5/3/2 zusammen. Das MATLAB Programm gibt sowohl den resultierenden Farbort als auch den Lichtstrom des gewünschten Farborts aus.



**Abbildung 6.2:** CIE-Normfarbtafel mit den rechnerisch resultierenden Farborten aus den Kombinationen der Laserdiodenmodule (R/G/B) mit maximal emittiertem Strahlungsfluss sowie der jeweils nächstmögliche Farbort einer Emission im ECE-Weißbereich.

Hierbei ist auffällig, dass bei einer Verwendung der Laserdiodenmodule mit dem maximalen Strahlungsfluss zwei der Farborte nicht im ECE-Weißbereich liegen, wobei die Kombination aus 6/2/1 gerade am Rand des ECE-Weißbereichs liegt. Aus diesem Grund werden für die zwei weiteren Varianten die nächstmöglichen Emissionen mit einem Farbort im ECE-Weißbereich in der CIE-

Normfarbtafel angegeben. Diese ergeben sich aus der kürzesten linearen Verbindung aus dem resultierenden Farbort der R/G/B Kombination und dem äußeren Rand des ECE-Weißbereichs. In Tabelle 6.2 sind die zugehörigen resultierenden Farbkoordinaten  $x,y$ , der nächstmögliche Farbort  $x_{ece},y_{ece}$  einer Emission im ECE-Weißbereich und die resultierenden Lichtströme aufgelistet.

**Tabelle 6.2:** Rechnerisch resultierende Farborte aus den Kombinationen der unterschiedlichen Anzahlen an Laserdiodenmodulen (R/G/B) mit maximal emittiertem Strahlungsfluss und der jeweils nächstmögliche Farbort einer Emission im ECE-Weißbereich sowie der entsprechende Lichtstrom der Spektren dieser Farborte.

Anzahl R/G/B	Resultierender Farbort (Lichtstrom bei $x,y$ )	Farbort im ECE-Weiß (Lichtstrom bei $x_{ece},y_{ece}$ )
6/2/1	$x = 0,346, y = 0,315$ (1230 lm)	$x_{ece} = 0,346, y_{ece} = 0,315$ (1230 lm)
5/3/1	$x = 0,293, y = 0,377$ (1565 lm)	$x_{ece} = 0,310, y_{ece} = 0,377$ (1418 lm)
5/2/2	$x = 0,276, y = 0,228$ (1181 lm)	$x_{ece} = 0,310, y_{ece} = 0,283$ (1129 lm)

Es zeigt sich, dass die Kombination aus 6/2/1 dem Unbuntpunkt am nächsten liegt. Aus den rechnerisch ermittelten Farborten mit den Spektren der Laserdiodenmodule und den unterschiedlichen Kombinationsmöglichkeiten ergibt sich allerdings der größte zur Verfügung stehende Lichtstrom im ECE-Weißbereich für die Kombination aus 5/3/1. In diesem Farbort kann ein rechnerischer Lichtstrom von 1418 lm emittiert werden. Dieser Wert gilt allerdings für die Emissionen direkt hinter den Laserdioden, weshalb die Koppeleffizienz des Faserkopplers berücksichtigt werden muss.

Die allgemeinen Daten des Faserkopplers samt der Größen der Eingangsfasern, der Größe der Ausgangsfaser sowie der Koppeffizienzen gehen aus dem Datenblatt hervor (siehe Anhang VII).

In der Theorie kann mit dieser Kombination aus neun Laserdioden und einer durchschnittlichen Koppeffizienz der einzelnen Eingangsfasern von 84,42 % ein Strahlungsfluss am Faserende von  $\sim 5,02$  W (entspricht 1197 lm) erzielt werden. Es lässt sich zudem ein theoretischer Wirkungsgrad aus den Laserdioden-Kennlinien (siehe Anhang IV - VI) entsprechend der Gleichungen 6.9 bis 6.13 berechnen.

$$P_{\text{Rot}} = 5 \cdot 2,8 \text{ V} \cdot 0,75 \text{ A} = 10,5 \text{ W} \quad (6.9)$$

$$P_{\text{Grün}} = 3 \cdot 5,5 \text{ V} \cdot 1,6 \text{ A} = 26,4 \text{ W} \quad (6.10)$$

$$P_{\text{Blau}} = 1 \cdot 5 \text{ V} \cdot 1,1 \text{ A} = 5,5 \text{ W} \quad (6.11)$$

Mit diesen Leistungsaufnahmen der Laserdioden ergibt sich ein Wirkungsgrad vor und hinter dem Faserkoppler zu:

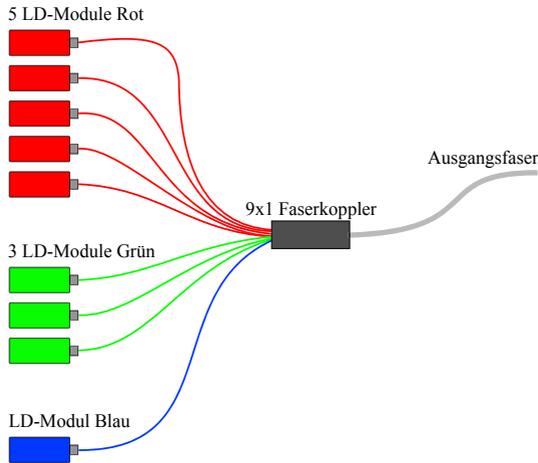
$$\eta_{\text{Theorie,LD}} = \frac{1418 \text{ lm}}{42,4 \text{ W}} = 33,44 \frac{\text{lm}}{\text{W}}, \quad (6.12)$$

$$\eta_{\text{Theorie,Out}} = \frac{1197 \text{ lm}}{42,4 \text{ W}} = 28,23 \frac{\text{lm}}{\text{W}}. \quad (6.13)$$

Diese Werte dienen zunächst als Entwicklungsgrundlage für einen ersten Prototypen der Lichtquelleneinheit einer RLL. Es gilt somit im Folgenden, die Kennzahlen experimentell nachzuweisen und die Lichtquelleneinheit des Initialsystems in einer Laborumgebung zu charakterisieren.

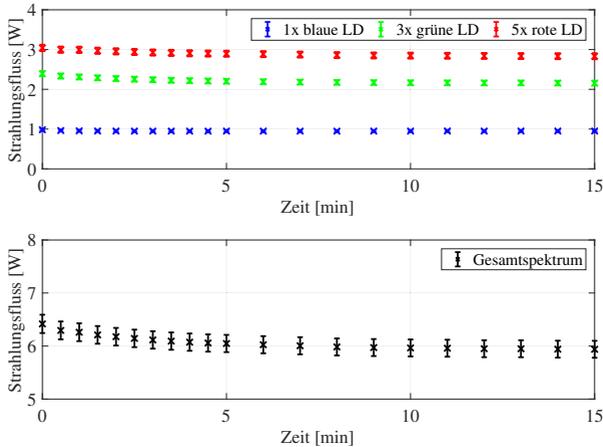
### 6.1.2 Charakterisierung der Lichtquelleneinheit

Entsprechend Abschnitt 6.1.1 wird das Initialsystem der RLL mit fünf roten, drei grünen und einem blauen Laserdiodenmodul, wie schematisch in Abbildung 6.3 dargestellt, aufgebaut. Die Ansteuerung der Lichtquelle erfolgt über spezielle Treiber, welche an eine konstante Spannungsversorgung angeschlossen sind und über eine RS-232 Steckverbindung mit den Laserdiodenmodulen verbunden sind. Die Stromversorgung der Laserdioden kann sowohl manuell über ein Potentiometer als auch über einen gesonderten PWM-Eingang gesteuert werden. Für die Charakterisierung in diesem Abschnitt wird der PWM-Eingang konstant auf 1 (entspricht 5 V) gesetzt. Mit Hilfe der Potentiometer kann der Eingangsstrom der Laserdioden leicht übersteuert werden, weshalb der Strahlungsfluss auch höher sein kann, als in Abschnitt 6.1.1 angenommen.



**Abbildung 6.3:** Schematische Darstellung des Initialsystems einer RLL auf Basis von fünf roten, drei grünen und eines blauen Laserdiodenmoduls in Kombination mit einem 9x1-Faserkoppler.

Aufgrund einer Temperaturerhöhung nimmt der emittierte Strahlungsfluss der Laserdiodenmodule mit zunehmender Emissionsdauer ab. Hierdurch bedingt muss für eine reproduzierbare Messbarkeit eine „Einbrennzeit“ der Laserdioden durchgeführt werden. Um eine geeignete Zeit bis zu einer vernachlässigbaren Varianz des Strahlungsflusses ermitteln zu können, wird zunächst der zeitabhängige Strahlungsfluss der drei spektralen Anteile RGB am Faserausgang vermessen. Das Ergebnis der zeitlichen Änderung des Strahlungsflusses für die Einzelmodule und für das Gesamtspektrum sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Messunsicherheit ergibt sich erneut aus dem systematischen Fehler entnommen aus dem Datenblatt des genutzten Messgeräts PM30. [7]



**Abbildung 6.4:** Zeitliche Varianz des Strahlungsflusses der einzelnen RGB Laserdiodenmodule sowie die Änderung des Strahlungsflusses für das Gesamtspektrum in einem Zeitraum von 15 Minuten.

Aus den Graphen geht ein starker Abfall des Strahlungsflusses für das Gesamtspektrum von einem initialen Strahlungsfluss von

6420 mW  $\pm$  172,65 mW um 370 mW  $\pm$  9,95 mW in den ersten fünf Minuten hervor. Hierbei fallen die emittierten Strahlungsflüsse der einzelnen Module unterschiedlich stark ab. Während der Strahlungsfluss des blauen Moduls lediglich um 32,5 mW  $\pm$  0,87 mW (entspricht einem Abfall von 3,31 %) sinkt, besitzen das rote und das grüne Laserdiodenmodul mit jeweils 146,3 mW  $\pm$  3,93 mW (4,81 %) und 191,2 mW  $\pm$  5,14 mW (7,99 %) einen stärkeren Abfall der Emission. In den darauf folgenden fünf Minuten fällt der Strahlungsfluss des Gesamtspektrums um weitere 83,5 mW  $\pm$  2,25 mW (ein Abfall von weiteren 1,38 %) sowie zwischen der 10. und 15. Minute weiter um 25,7 mW  $\pm$  0,69 mW (entspricht einem weiteren Abfall von 0,43 %) ab. Aufgrund dieses geringen prozentualen Abfalls des Strahlungsflusses wird die zeitliche Messung nach der 15. Minute abgebrochen. Für die weiteren Messungen in dieser Dissertation mit dem Initialsystem der RLL wird jeweils eine „Einbrennzeit“ von 15 Minuten verwendet.

Um die im Datenblatt des Faserkopplers angegebenen Koppeleffizienzen in Kombination mit den genutzten Laserdiodenmodulen zu überprüfen, wird der direkt von den Laserdioden emittierte Strahlungsfluss mit dem am Faserausgang abgestrahlten Strahlungsfluss des Faserkopplers gegenübergestellt. Bei dem roten Laserdiodenmodul wird die Emission direkt hinter der fest positionierten Glasfaser am Laserdiodenmodul als Referenzwert genutzt.

Aus Tabelle 6.3 ergibt sich aufgrund dieser Messung eine durchschnittliche Koppeleffizienz von 86,01 %. In dem Datenblatt wird eine durchschnittliche Koppeleffizienz von 84,42 % angegeben. Hierbei weichen jedoch die Koppeleffizienzen einzelner Eingangsfasern nicht derartig stark ab, wie in der experimentellen Durchführung mit den RGB Laserdiodenmodulen. Da im Datenblatt keine Aussage über die Wellenlänge oder die Lichtquelle zur Bestimmung der Koppeleffizienz getroffen wird, ist ein Vergleich mit den Ergebnissen dieses Abschnittes nur bedingt möglich. Es ist allerdings

**Tabelle 6.3:** Messung des Strahlungsflusses der einzelnen Laserdiodenmodule vor der Einkopplung in den Faserkoppler und hinter dem Faserausgang sowie die daraus resultierende Koppel­effizienz.

LD-Modul	Strahlungsfluss vor dem Faserkoppler [mW]	Strahlungsfluss hinter dem Faserkoppler [mW]	Koppel­effizienz [%]
LD <sub>Rot1</sub>	600 ± 16,14	554 ± 14,90	92,33
LD <sub>Rot2</sub>	612 ± 16,46	561 ± 15,09	91,67
LD <sub>Rot3</sub>	672 ± 18,08	582 ± 15,66	86,61
LD <sub>Rot4</sub>	612 ± 16,46	564 ± 15,17	92,16
LD <sub>Rot5</sub>	624 ± 16,79	570 ± 15,33	91,35
LD <sub>Grün1</sub>	863 ± 23,21	715 ± 19,23	82,85
LD <sub>Grün2</sub>	901 ± 24,24	734 ± 19,74	81,47
LD <sub>Grün3</sub>	903 ± 24,29	730 ± 19,64	80,84
LD <sub>Blau1</sub>	1090 ± 29,32	905 ± 24,34	83,03
Gesamt	6877 ± 184,99	5915 ± 159,11	∅86,01

auffällig, dass die Koppel­effizienzen der roten Laserdiodenmodule wesentlich höher sind, als die der blauen und grünen Laserdiodenmodule. Ein Grund hierfür liegt in der Einkopplung der roten Strahlung in eine fest positionierte Glasfaser, sodass der Fokus­punkt optimal auf eine Faser mit einem geringeren Querschnitt von 105  $\mu\text{m}$  ausgerichtet wurde. Durch die FC/PC Faser- zu Faser-Verbindung ergeben sich somit geringere Koppel­verluste für die Einkopplung der Strahlung in den 9x1 Faserkoppler.

Aus Messungen des Gesamtspektrums bei maximalem Strahlungsfluss nach einer „Einbrennzeit“ von 15 Minuten der neun Laserdioden geht hervor, dass am Faserende  $5,92 \pm 0,159 \text{ W}$  sowie

$6,88 \pm 0,185$  W direkt von den Laserdiodenmodulen emittiert werden. Aus diesen gemessenen Werten sowie der tatsächlichen Leistungsaufnahme abgelesen am Netzteil, kann zusätzlich der resultierende elektro-optische Wirkungsgrad der RLL aller Laserdioden inklusive der Kühlung hinter dem Faserkoppler berechnet werden. Hierzu werden die Leistungen jedes Moduls in Tabelle 6.4 angegeben.

**Tabelle 6.4:** Messung der tatsächlich elektrischen Leistung eines jeden Laserdiodenmoduls inklusive des Kühlsystems.

LD-Modul	Elektrische Leistung [W]
LD <sub>Rot1</sub>	3,07
LD <sub>Rot2</sub>	2,20
LD <sub>Rot3</sub>	2,56
LD <sub>Rot4</sub>	2,65
LD <sub>Rot5</sub>	2,50
LD <sub>Grün1</sub>	8,75
LD <sub>Grün2</sub>	8,00
LD <sub>Grün3</sub>	10,01
LD <sub>Blau1</sub>	6,87
Gesamt	46,70

Da die neun Einzelmodule aufgrund der Anordnung nicht in der Ulbrichtkugel vermessen werden können, wird der Lichtstrom rechnerisch aus dem Strahlungsfluss ermittelt. Der Gesamtstrahlungsfluss von 6,88 W entspricht mit den genutzten Emissionspeaks einem Lichtstrom von 1765 lm. Der Lichtstrom am Faserende kann durch das Spektroradiometer OL 770 bestimmt werden, indem das Faserende an einer damit verbundenen Ulbrichtkugel befestigt

wird. Dieser beträgt  $1429 \text{ lm} \pm 64,3 \text{ lm}$  bei einem Strahlungsfluss von  $5,92 \pm 0,159 \text{ W}$ . Der angegebene Fehler des Lichtstroms resultiert an dieser Stelle aus der erweiterten Messunsicherheit des OL 770 (siehe Abschnitt 5.1.1). Demnach ergibt sich der elektrooptische Wirkungsgrad der reinen Laserdioden und der emittierten Strahlung hinter dem Faserkoppler zu:

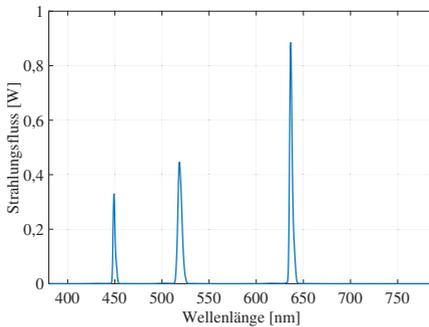
$$\eta_{\text{Labor,LD}} = \frac{1765 \text{ lm}}{46,7 \text{ W}} = 37,8 \frac{\text{lm}}{\text{W}}, \quad (6.14)$$

$$\eta_{\text{Labor,Out}} = \frac{1429 \text{ lm}}{46,7 \text{ W}} = 30,6 \frac{\text{lm}}{\text{W}}. \quad (6.15)$$

Der in Abschnitt 6.1.1 theoretisch bestimmte Wirkungsgrad kann durch die experimentellen Messungen um  $11,53\%$  für die Laserdioden und um  $7,52\%$  am Faserende übertroffen werden. Die Begründung hierfür liegt in einer Übersteuerung der grünen Laserdioden, welche die Erhöhung des Lichtstroms im Gegensatz zu dem roten, vor allem aber zu dem blauen Spektralanteil stark begünstigen. Aufgrund unterschiedlicher Koppeffizienzen für diese Spektralanteile ist der Anstieg dieses Wirkungsgrades am Faserausgang des Faserkopplers etwas geringer als für die reinen Laserdiodenmodule.

Es gilt nun zu prüfen, ob der Farbort des resultierenden Spektrums am Faserausgang im zulässigen ECE-Weißbereich ist. Hierzu wird das Faserende erneut an einer Ulbrichtkugel befestigt und die emittierte Strahlung mittels des Spektroradiometers OL 770 vermessen. Das resultierende Spektrum ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Auffällig ist, dass die Zentralwellenlängen der Einzelmodule nach der definierten Einbrennzeit leicht verschoben sind. Am stärksten ausgeprägt ist dieser Effekt für das blaue Laserdiodenmodul, bei welchem die Zentralwellenlänge bei  $449 \text{ nm}$  liegt (vgl. Datenblatt Anhang IV sowie Messung ohne Einbrennzeit Abbildung 6.1). Für Rot und Grün liegt diese bei  $636 \text{ nm}$  und  $519 \text{ nm}$  (vgl. Datenblätter Anhang V und VI sowie ohne Einbrenn-

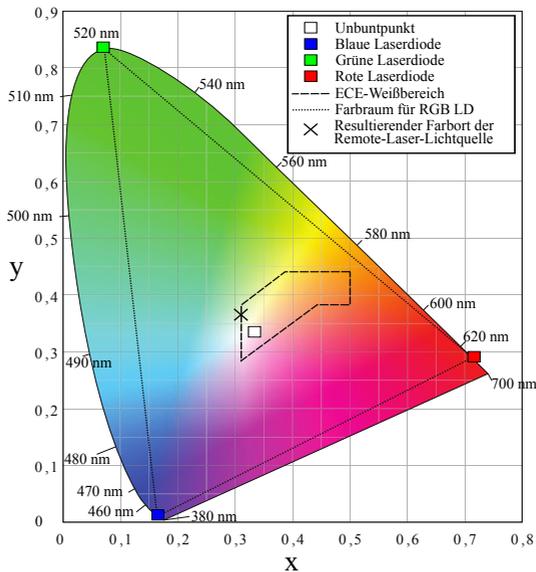
zeit Abbildung 6.1). Zurückzuführen sind die Verschiebungen auf eine Temperaturerhöhung der Laserdioden. Allerdings liegen diese Abweichungen der Zentralwellenlänge bereits im Bereich der erzielbaren Wellenlängengenauigkeit von  $\pm 1$  nm des Spektroradiometers (siehe Abschnitt 5.1.1). Für den weiteren Verlauf der experimentellen Durchführung ist diese geringe Verschiebung allerdings nicht hinderlich und das Gesamtspektrum wird als Grundlage für das weitere Vorgehen genutzt.



**Abbildung 6.5:** Resultierendes Spektrum der neun (RGB) Laserdioden mit maximalem Strahlungsfluss gemessen am Faserausgang des Faserkopplers.

Dieses gesamte addierte Spektrum der neun Laserdioden resultiert am Faserausgang aufgrund der Übersteuerung der roten und grünen Laserdiodenmodule in der Farbkoordinate  $x = 0,3092$  und  $y = 0,3649$ . Wie in Abbildung 6.6 gezeigt, befindet sich dieser Farbort am linken Rand gerade außerhalb des ECE-Weißbereichs, da die linke Grenze bei  $x = 0,3100$  liegt. Der resultierende Lichtstrom für das emittierte Spektrum liegt bedingt durch den höheren Injektionsstrom über dem Erwartungswert und ergibt sich in der Messung, wie bereits zuvor angeführt, zu 1429 lm am Faserende. Dieser Wert beinhaltet bereits die Koppelverluste des Faserkopplers

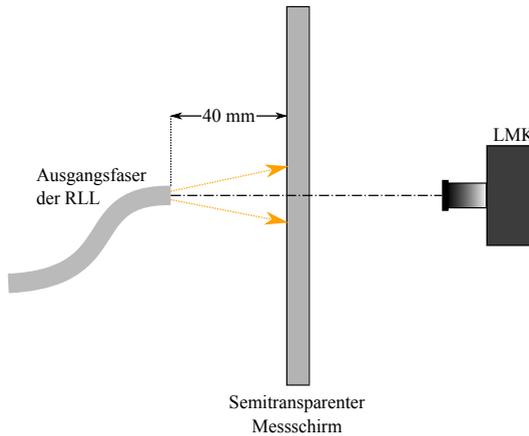
und die Verluste bei der Einkopplung der einzelnen Laserdioden in die neun Eingangsfasern. Um allerdings einen zulässigen Farbort im ECE-Weißbereich mit maximalen Lichtstrom zu realisieren, muss der Farbort  $x = 0,3100$  und  $y = 0,3649$  angestrebt werden. Mit Hilfe des MATLAB Programmes aus Abschnitt 6.1.1 ergibt sich der resultierende Lichtstrom bei einer geeigneten Gewichtung dieses Spektrums für den gewünschten Farbort. Der Lichtstrom würde um 6 lm sinken und auf 1423 lm reduziert werden müssen.



**Abbildung 6.6:** Resultierender Farbort des gesamten addierten Spektrums.

Für die weitere Charakterisierung der resultierenden Lichtverteilung der austretenden Laserstrahlung wird eine Emission des Farbortes  $x = 0,33$  und  $y = 0,33$  am Faserende über die Potentiometer eingestellt. Diese Farbkoordinate wird mittels des Spektroradiometers OL 770 bestimmt.

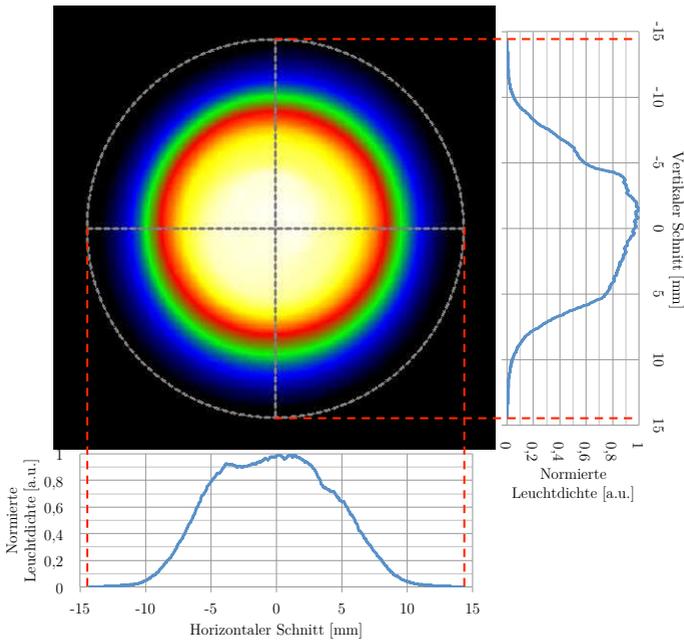
Es gilt im Folgenden, die resultierende Leuchtdichteverteilung (LDV) der RLL ohne weitere Optiken zu analysieren, welche als Grundlage für die Entwicklung eines geeigneten Beleuchtungspfades in Abschnitt 6.1.3 dient. Der Charakterisierung der austretenden Strahlung geht erneut eine Einbrennzeit von 15 Minuten voraus. Mit Hilfe einer Leuchtdichtemesskamera (*kurz*: LMK - der Firma TechnoTeam: LMK 98-3 color) wird die resultierende Lichtverteilung auf einem 40 mm entfernten semitransparenten Messschirm (mit einem Transmissionsgrad von 73 % und einer isotropen Abstrahlcharakteristik) entsprechend Abbildung 6.7 vermessen.



**Abbildung 6.7:** Prinzip des Messaufbaus zur Charakterisierung der austretenden Laserstrahlung.

Um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten, werden der horizontale und vertikale Schnitt durch die LDV auf den Wert 1 normiert. Da alle Messungen mit der LMK für eine Bewertung der LDV mit einer Normierung genutzt und keine absoluten sondern ausschließlich relative Werte betrachtet werden, ist der systematische Messfehler der LMK zu vernachlässigen. Zudem sind

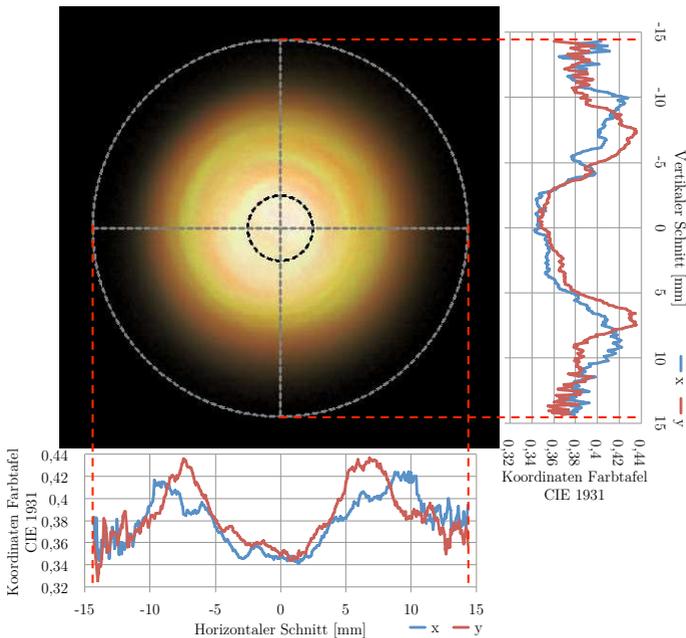
absolute Werte bezüglich des Strahlungsflusses der Austrittsfaser bereits in Abschnitt 6.1.2 gegeben. Die Messung der resultierenden LDV der einfachen Ausgangsfaser, als logarithmische Falschfarbendarstellung aufgeführt in Abbildung 6.8, ergibt eine kreisförmige Lichtverteilung mit dem Leuchtdichtemaximum im Zentrum bei  $\pm 5$  mm. In den äußeren Bereichen bis etwa  $\pm 10$  mm ergibt sich ein starker Abfall mit leichten Schwankungen der Leuchtdichte.



**Abbildung 6.8:** LDV resultierend aus der Abstrahlcharakteristik der RLL, abgebildet in einer logarithmischen Falschfarbendarstellung, sowie ein normierter Leuchtdichteverlauf des horizontalen und vertikalen Schnittbildes. Aus studentischer Arbeit von SCHÜLER [150].

Neben der LDV wird zusätzlich ein Farbbild der resultierenden Lichtverteilung aufgenommen, welches den Grad der Durchmischung der drei genutzten Spektralanteile RGB zeigen soll. Wie

bereits angemerkt, ist die integrale Farbemission der RLL hierbei auf  $x = 0,33$  und  $y = 0,33$  eingestellt. Aus Abbildung 6.9 geht eine starke Inhomogenität der resultierenden Farbverteilung hervor. Bedingt durch eine unzureichende Durchmischung in dem 9x1 Faserkoppler sind in der Farbdarstellung unterschiedliche Farbringe erkennbar, welche ebenfalls durch den horizontalen und vertikalen Verlauf der resultierenden Farbkoordinaten bestätigt werden können. Es gilt an dieser Stelle anzumerken, dass mit dem Auge neben den Farbschlieren zusätzlich Speckle-Effekte wahrzunehmen sind. Diese müssen im weiteren Verlauf durch das optische System im Beleuchtungspfad reduziert bzw. idealerweise eliminiert werden.



**Abbildung 6.9:** Aufgenommene Farbverteilung resultierend aus der Abstrahlcharakteristik der RLL, sowie ein Schnittbild des horizontalen und vertikalen Verlaufs der resultierenden CIE 1931 Farbkoordinaten  $x$  und  $y$ . Aus studentischer Arbeit von SCHÜLER [150].

Nach dem Farbverlauf der Schnittbilder weist das Zentrum (bei  $\pm 2,5$  mm, eingezeichnet mit einem schwarzen gestrichelten Kreis) einen Farbort nahe dem Unbuntpunkt auf. In den äußeren Bereichen bis  $\pm 10$  mm stellt sich eine Verschiebung des Farbortes ins Gelbliche ein, da der blaue Spektralanteil abnimmt. In den Randbereichen über 10 mm vom Zentrum ist, bedingt durch die geringen Leuchtdichten, ein hohes Rauschen zu verzeichnen. Der geringere Blauanteil in den äußeren Bereichen der Lichtverteilung ist auf unterschiedliche Abstrahlcharakteristiken für die genutzten Wellenlängen zurückzuführen. Aufgrund unterschiedlicher Brechungsindizes werden die kürzeren Wellenlängen von der Faser demnach unter einem geringeren Winkel abgestrahlt, als die langwelligere rote und grüne Laserstrahlung.

Auffällig ist, dass die Farbkoordinaten auch im Zentrum nicht im Unbuntpunkt liegen, obwohl an dieser Stelle noch eine vergleichsweise hohe Durchmischung vorherrscht. Nach KRÜGER und SCHMIDT [69] kann der Grund hierfür in der spektralen Empfindlichkeit der LMK color 98-3 gefunden werden. Diese sind im Bereich von 480 nm bis 530 nm sehr gering und wirken sich somit negativ auf die Berechnung der Farbkoordinate aus. [69] Zusätzlich ergeben sich in den Kalibrierdaten der LMK im Bereich von 410 nm bis 460 nm geringe Abweichungen zwischen der spektralen Empfindlichkeit der genutzten Filter und der Normspektralwertfunktion. [150] Ein weiterer Einflussfaktor ist die Nutzung von Graufiltern, welche aufgrund des hohen Strahlungsflusses der RLL bei den Messungen verwendet werden. Diese beeinflussen die spektrale Anpassung der LMK ebenfalls, wobei keine Kalibrierdaten für diese Graufilter in der Software hinterlegt sind. Aus diesem Grund sind die Werte der Farbschnitte lediglich als relative Werte zu interpretieren, um einen Eindruck der Farbinhomogenität zu erlangen. Mit der LMK werden demnach keine absoluten Farbmessungen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

Für eine absolute Aussage über den vorherrschenden Farbort im Zentrum wird die LMK mit dem Spektroradiometer OL 770 samt Messobjektiv substituiert. Die Blendengröße des Objektivs wird hierbei auf 5 mm eingestellt und der Messpunkt im Zentrum der Lichtverteilung entsprechend dem schwarz gestrichelt Kreis aus Abbildung 6.9 gewählt. Es ergibt sich ein gemittelter Farbort für den eingezeichneten Bereich von  $x_{OL770} = 0,3313$  und  $y_{OL770} = 0,3326$ . Im Vergleich hierzu weicht der gemittelte Farbort der beiden Farbschnitte aus Abbildung 6.9 mit  $x_{LMK} = 0,3497$  und  $y_{LMK} = 0,3561$  betragsmäßig um  $\Delta x = 0,0184$  und  $\Delta y = 0,0235$  ab. Somit wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit bei den experimentellen Bestimmungen von Farbkoordinaten die Messung mit dem Spektroradiometer OL 770 bevorzugt.

Aus den Messungen mit der LMK geht dennoch eine hohe Inhomogenität der Farb- und Leuchtdichteverteilung hervor. Mit Hilfe des Beleuchtungspfades soll somit die aus dem Faserausgang kegelförmig emittierte Laserstrahlung auf die rechteckige Zielfläche des DMD-Chips möglichst homogen abgebildet werden. Die Entwicklung dieses optischen Systems ist in Abschnitt 6.1.3 erläutert.

### **6.1.3 Auslegung des Beleuchtungspfades für einen hochauflösten Scheinwerfer**

Aus der Charakterisierung des abgestrahlten Laserlichts in Abschnitt 6.1.2 geht ein runder Ausleuchtbereich mit inhomogener Farb- und Leuchtdichteverteilung hervor. Da die rechteckige aktive Fläche des DMD-Chips homogen ausgeleuchtet werden soll, gilt es, einen entsprechenden Beleuchtungspfad zu entwickeln. Zunächst erfolgt die Auswahl der optischen Komponenten, welche im weiteren Verlauf in einer Simulation mit LightTools für die Anwendung im Beleuchtungspfad geprüft werden.

Für die Homogenisierung der Farb- und Leuchtdichteverteilung sollen optische Mischelemente genutzt werden, welche bereits in Abschnitt 2.1.2 eingeführt wurden. Es gilt demnach, die Eignung dieser Mischelemente für die Anwendung im hochaufgelösten Scheinwerfersystem zu prüfen. Eine weitere Überlagerung der Strahlen auf eine optische Achse ist nicht nötig, da dies bereits über die Nutzung des Faserkopplers realisiert wird. Somit werden dichroitische Spiegel und Prismen nicht weiter betrachtet. Optische Streuscheiben werden ebenfalls für eine gezielte Durchmischung der Laserstrahlung ausgeschlossen, da diese zum einen einen sehr geringen Wirkungsgrad aufweisen und zum anderen eine diffuse Streuung des Lichts mit einem hohen Divergenzwinkel mit sich bringen. Die vorteilhafte Eigenschaft der geringen Étendue, welche durch die Nutzung der RLL gegeben ist, soll für eine effiziente Beleuchtung der aktiven Fläche des DMD-Chips weiterhin bestehen bleiben.

Für eine geeignete Homogenisierung bleibt somit die Nutzung von Integratorstäben oder MLA bestehen. Da ein definiertes rechteckiges Aspektverhältnis der aktiven Fläche des DMD-Chips erzielt werden soll, muss für eine vereinfachte Abbildung der Austrittsfläche des Integratorstabs, ein rechteckiger Lichtwellenleiter mit passendem Aspektverhältnis genutzt werden. In einem Vorversuch mit im Labor vorhandenen rechteckigen Integratorstäben (Längen  $\leq 15$  mm) konnte zwar eine leichte Verbesserung der Homogenität festgestellt werden, allerdings reichen die Längen der Mischstäbe nicht aus, um ein homogenes Rechteck abzubilden. Bedingt durch die geringe Divergenz der RLL und die damit verbundene geringe Anzahl an Reflexionen innerhalb des Integratorstabes, muss die Länge demnach signifikant erhöht werden, wodurch die Effizienz dieses Mischelements stark abnimmt. Neben unzureichenden Durchmischung können die Speckle-Effekte durch die Nutzung der hier verwendeten Integratorstäbe nicht reduziert werden. Die Verwendung von Mischstäben wird aus den genannten Gründen

ausgeschlossen, sodass die Auslegung des Beleuchtungspfades mit MLA realisiert wird.

Die Nutzung von MLA setzt annähernd kollimiertes Licht voraus. Somit muss das aus der RLL austretende Laserlicht kollimiert werden. Hierfür wird zunächst der Divergenzwinkel der Strahlung bestimmt. Dies kann einerseits über die numerische Apertur (NA) mit den Brechungsindizes des Fasermantels  $n_1$  und Faserkerns  $n_2$  der Ausgangsfaser oder über eine Tangensfunktion mit Hilfe der Messergebnisse aus Abbildung 6.8 berechnet werden. Der theoretische Divergenzwinkel ergibt sich aus dem einfachen maximalen Akzeptanzwinkel  $\alpha_{\max}$  der Glasfaser mit Hilfe der NA von 0,22. Dieser Winkel ist definiert durch den maximalen Grenzwinkel der Strahlung, welche noch durch Totalreflexion geführt wird und der optischen Achse.

$$\begin{aligned}\sin(\alpha_{\max}) &= \sqrt{n_2^2 - n_1^2} = \text{NA} = 0,22 \\ \Leftrightarrow \alpha_{\max} &= \sin^{-1}(0,22) = 12,71^\circ\end{aligned}\quad (6.16)$$

Der doppelte maximale Akzeptanzwinkel ergibt demnach den gesamten Öffnungswinkel der von der Faser emittierten Strahlung zu einem theoretischen Wert von  $\Theta_{\text{Theorie}} = 25,42^\circ$ . Aus der Messung der LDV in Abschnitt 6.1.2 kann über eine Tangensfunktion der tatsächliche Divergenzwinkel bestimmt werden. Der Divergenzwinkel ergibt aus dem Abstand des Schirmes von 40 mm und dem Radius des ausgeleuchteten Bereichs, entsprechend Abbildung 6.8, von rund 10 mm.

$$\tan(\theta_{\text{Praxis}}) = \frac{10 \text{ mm}}{40 \text{ mm}} \Leftrightarrow \theta_{\text{Praxis}} = \tan^{-1}(0,25) = 14,04^\circ \quad (6.17)$$

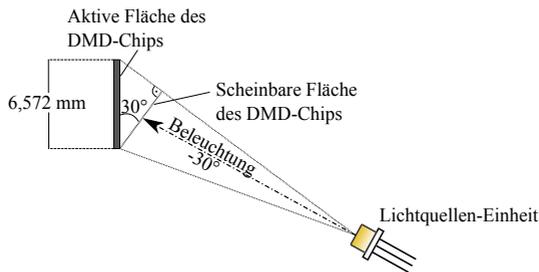
Somit beträgt der praktisch bestimmte Gesamtöffnungswinkel des abgestrahlten Laserlichts  $\Theta_{\text{Praxis}} = 28,08^\circ$ . Die Differenz des praktischen Werts zu dem theoretisch bestimmten Wert des Öffnungswinkels beträgt  $2,66^\circ$ . Dieser Unterschied kann aus einer Einkopplung der Laserstrahlung in den Fasermantel resultieren, sodass ein Anteil der Strahlung im Fasermantel geführt wird. Zudem können Beugungs- und Streuungs-Effekte am Faserausgang den Divergenzwinkel der Laserstrahlung vergrößern.

Um die austretende Strahlung aus der RLL zu kollimieren, wird für eine vereinfachte Justage eine Kollimationslinse mit FC/PC-Steckverbindung genutzt. Der Vorteil liegt darin, dass durch die Steckverbindung der vordefinierte Abstand (die Fokuslänge) der Kollimationslinse zur Faserendfläche ohne eine aufwändige Ausrichtung eingestellt werden kann. Es sollen für die erste Generation des Beleuchtungspfades ausschließlich Standardbauteile genutzt werden, um die Umsetzbarkeit eines hochauflösenden Scheinwerfersystems aus der Kombination aus RLL und DMD-Chip ohne eine Anfertigung von speziellen optischen Komponenten zu beweisen. Die Kollimationslinse samt FC/PC-Stecker muss somit für die verwendete Fasergröße des Faserkerns von  $600\ \mu\text{m}$  und einer praktisch bestimmten NA von 0,25 (die NA laut Datenblatt beträgt 0,22) ausgewählt werden. Die Kollimationslinse „F220FC-A“ der Firma Thorlabs bietet eine passende NA mit 0,25 bei einer Fokuslänge von 10,9 mm und ist zusätzlich mit einem AR-Coating auf beiden Seiten ausgestattet. Diese wird für die Kollimation der Laserstrahlung aus dem Faserausgang genutzt.

Die Realisierung des rechteckigen Ausleuchtbereichs bzw. die Umsetzung des korrekten Aspektverhältnisses der Seitenlängen der aktiven Fläche des DMD-Chips soll über die Nutzung zweier doppelseitiger zylindrischer MLA aufgezo-gen werden. Die Ausleuchtung wäre auch mit einem einzigen MLA mit einer rechteckigen Linsen-ausprägung denkbar, hierbei sind allerdings keine Standardkompo-

nenten mit einer Rechteckstruktur und korrektem Aspektverhältnis der DMD-Seitenlängen vorhanden. In dem Initialsystem wird ein 0,3“ DMD-Chip mit Seitenlängen der aktiven Fläche (Breite x Höhe) von 6,572 mm x 3,699 mm genutzt. Wie aus Abschnitt 3.2.3 hervor geht, muss der Beleuchtungswinkel, unter dem die Strahlung der RLL auf den DMD-Chip trifft, zwischen  $24^\circ$  bis  $40^\circ$  betragen. Um eine möglichst große scheinbar beleuchtete Fläche (siehe Abbildung 6.10) zu erzielen, muss der Winkel möglichst klein, also bei  $24^\circ$  gewählt werden. Zur Bewahrung eines höheren Freiheitsgrades soll der Winkel in experimenteller Umgebung sowohl vergrößert als auch verkleinert werden können. Demnach wird die Berechnung der Größe des scheinbaren Ausleuchtbereichs nicht direkt mit der unteren Grenze der möglichen Beleuchtungswinkel durchgeführt, sodass an dieser Stelle ein Wert von  $30^\circ$  angenommen wird.

Da die Mikrospiegel des 0,3“ DMD-Chips eine vertikale Kippachse aufweisen, muss die Beleuchtung von der seitlichen Achse erfolgen, um die Strahlung des On- and Off-States trennen zu können. Unter Berücksichtigung des Beleuchtungswinkels gilt es, passende zylindrische MLA auszuwählen, welche die scheinbare Fläche des DMD-Chips entsprechend Abbildung 6.10 ausleuchten. Die Breite der zu beleuchtenden Fläche ergibt sich demnach aus der Berechnung in Gleichung 6.18.



**Abbildung 6.10:** Darstellung der zu beleuchtenden scheinbaren Fläche des DMD-Chips über den Beleuchtungswinkel  $\gamma_{\text{DMD}} = -30^\circ$ .

$$B_{\text{scheinbar}} = 6,572 \text{ mm} \cdot \cos(30^\circ) = 5,692 \text{ mm} \quad (6.18)$$

Somit ergibt sich ein Zielbereich der Ausleuchtung von 5,692 mm x 3,699 mm. Es gilt demnach eine Kombination zweier zylindrischer MLA zu finden, welche annähernd dem Aspektverhältnis von  $\frac{3,699 \text{ mm}}{5,692 \text{ mm}} = 0,65$  entspricht. Für die Homogenisierung sollen doppel-seitige zylindrische MLA verwendet werden, da durch die Nutzung zweier Arrays nach DIAZ und KNOBL [13] schärfere Ränder als mit einzelnen Linsen-Arrays entstehen. Um aus einer Vielzahl an angebotenen Standardkomponenten eine erste Auswahl treffen zu können, wird das Aufweitungsverhältnis beider MLA zueinander verglichen, um möglichst nah an das gewünschte Aspektverhältnis zu gelangen. Zur Vereinfachung wird eine Näherung genutzt, welche über die Tangensfunktion mit Hilfe des halben Pitchabstandes  $\frac{P_{\text{MLA}}}{2}$  und der Dicke  $a$  des MLA einen Divergenzwinkel zur Prüfung der Nutzbarkeit der Komponenten berechnet.

Ein näherungsweise passendes Aufweitungsverhältnis ergibt die Kombination zweier MLA der Firma SUESS MICROOPTICS mit einem ersten MLA das Pitchabstände von 250  $\mu\text{m}$  und eine Dicke von 2,25 mm aufweist, sowie einem zweiten MLA mit Pitchabständen von 350  $\mu\text{m}$  und einer Dicke von 2,25 mm. Es ergeben sich vereinfacht berechnete Aufweitungswinkel von:

$$\alpha_y = \tan^{-1} \left( \frac{0,125 \text{ mm}}{2,25 \text{ mm}} \right) = 3,18^\circ \quad (6.19)$$

und

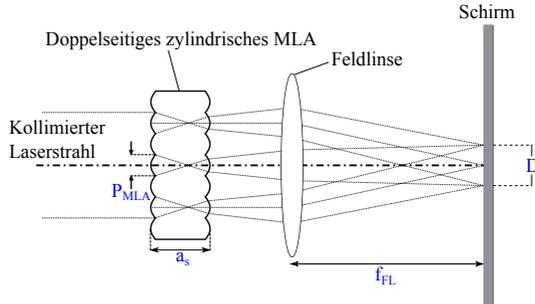
$$\alpha_x = \tan^{-1} \left( \frac{0,175 \text{ mm}}{2,25 \text{ mm}} \right) = 4,45^\circ. \quad (6.20)$$

Das Ergebnis der Näherung weist ein Aspektverhältnis von 0,71 auf, wohingegen das gewünschte Verhältnis bei 0,65 liegt. Diese geringe Abweichung wird aufgrund einer im Labor möglichen Anpassung des Beleuchtungswinkels akzeptiert. Um dieses Ergebnis zu verifizieren und eine Aussage über die Größe des Ausleuchtbereichs treffen zu können, muss zunächst die effektive Brennweite einer einzelnen Linse (also eine einfache „quasi Bikonvexlinse“ bestehend aus einer Eintrittslinse samt einer gegenüberliegenden Austrittslinse) berechnet werden. Diese lässt sich durch eine Abbildungsgleichung nach SCHRÖDER und TREIBER [105] für dicke Linsen mit Luft als Umgebungsmedium bestimmen (siehe Gleichung 6.21). Diese Vereinfachung erlaubt die Bestimmung der effektiven Brennweite einer einzelnen Linseneinheit des gesamten MLA.

$$f = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{n \cdot R_1 \cdot R_2}{(n-1) \cdot a_s + n \cdot (R_2 - R_1)} \quad (6.21)$$

Hierbei gibt  $n$  den Brechungsindex des verwendeten Materials,  $a_s$  den Abstand der Linsen von Scheitelpunkt zu Scheitelpunkt,  $R_1$  den Krümmungsradius der Linse auf der Eingangsseite und  $R_2$  den Krümmungsradius der Linse auf der Ausgangsseite an. Der Brechungsindex wird für die mittlere Wellenlänge der drei Spektralanteile gewählt. Dieser beträgt für Quarzglas bei einer Wellenlänge von 520 nm etwa  $n = 1,46$ . Die dicke des MLA, also der Abstand der Scheitelpunkte wird mit  $a_s = 2,25$  mm angegeben. Für das erste MLA (zur Aufweitung der y-Achse) ist ein Krümmungsradius von  $R_{1,y} = 0,75$  mm und  $R_{2,y} = -0,75$  mm angegeben. Diese betragen bei dem zweiten MLA (zur Aufweitung der x-Achse)  $R_{1,x} = 0,73$  mm und  $R_{2,x} = -0,73$  mm. Durch Einsetzen in Gleichung 6.21 ergeben sich zwei effektive Brennweiten von  $f_y = 1,5457$  mm und  $f_x = 1,5424$  mm für die beiden MLA.

Nach DIAZ und KNOBL [13] kann in Kombination mit einer abbildenden Feldlinse und aufgrund der kollimierten Strahlung eine



**Abbildung 6.11:** Skizze des Strahlenverlaufs durch MLA und abbildende Feldlinse im Beleuchtungspfad. Das MLA teilt den einfallenden kollimierten Laserstrahl in Teilstrahlen auf, welche auf dem Schirm durch die Feldlinse abgebildet werden. Nach DIAZ und KNOBL [13].

vereinfachte Berechnung der Größe des Ausleuchtbereichs mit Gleichung 6.23 angegeben werden.

$$D = P_{\text{MLA}} \cdot \frac{f_{\text{FL}}}{f_{\text{MLA}}}, \quad (6.22)$$

mit dem Pitchabstand  $P_{\text{MLA}}$ , der Brennweite der Feldlinse  $f_{\text{FL}}$  und der effektiven Brennweite des MLA  $f_{\text{MLA}}$ . Genutzt wird eine Feldlinse mit einer Brennweite von  $f_{\text{FL}} = 25 \text{ mm}$ , sodass sich in der Bildebene mit Hilfe der effektiven Brennweiten der beiden MLA  $f_y$  und  $f_x$  ein Ausleuchtbereich von  $D_y = 4,04 \text{ mm}$  und  $D_x = 5,67 \text{ mm}$  ergibt. Der berechnete Ausleuchtbereich resultiert in einem Aspektverhältnis von  $\frac{4,04 \text{ mm}}{5,67 \text{ mm}} = 0,71$  und stützt somit die zuvor berechnete Näherung. Auffällig ist, dass in der y-Achsenrichtung ( $D_y$ ) des ausgeleuchteten Bereichs die Höhe der aktiven Fläche des DMD-Chips von  $3,699 \text{ mm}$  überschritten wird. Ein sogenannter Overfill<sup>20</sup> ist nach VIKRANT ET AL. [130] allerdings notwendig, um eine ausreichende Homogenität auf dem DMD-Chip

<sup>20</sup>Dies bezeichnet den Anteil des Lichts, welcher nicht im Bereich der aktiven Fläche des DMD-Chips zur Ausleuchtung genutzt wird, sondern außerhalb dieser Zielebene abgebildet wird.

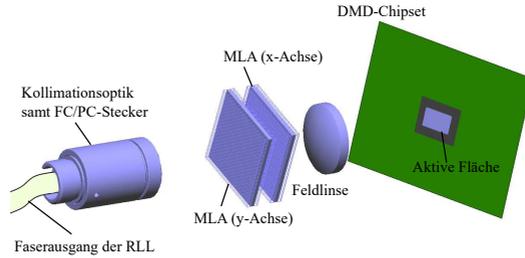
zu gewährleisten und den Aufbau gegenüber Montagetoleranzen unanfälliger zu gestalten. Hierbei sei ein Overfill von 15–20 % für das Erzielen hoher Homogenitäten in Projektoren üblich. [130] Um den Wirkungsgrad des Beleuchtungssystems zu steigern und da die Priorität einer homogenen Ausleuchtung der Straße vor allem im Zentrum liegt, soll für den hochaufgelösten Scheinwerfer mittels RLL ein geringerer Overfill von etwa 10 % angestrebt werden. Somit liegt der Ausleuchtungsbereich in der y-Achse mit einem Overfill von 8,4 % bereits in einer gewünschten Größenordnung. Eine Anpassung der Ausleuchtung in der x-Achse erfolgt über den Beleuchtungswinkel aus Gleichung 6.18 mit dem erzielten Ausleuchtungsbereich der scheinbaren Fläche von  $D_x = 5,67 \text{ mm}$  und der Größe des DMD-Chips samt 10 % Overfill von 7,23 mm.

$$\gamma_{\text{DMD}} = \cos^{-1} \left( \frac{5,67 \text{ mm}}{7,23 \text{ mm}} \right) = 39,04^\circ \quad (6.23)$$

Der angepasste Beleuchtungswinkel zur Nutzung dieses Beleuchtungspfades ergibt sich zu  $\gamma_{\text{DMD}} = 39,04^\circ$ . Da über diesen Winkel beleuchtet wird, gilt es, die Bildebene der Feldlinse zentral auf der aktiven Fläche des DMD-Chips zu positionieren, sodass die Schärfe der Abbildung zu den Rändern der x-Achse abnimmt.

Es erfolgt eine Simulation der optischen Komponenten in Light-Tools, um den aus dem Beleuchtungspfad resultierenden Ausleuchtungsbereich auf der Zielebene zu prüfen. Für eine realitätsnahe Simulation wird die Abstrahlcharakteristik der Glasfaser mittels eines Goniophotometers vermessen. Die hieraus gewonnenen Strahldaten werden als Lichtquelle in die Simulation importiert. Die Auslegung des initialen Beleuchtungspfades ist in Abbildung 6.12 dargestellt.

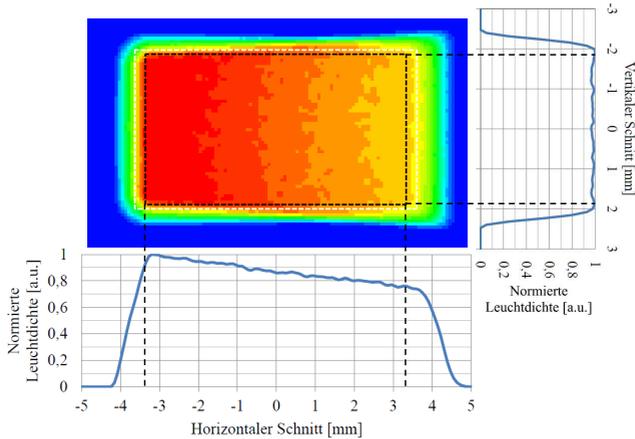
Die Kollimationsoptik besitzt einen definierten Abstand von 10,9 mm zur Faserendfläche. Der Abstand zwischen der Kollimationslinse und den MLA kann aufgrund der geringen Restdivergenz



**Abbildung 6.12:** Darstellung der optischen Komponenten des initialen Beleuchtungspfades samt Faserausgang der RLL und der Zielebene des DMD-Chipset unter einem Beleuchtungswinkel von  $\gamma_{\text{DMD}} = 30^\circ$ .

der Strahlung vergleichsweise frei gewählt werden. Es gilt hierbei zu beachten, dass dieser Abstand ausreichend ist, um einen Großteil der Mikrolinsen auszuleuchten, jedoch nah genug, um nicht über das MLA hinaus zu beleuchten. In der Simulation wird der Abstand auf 50 mm festgelegt. Die Positionierung der MLA zueinander sollte mit einem möglichst geringen Abstand umgesetzt werden. Aufgrund der Nutzung von nicht optimierten MLA Halterungen im Labor, ist dieses allerdings nur bis zu einem gewissen Grad realisierbar, sodass ein Abstand von 5 mm bestehen bleibt. Die Feldlinse wird mit einem 10 mm Abstand zu den MLA positioniert und die Zielebene bzw. die aktive Fläche des DMD-Chips in der Bildebene der Feldlinse bei  $f_{\text{FL}} = 25$  mm. Das Ergebnis dieser Simulation geht aus der normierten Leuchtdichteverteilung auf der Zielebene hervor, siehe Abbildung 6.13.

Es zeigt sich eine homogene, allerdings in dem steigenden x-Achsenbereich abfallende Leuchtdichteverteilung in dem gewünschten Bereich der aktiven Fläche des DMD-Chips (6,572 mm x 3,699 mm), welche mit einem schwarzen gestrichelten Rechteck eingezeichnet ist. Der horizontale und vertikale Schnitt durch das Zentrum des ausgeleuchteten Bereichs zeigt die normierte Leuchtdichteverteilung. Auffällig ist, dass vor allem in der Vertikalen auf der



**Abbildung 6.13:** Simulation der LDV in der Zielebene mit der aktiven Fläche des DMD-Chips (eingezeichnet mit einem schwarzen gestrichelten Rechteck) resultierend aus der Beleuchtung mit dem initialen Beleuchtungspfad. Zusätzlich ist eine horizontale und vertikale Schnittdarstellung der normierten Leuchtdichte durch das Zentrum der Zielebene dargestellt.

aktiven Fläche des DMD-Chips ein ausreichend homogenes Plateau entsteht und sich ein steiler Abfall der Leuchtdichte in den Randbereichen einstellt. Eine ausreichende Homogenität wird ebenfalls für die Horizontale erzielt, allerdings fällt die Leuchtdichte über die gesamte Breite der aktiven Fläche um 20% ab. Dieser Abfall resultiert aus der seitlichen Beleuchtung des DMD-Chips mit einem Winkel von etwa  $39^\circ$ . Zusätzlich ist der zuvor berechnete Overfill deutlich erkennbar, wenn auch ausgeprägter als erwartet. Dies resultiert aus einer unscharfen Abbildung der Randbereiche. Eine starke Ausprägung des Overfills ist vor allem im horizontalen Ausleuchtbereich vorhanden und macht mit einem Prozentsatz von 24,08% verteilt um die gesamte Fläche des DMD-Chips einen Großteil des vorhandenen Lichts aus. Um diesen Anteil zu verrin-

gern, erfolgt eine Anpassung des Beleuchtungswinkels zunächst simulativ. Durch die Reduzierung des Winkels von  $39^\circ$  auf das Minimum von  $24^\circ$  ergibt sich ein reduzierter Anteil des ungenutzten Lichts zu 15,78 %. In dieser Simulation fällt die Leuchtdichte in den Randbereichen der aktiven Fläche bereits leicht ab, was allerdings keinen Einfluss auf die Ausleuchtung der Straße im späteren hochauflösten Scheinwerfersystem haben sollte, da im zentralen Bereich eine erhöhte Beleuchtungsstärke welche zum Straßenrand hin abfällt gewünscht ist. In der experimentellen Umsetzung wird demnach Beleuchtungswinkel von  $24^\circ$  gewählt.

Es bleibt festzuhalten, dass dieser Beleuchtungspfad eine ausreichende Leuchtdichtehomogenisierung der aus dem Faserende der RLL austretenden Strahlung zur Verfügung stellt. In der Simulation kann keine Aussage über die Farbhomogenisierung getätigt werden, da die Vermessung der Strahldaten ohne eine chromatische Unterscheidung durchgeführt wurde. Aufgrund der Unterteilung des kollimierten Laserstrahls in mehrere Teilstrahlen, wird eine ausreichende Farbhomogenisierung mit Hilfe dieses Beleuchtungspfad es erwartet.

Die experimentelle Umsetzung dieser theoretischen Überlegungen sowie die Charakterisierung der resultierenden Ausleuchtbereiche in einer Laborumgebung werden in Abschnitt 6.1.4 dargelegt.

### 6.1.4 Umsetzung und Charakterisierung des initialen Beleuchtungspfad es

Die Anordnung des Beleuchtungspfad es erfolgt entsprechend den Ausführungen aus Abschnitt 6.1.3. In diesem Abschnitt fließen die experimentellen Ergebnisse der studentischen Arbeit von SCHÜLER [150] mit ein. Um mögliche chromatische Fehler in der Messung ausschließen zu können, wird die Farbemission der RLL auf der

aktiven Fläche des DMD-Chips im Voraus über die Potentiometer auf den Unbuntpunkt eingestellt. Dies wird über eine Vermessung der austretenden Strahlung am Faserende durch eine Ulbrichtkugel und dem Spektroradiometers OL 770 verifiziert.

Da die Charakterisierung dieses Beleuchtungspfades teilweise mit kollimierten, also nicht aufgeweiteter Laserstrahlung durchgeführt wird, gilt es, aus Sicherheitsgründen den Strahlungsfluss des Gesamtsystems während der Charakterisierung im Labor zu reduzieren. Da diese Reduzierung lediglich eine Skalierung der endgültigen Messergebnissen ergibt und keinen Einfluss auf die qualitative Aussage der Ergebnisse besitzt, ist dies zulässig. Erneut geht den Messungen eine Einbrennzeit von 15 Minuten voraus. Die resultierenden Strahlungsflüsse für die Messungen sind in Tabelle 6.5 aufgeführt.

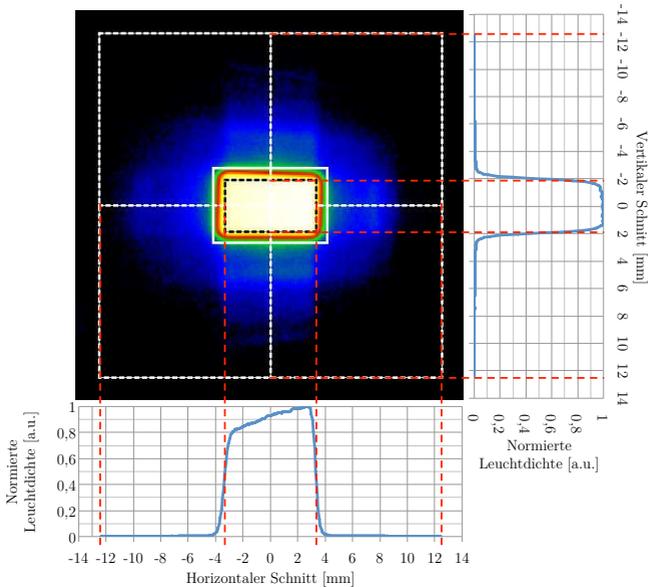
Zunächst wird der Wirkungsgrad des Beleuchtungssystems bestimmt. Hierzu werden mit Hilfe des PM30 Messgerätes der jeweilige Strahlungsfluss am Faserende mit den resultierenden Strahlungsflüssen hinter dem Beleuchtungspfad verglichen und in Tabelle 6.5 aufgeführt. Die Messfehler sind erneut auf einen systematischen Fehler des PM30 Sensorkopfes zurückzuführen.

**Tabelle 6.5:** Bestimmung des Wirkungsgrades für den initialen Beleuchtungspfad.

Module	Input [mW]	Output [mW]	Wirkungsgrad [%]
LD <sub>Rot</sub>	615,9 ± 16,6	481,8 ± 13,0	78,23
LD <sub>Grün</sub>	460,0 ± 12,4	361,0 ± 9,7	78,48
LD <sub>Blau</sub>	233,6 ± 6,3	180,1 ± 4,8	77,10
Gesamt	1309,5 ± 35,2	1022,9 ± 27,5	Ø78,11

Es ergibt sich für den initialen Beleuchtungspfad ein durchschnittlicher Wirkungsgrad von 78,11 %. Diese Effizienz ergibt sich aus den Fresnel'schen Verlusten an den Grenzflächen der optischen Komponenten. Da die Kollimationsoptik sowie die Feldlinse jeweils ein breitband AR-Coating aufweisen, wird bei diesen Optiken jeweils etwa  $\leq 1\%$  Verluste pro Grenzfläche berechnet. Für die MLA, welche kein AR-Coating aufweisen, wird ein Verlust von 4 % pro Grenzfläche angenommen, weshalb sich ein theoretischer Wirkungsgrad von etwa 80 % ergibt. Zwar können geringere Abweichungen auf eine Verschmutzung oder Dejustage der Optiken zurückgeführt werden, allerdings ist die prozentuale Abweichung des Messwertes bereits im Bereich der Messunsicherheit des PM30 Messgerätes und entspricht demnach dem Erwartungswert des theoretisch ermittelten Wirkungsgrades. Um eine Aussage über die resultierende Ausleuchtung treffen zu können, wird der DMD-Chip mit dem semitransparenten Messschirm (vgl. Abschnitt 6.1.2) substituiert. Die Messung der beleuchteten Fläche wird erneut mittels der LMK auf der Rückseite des Schirms durchgeführt. Der Beleuchtungswinkel wird aufgrund der Simulation auf  $24^\circ$  reduziert, um eine bessere Effizienz zu erzielen. Abbildung 6.14 zeigt die gemessene LDV sowie das horizontale und vertikale Schnittbild.

Entsprechend der Simulation aus Abschnitt 6.1.3 ergibt sich ein homogen ausgeleuchtetes Plateau, welches erneut über die Horizontale einen Abfall der Leuchtdichte von etwa 20 % aufweist. Es gilt hierbei anzumerken, dass aufgrund des geringeren Beleuchtungswinkels bereits der starke Leuchtdichteabfall in den Randbereichen der aktiven Fläche des DMD-Chips (schwarzes gestricheltes Rechteck) auftreten. Da bedingt durch die Platzierung dieser scharfen Kanten außerhalb der aktiven Fläche eine signifikante Verringerung der Effizienz entsteht, ist die experimentelle Anordnung für die Umsetzung eines hochaufgelösten Scheinwerfersystems zu bevorzugen. Zusätzlich sind in der LDV bläulich eingefärbte Nebenbilder



**Abbildung 6.14:** LDV der resultierenden Ausleuchtung des initialen Beleuchtungspfades in der Zielebene, abgebildet in einer logarithmischen Falschfarbendarstellung, sowie ein normierter Leuchtdichteverlauf des horizontalen und vertikalen Schnittbildes. Aus studentischer Arbeit von SCHÜLER [150].

erkennbar. Diese sind messtechnisch, aufgrund der hohen Leuchtdichten im Zentrum, allerdings kaum zu erfassen. Eine Entstehung der Nebenbilder resultiert aus fertigungsbedingten Abweichungen oder Streuungen in den einzelnen Linsen-Arrays. Wird Streulicht einer Subapertur der vorderen Mikrolinse in mehr als eine Subapertur der hinteren Mikrolinse gestrahlt, so überlagern sich die Abbilder der Teilbündel und es entstehen Nebenbilder. Der Einfluss dieser Nebenbilder ist für eine spätere Verwendung im hochauflösenden Scheinwerfer jedoch zu vernachlässigen und sollte über ein Projektionssystem mit weiteren Blenden nicht auf der Straße abgebildet werden.

Zusätzlich zu den Nebenbildern ergibt sich in der LDV der zuvor bereits erwähnte Overfill. Da das gesamte Licht außerhalb der aktiven Fläche des DMD-Chips nicht für die Ausleuchtung der Straße genutzt werden kann, wird ein weiterer Wirkungsgrad, der eigentliche Nutzwirkungsgrad des Beleuchtungspfades, bestimmt. Hierfür wird das Verhältnis der mittleren Leuchtdichte der aktiven Fläche (schwarzes gestricheltes Rechteck) zur gesamten gemessenen Fläche (weißes gestricheltes Quadrat) gebildet. Es ergibt sich hieraus ein Nutzwirkungsgrad von 86,44 %. Mit einer geringen Abweichung von 2,22 % entspricht dieser Wert somit dem Erwartungswert der Simulation. Von den Verlusten beträgt der Overfill (weißes durchgängiges Rechteck) 9,58 %, wohingegen demnach die Nebenbilder bzw. das Streulicht einen prozentualen Anteil von 3,98 % ausmachen. Aus dem Wirkungsgrad des Beleuchtungspfades und dem Nutzwirkungsgrad ergibt sich der Gesamtwirkungsgrad dieses optischen Systems zu:  $0,7811 \cdot 0,8644 = 0,6752$ . Der Gesamtwirkungsgrad des initialen Beleuchtungspfades beläuft sich somit auf 67,52 %.

Eine Steigerung dieses Wertes ist mit einem AR-Coating auf allen optischen Bauteilen möglich, sodass sich der Wirkungsgrad des Beleuchtungspfades auf etwa 0,9 steigern ließe und der hieraus resultierende Gesamtwirkungsgrad bei etwa 77,8 % läge. Mit dem maximalen Lichtstrom der RLL und dem praktisch bestimmten Gesamtwirkungsgrad können demnach etwa 965 lm auf der aktiven Fläche des DMD-Chips zur Verfügung gestellt werden. Mit Hilfe eines Projektionssystems wird die Lichtverteilung auf der Straße abgebildet. Hierbei geht erneut ein geringer Anteil des zur Verfügung stehenden Lichtstroms durch das Projektionsmodul verloren. Dieser Anteil ist im Vergleich zu konventionellen Leuchtmitteln voraussichtlich wesentlich geringer, da das vom DMD-Chip reflektierte Strahlenbündel eine wesentlich geringere Divergenz aufweist, als mit mehreren einzelnen LED-Chips. Vergli-

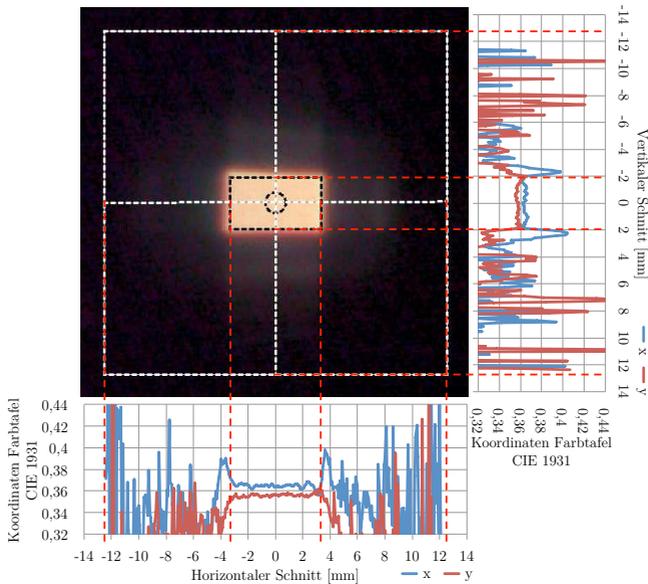
chen mit dem ersten DMD-Serienscheinwerfer von Maybach [102] (siehe Abschnitt 3.2.3), steht zwar ein geringerer Lichtstrom zur Verfügung, welcher aber durch eine einfache Skalierung (mit mehreren Laserdioden oder höheren Strahlungsflüssen) mit dem selben Beleuchtungssystem gesteigert werden könnte. Zudem werden aufgrund der vorteilhaften Abstrahlcharakteristik der RLL geringer Verluste des Gesamtsystems bei der Projektionsoptik erwartet.

Da eine ausreichende Homogenisierung der LDV mit Hilfe dieses Beleuchtungspfades gewährleistet werden kann, gilt es im Folgenden die Farbhomogenisierung zu analysieren. Hierfür wird eine Farbdarstellung des ausgeleuchteten Bereichs aufgenommen und anschließend ein horizontaler und vertikaler Schnittverlauf der resultierenden Farbkoordinaten dargestellt (siehe Abbildung 6.15).

Es zeigt sich ein homogener Farbverlauf für den Bereich der aktiven Fläche des DMD-Chips. Bedingt durch ein geringes Signal-Rausch-Verhältnis weist die Fläche außerhalb des Zielbereichs starke Schwankungen im Farbverlauf auf. Ohnehin ist für die Bewertung der Farbhomogenität ausschließlich die aktive Fläche relevant. Wie in Tabelle 6.6 aufgeführt, besitzen die Schwankungen in diesem Ausleuchtbereich eine maximale Differenz zwischen Minimal- und Maximalwert der Farbkoordinate von 0,0163.

**Tabelle 6.6:** Minimal- und Maximalwerte der horizontalen und vertikalen Farbverläufe der beleuchteten Zielebene mittels des initialen Beleuchtungspfades.

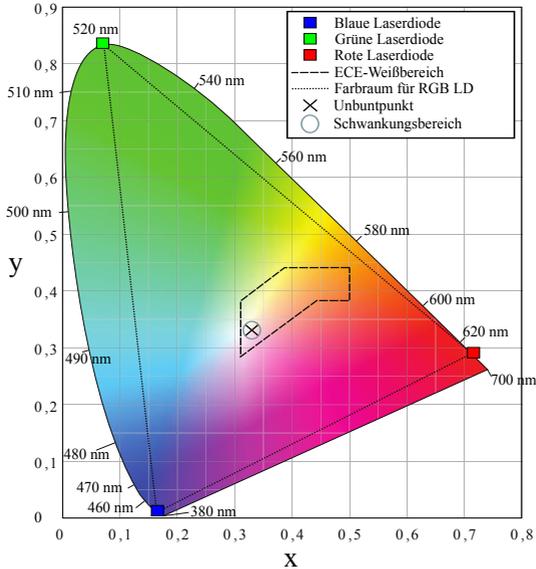
Koordinate	Minimum	Maximum	Mittelwert	$\Delta_{\max}$
$x_{\text{Horizontal}}$	0,3566	0,3729	0,3647	0,0163
$y_{\text{Horizontal}}$	0,3516	0,3641	0,3562	0,0125
$x_{\text{Vertikal}}$	0,3601	0,3669	0,3640	0,0068
$y_{\text{Vertikal}}$	0,3551	0,3619	0,3574	0,0068



**Abbildung 6.15:** Farbverteilung der resultierenden Ausleuchtung des initialen Beleuchtungspfades in der Zielebene, sowie ein horizontaler und vertikaler Schnittverlauf der resultierenden Farbkoordinaten. Aus studentischer Arbeit von SCHÜLER [150].

Auffällig bei diesen Farbverläufen ist, dass die gemittelten Messwerte nicht im zuvor definierten Unbuntpunkt liegen. Dies ist erneut auf die Farbmessung mittels LMK zurückzuführen (siehe Abschnitt 6.1.2). Aus diesen Messungen sind demnach ausschließlich die relativen Farbverläufe zur Analyse der Homogenität nutzbar. Die absoluten Farbkoordinaten werden an dieser Stelle erneut durch die Nutzung des Spektroradiometers OL 770 bestimmt. Der Messbereich befindet sich im Zentrum der Zielebene und wird durch das Spektroradiometerobjektiv OL 600 auf ein Sichtfeld von 3 mm integriert (schwarzer gestrichelter Kreis). Aus dieser Messung ergibt sich eine gemittelte Farbkoordinate von  $x = 0,3324$  und  $y = 0,3338$ , welche dem eingestellten Unbuntpunkt entspricht. Die zuvor berechnete maximale Differenz der Messwerte kann als halbe

Abweichung mit dem gemittelten Messwert des Spektroradiometers addiert bzw. subtrahiert werden, sodass sich eine Schwankung des Farbortes entsprechend Abbildung 6.16 ergibt.



**Abbildung 6.16:** CIE-Normfarbtafeln samt der resultierenden gemittelten Farbkoordinate aus der Messung mittels des Spektroradiometers im Zentrum des Zielbereichs sowie den maximalen Schwankungsbereich über die ausgeleuchtete aktive Fläche des DMD-Chips.

Aus der CIE-Normfarbtafel geht hervor, dass der Schwankungsbereich innerhalb der aktiven Fläche des DMD-Chips keinen Farbort außerhalb des zulässigen ECE-Weißbereichs ergibt. Somit ist die Farbhomoenisierung des im initialen Beleuchtungspfad genutzten Prinzips ausreichend, um das System für die Anwendung in einem hochauflösten Scheinwerfersystems zu nutzen.

Wird die Feldlinse aus dem Beleuchtungspfad entfernt, kann die resultierende Lichtverteilung auf einer Messwand, aufgrund eines größeren Ausleuchtbereichs, mit bloßem Auge betrachtet werden

(siehe Abbildung 6.17). Bedingt durch eine radiale Abstrahlcharakteristik der Glasfasern auf der gesamten Länge, können die einzelnen Spektralfarben RGB entlang der Eingangsfasern des Faserkopplers wahrgenommen werden. Durch die additive Farbmischung der Spektralanteile wirkt die Emission entlang der Ausgangsfaser entsprechend der Gewichtung von RGB bereits weiß. Zusätzlich kann das Farb- und Leuchtdichtehomogene Rechteck wahrgenommen werden, wobei die Nebenbilder mit dem bloßem Auge hingegen kaum erkennbar sind.



**Abbildung 6.17:** Fotografische Aufnahme der RLL samt des Beleuchtungspfades ohne die Feldlinse. Die Ausleuchtung der einzelnen Spektralfarben resultiert in einem homogenen Rechteck, welches entsprechend der Gewichtung von RGB im Zentrum einen mittleren resultierenden Farbort im Unbuntpunkt aufweist.

Der resultierende Farbort der ausgesendeten Strahlung kann durch eine unterschiedliche Gewichtung der einzelnen Spektralanteile angepasst werden. Da die gezielte Emission beliebiger Farborte über die manuelle Einstellung mittels der Potentiometer einen hohen Zeitaufwand bedeutet, wird zudem eine Ansteuerung beliebiger Farborte über den PWM-Eingang der Laserdiodentreiber realisiert. Dies bietet einen höheren Freiheitsgrad und eine schnellere Ansteuerung der RLL. Hierzu wird das vorhandene MATLAB Programm zur Gewichtung der Spektralanteile erweitert, sodass eine automatisierte Ansteuerung der Emission beliebiger Farborte des möglichen Farbraums der RGB Laserdioden umsetzbar ist. Die Entwicklung dieses MATLAB Programms wird in Anhang XI erläutert.

In diesem Abschnitt wird die Funktionalität bezüglich einer Homogenisierung der Farb- und Leuchtdichteverteilung der aus der RLL austretenden Laserstrahlung nachgewiesen. Aufgrund der hohen Komplexität (mit vier optischen Komponenten bzw. acht Grenzflächen zwischen RLL und DMD-Chip) und des geringen Gesamtwirkungsgrades dieses Ansatzes, sollte jedoch für eine Anwendung im automobilen Scheinwerfer eine Vereinfachung und Effizienzerhöhung dieses Prinzips durchgeführt werden. Hierbei soll die Funktionsweise bezüglich einer Homogenisierung der Farb- und Leuchtdichteverteilung sowie die Anpassung des Aspektverhältnisses vom initialen Beleuchtungspfad allerdings beibehalten werden. Zusätzlich kann eine Skalierung des zur Verfügung stehenden Strahlungsflusses am Faserausgang der RLL umgesetzt werden, da die prinzipielle Funktionsweise dieser Lichtquelle für eine Anwendung als Lichtquelleneinheit in einem hochauflösenden Scheinwerfersystem gezeigt werden konnte. Die gesammelten Erkenntnisse werden genutzt, um in Abschnitt 6.2.2 eine Anpassung des Beleuchtungspfades mit erhöhtem Wirkungsgrad und verringerter Komplexität vorzunehmen.

## 6.2 **Zweite Generation der RLL**

Da in dem vorangegangenen Abschnitt gezeigt werden konnte, dass mittels einer RLL ein DMD-Chip homogen ausgeleuchtet werden kann, soll nachfolgend eine Erhöhung der emittierten Strahlungsflüsse erfolgen, um mehrere Lichtfunktionen aus diesem Einzelmodul emittieren zu können. Da es sich bei dieser zweiten Generation der RLL lediglich um eine vergleichbare Lichtquelle mit einer Skalierung des Strahlungsflusses handelt, demnach also lediglich stärkere Laserdiodenmodule genutzt werden, wird die Entwicklung dieser Lichtquelle nicht erneut aufgeführt. Die genutzten Laserdiodenmodule sowie der neue Faserkoppler sind in Abschnitt 6.2.1 aufgeführt. Da ein wesentlich höherer Lichtstrom mit diesem System angestrebt wird, gilt es, ebenfalls einen größeren DMD-Chip mit mehr Einzelspiegeln zu verwenden. Der neue Beleuchtungspfad muss dementsprechend an die aktive Fläche des genutzten 0,55“ DMD-Chips angepasst werden. Für eine bessere Vergleichbarkeit wird zur Charakterisierung dieses neuen Beleuchtungspfades die erste Generation der RLL mit den selben Einstellungen wie im vorherigen Abschnitt genutzt.

### 6.2.1 **RLL mit erhöhtem Strahlungsfluss**

Für die Umsetzung mehrerer Lichtfunktionen aus einem Scheinwerfermodul auf Basis der RLL, ist die Nutzung von leistungsstärkeren Lasermodulen notwendig. Hierbei werden die auf dem Markt leistungsstärksten, fasergekoppelten Lasermodule genutzt, welche aktuell den höchsten Strahlungsfluss für die benötigten Wellenlängenbereiche RGB in eine Glasfaser einbringen können. Erneut müssen diese Strahlungsflüsse in einem korrekten Verhältnis emittiert werden, um ein ECE-Weiß zu erzielen (vgl. Abschnitt 6.1.1).

Für den roten Wellenlängenbereich wird ein Laserdiodenmodul der Firma „Coherent - DILAS“ genutzt, welcher bei einer Peakwellenlänge von 638 nm einen Strahlungsfluss von 40 W emittiert.<sup>21</sup> Dieses Modul basiert auf mehreren Laserdioden-Barren, welche wiederum aus einer Matrix an einzelnen Laserdioden-Chips bestehen. Die Strahlung dieser Einzelchips wird überlagert und zu einem female SMA905-Faserport überführt. Entsprechend der Emission des roten Wellenlängenbereichs muss eine Anpassung des Strahlungsflusses für den grünen und blauen Spektralbereich erfolgen. Für den blauen Spektralanteil wird ein fasergekoppeltes Laserdiodenmodul der Firma SLS mit einem Strahlungsfluss von 10 W bei einer Wellenlänge von 450 nm genutzt. Das Laserdiodenmodul weist ebenfalls einen SMA905-Faserport auf.<sup>22</sup>

Der limitierende Faktor ergibt sich durch den grünen Spektralanteil, für welchen bislang keine serienmäßig verfügbaren fasergekoppelten Laserdiodenmodule in einem gewünschten Leistungsbereich zur Verfügung stehen. Nach einer Anfrage könne eine Sonderanfertigung den gewünschten Emissionsbereich mit einem Strahlungsfluss von 25 W bei 520 nm nach Angaben der Firma „Limo“ erzielen. Diese Laserdiodenmodule wären auf Single-Emitter-Basis aufgebaut und würden über diverse, nicht weiter spezifizierte Optiken erneut zu einem SMA905-Faserport überführt werden. Eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung des Strahlungsflusses liegt in der Nutzung von vier diodengepumpten Festkörperlaser (im Englischen: diode pumped solid-state, *kurz*: DPSS), welche über einen weiteren 4x1 Faserkoppler zu einer Ausgangsfaser kombiniert werden müssten. Der Strahlungsfluss dieser vier DPSS-Laser läge bei 20 W bei einer Wellenlänge von 532 nm.

---

<sup>21</sup>Der Link zum Datenblatt dieses Rot emittierenden Laserdiodenmoduls der Firma DILAS kann im Literaturverzeichnis gefunden werden [14].

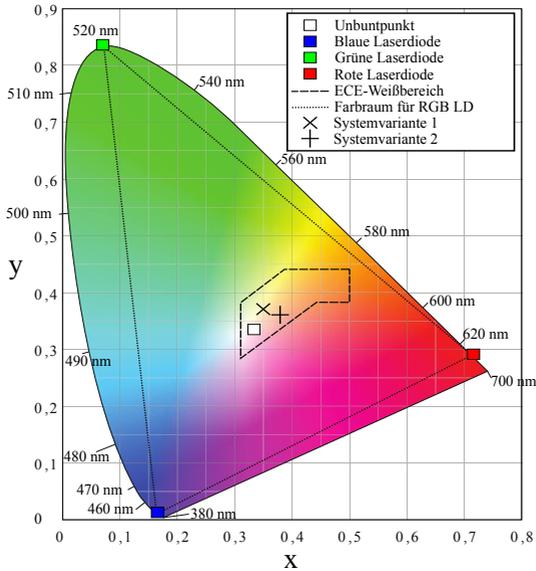
<sup>22</sup>Der Link zum Datenblatt des Blau emittierenden Laserdiodenmoduls der Firma SLS kann im Literaturverzeichnis gefunden werden [112].

Um die Auswahl zwischen beiden Systemvarianten durchführen zu können, wird zunächst eine Annäherung an den erzielbaren Lichtstrom für beide Kombinationsmöglichkeiten, sowie der resultierende Farbort aus den Zentralwellenlängen in Kombination mit dem roten und blauen Laserdiodenmodul berechnet. „Variante 1“ ergibt sich somit aus dem blauen und dem roten Laserdiodenmodul in Kombination mit dem grünen Laserdiodenmodul auf Single-Emitter-Basis der Firma „Limo.“ „Variante 2“ setzt sich aus dem blauen und roten Laserdiodenmodul mit den vier grünen DPSS-Lasern zusammen. Die resultierenden Farborte sind in Tabelle 6.7 dargestellt. Zusätzlich sind diese bei maximalem Strahlungsfluss in Abbildung 6.18 eingezeichnet.

**Tabelle 6.7:** Ergebnis der Berechnung des Lichtstroms und des resultierenden Farbortes beider Systemvarianten.

Systemvariante	Strahlungsfluss [W]	Lichtstrom [lm]	Farbort (x;y)
Variante 1	75	18100	(0,3491;0,3702)
Variante 2	70	17700	(0,3783;0,3603)

Beide Emissionen dieser Systemvarianten besitzen einen Farbort im ECE-Weißbereich. Demnach ist dies kein Ausschlusskriterium für eine der Umsetzungsmöglichkeiten. Auffällig ist jedoch, dass trotz einer Differenz des Strahlungsflusses von 5 W die Differenz des Lichtstroms lediglich bei 400 lm liegt. Somit besitzt die Systemvariante 1 einen Konversionsfaktor von  $241,33 \frac{\text{lm}}{\text{W}_{\text{opt}}}$ , während dieser Faktor bei Systemvariante 2 bei  $252,86 \frac{\text{lm}}{\text{W}_{\text{opt}}}$  liegt. Zu begründen ist dies mit der unterschiedlichen Zentralwellenlänge der grünen Spektralanteile. Die spektrale Gewichtung mit den Normspektralwertfunktionen ist bei einer Wellenlänge von 532 nm höher als bei 520 nm. Neben den kostentechnischen Gründen, ist dies der



**Abbildung 6.18:** Resultierende Farborte der zwei möglichen Systemvarianten einer RLL zweiter Generation.

Hauptaspekt, weshalb die zweite Generation der RLL für einen ersten Laboraufbau auf Systemvariante 2 basieren soll.

Für die Umsetzung der zweiten RLL wird ein 3x1 Faserkoppler genutzt, dessen durchschnittliche Koppeleffizienzen bei 87,5 % liegt (siehe Datenblatt Anhang VIII). Aufgrund der hohen Strahlungsflüsse besitzt der Faserkoppler zusätzlich einen vierten Fasereingang, der für einen Justagelaser mit geringen Strahlungsflüssen genutzt werden kann. Die Koppeleffizienzen sind im Vergleich zum zuvor genutzten 9x1 Faserkoppler höher, da aufgrund der höheren Strahlungsflüsse größere Faserquerschnitte genutzt werden. So könnte in der Theorie mit diesen Koppeleffizienzen ein Strahlungsfluss von 61,25 W bzw. ein Lichtstrom von rund 14900 lm am Faserende der RLL erzielt werden.

In der Praxis werden zunächst die DPSS-Laser in den 4x1-Faserkoppler eingekoppelt und der resultierende Strahlungsfluss für den grünen Spektralbereich vermessen. Es gilt anzumerken, dass die grünen DPSS-Laser ebenfalls leicht übersteuert werden können, sodass sich ein Strahlungsfluss vor und hinter dem Faserkoppler entsprechend Tabelle 6.8 ergibt. Da eine Freistrahlkopplung der DPSS-Laser in den 4x1-Faserkoppler umgesetzt wird, liegen die Koppelleffizienzen unter dem Erwartungswert von dem Datenblatt des Faserkopplers.

**Tabelle 6.8:** Koppelleffizienzen der DPSS-Laser für den grünen Spektralbereich in Kombination mit dem 4x1-Faserkoppler.

DPSS-Modul	Strahlungsfluss vor dem Faserkoppler [W]	Strahlungsfluss hinter dem Faserkoppler [W]	Koppelleffizienz [%]
DPSS <sub>1</sub>	$5,32 \pm 0,14$	$4,53 \pm 0,12$	85,15
DPSS <sub>2</sub>	$5,41 \pm 0,15$	$4,76 \pm 0,13$	87,99
DPSS <sub>3</sub>	$5,27 \pm 0,14$	$4,94 \pm 0,13$	93,94
DPSS <sub>4</sub>	$5,33 \pm 0,14$	$4,87 \pm 0,13$	91,37
Gesamt	$21,33 \pm 0,57$	$19,1 \pm 0,51$	Ø89,61

Am Faserausgang des ersten Faserkopplers steht demnach ein Strahlungsfluss von rund 19,1 W zur Verfügung. Mit Hilfe einer SMA-SMA-Steckverbindung<sup>23</sup> wird die Laserstrahlung aus diesem Faserende des ersten Kopplers in den 3x1-Faserkoppler zur Kombination von RGB eingespeist. Da das blaue Laserdiodenmodul bereits in eine fest verbaute Faser vorgekoppelt ist, wird hierfür erneut eine SMA-SMA-Steckverbindung genutzt. Zusätzlich wird über eine einfache SMA-Steckverbindung das rote Laserdioden-

<sup>23</sup>Der Link zum Datenblatt ist im Literaturverzeichnis angegeben [110].

modul eingekoppelt. Die resultierenden Strahlungsflüsse sind in Tabelle 6.9 aufgeführt.

**Tabelle 6.9:** Koppeffizienzen der drei Spektralanteile RGB in den 3x1 Faserkoppler für die RLL zweiter Generation.

Spektral- anteil	Strahlungsfluss vor dem Faserkoppler [W]	Strahlungsfluss hinter dem Faserkoppler [W]	Koppel- effizienz [%]
Rot	$39,82 \pm 1,07$	$35,02 \pm 0,94$	87,95
Grün	$19,10 \pm 0,51$	$14,83 \pm 0,40$	77,64
Blau	$10,24 \pm 0,28$	$7,61 \pm 0,20$	74,32
Gesamt	$69,16 \pm 1,86$	$57,46 \pm 1,55$	∅79,97

Bedingt durch die SMA-SMA-Steckverbindungen liegen die Koppeffizienzen des grünen und des blauen Laserdiodenmoduls weit unter dem des roten Moduls. Die Verluste ergeben sich aus einer Abbildung des ersten Faserendes auf dem zweiten Faserende über zwei Linsen. Dennoch ergibt sich für die zweite Generation der RLL ein Strahlungsfluss von 57,46 W. Dieser Strahlungsfluss entspricht umgerechnet einem Lichtstrom von etwa 13880 lm. Mit einem Farbort von  $x = 0,3992$  und  $y = 0,3528$  liegt das emittierte Spektrum am unteren Rand des zulässigen ECE-Weißbereichs. Die Verschiebung des Farbortes vom oberen zulässigen Rand zum unteren zulässigen Rand, lässt sich mit den unterschiedlichen Koppeffizienzen der drei spektralen Anteile begründen. Der Wert des Lichtstroms kann allerdings nicht durch das Spektroradiometer bestätigt werden, da auch mit dem Neutraldichtefilter der größten Abschwächung der Sensorkopf des Messgeräts gesättigt ist. Demnach wird der aus den gemessenen Strahlungsflüssen berechnete Wert als resultierender Lichtstrom angenommen und als Ergebnis für die RLL zweiter Generation verwendet.

**Tabelle 6.10:** Messung der tatsächlich elektrischen Leistung eines jeden Laser-Moduls der RLL zweiter Generation.

Laser-Modul	Elektrische Leistung [W]
LD-Modul <sub>Rot</sub>	162,58
LD-Modul <sub>Blau</sub>	38,30
DPSS <sub>1</sub>	122,12
DPSS <sub>2</sub>	119,89
DPSS <sub>3</sub>	123,44
DPSS <sub>4</sub>	121,83
Gesamt	688,16

Es ergibt sich aus dem berechneten Lichtstrom und den elektrischen Leistungen für die einzelnen Laser-Module ein elektro-optischer Wirkungsgrad (berechnet entsprechend Abschnitt 6.1.4) von lediglich  $\eta_{RLL,2} = \frac{13880 \text{ lm}}{688,16 \text{ W}} = 20,17 \frac{\text{lm}}{\text{W}}$ . Dieser Wert ist deutlich geringer als der Wirkungsgrad der RLL erster Generation, da die DPSS-Laser eine wesentlich höhere Leistungsaufnahme besitzen. Sind in Zukunft kostengünstigere grün emittierende Laserdioden mit höheren Strahlungsflüssen und besserem Wirkungsgrad verfügbar, so sollten die DPSS-Laser samt des ersten 4x1 Faserkopplers durch ein derartiges Laserdiodenmodul auf Basis von Einzelemittlern substituiert werden. In dieser ersten Versuchsanordnung wurde jedoch, aufgrund der zuvor erwähnten Gründe, davon abgesehen.

### 6.2.2 Freiform-Facetten-Reflektor zur Vereinfachung des Beleuchtungspfades

Zusätzlich zu der zweiten Generation einer RLL soll der Beleuchtungspfad optimiert werden. Bezüglich des homogenisierten rechte-

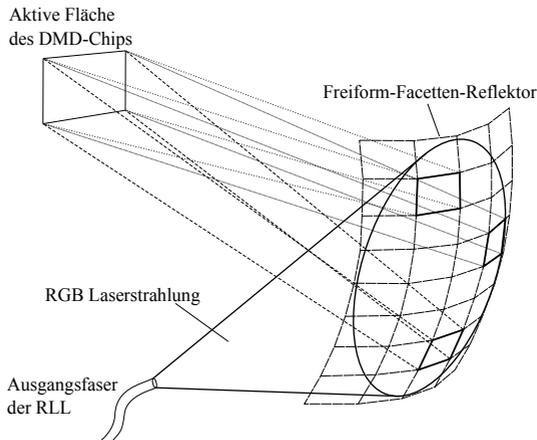
ckigen Ausleuchtbereichs liefert dieser initiale Beleuchtungspfad ein zufriedenstellendes Ergebnis. Für automobiler Anwendungen ist die Komplexität dieses Aufbaus vergleichsweise hoch und bietet zudem Optimierungspotenzial im Gesamtwirkungsgrad ( $> 67,52\%$ ). Dabei soll die in Abschnitt 6.1.3 nachgewiesene Funktionalität des Beleuchtungspfades allerdings beibehalten werden. Zudem wird eine Anpassung des Ausleuchtbereichs an den in diesem Versuchsaufbau genutzten 0,55“ DMD-Chip vorgenommen. Dieser besitzt einerseits eine größere aktive Fläche (12,44 mm x 6,12 mm) und muss andererseits, aufgrund der sogenannten „Diamond-Struktur“<sup>24</sup>, über die untere Kante beleuchtet werden.

Die Vereinfachung des Beleuchtungspfades erfolgt über die Reduzierung der optischen Komponenten bzw. der optischen Grenzflächen. Die Verwendung von MLA setzt einen kollimierten Lichtstrahl voraus sowie eine nachgestellte abbildende Feldlinse, wodurch die Anzahl an Grenzflächen zwangsläufig vergrößert wird. Es ergibt sich aus dem Initialsystem, dass die Durchmischung der Farb- und Leuchtdichteverteilung mittels der Aufteilung in mehrere Teilstrahlen und der Überlagerung in der Zielebene eine hervorragende Eignung für den gewünschten Ausleuchtbereich aufweist. Ein System mit einer minimalen Anzahl an Grenzflächen ist durch die Umsortierung eines einfallenden Lichtbündels mittels eines Freiform-Reflektors gegeben. Dies würde die gezielte Ausleuchtung einer zuvor definierten Zielebene ermöglichen. Allerdings erfolgt hierbei keine ausreichende Farbhomogenisierung des aus der RLL austretenden Laserstrahlenbündels, weshalb die Farbringe auf der Zielebene deutlich erkennbar bleiben. Durch die fehlende Durchmischung mehrerer Teilbündel bliebe ebenfalls eine Reduzierung des Speckle-Effekts aus.

---

<sup>24</sup>Die Diamond-Struktur bezeichnet eine horizontale Kippachse der einzelnen Mikrospiegel, sodass die Beleuchtung des DMD-Chips von der unteren Seite erfolgen muss.

Es gilt demnach, die Vorzüge dieser beiden zuvor erwähnten Prinzipien zu kombinieren. Eine Aufteilung des einfallenden Lichtstrahls in mehrere Teilbündel soll realisiert werden, während eine Umsortierung dieser einzelnen Teilbündel auf die Zielebene die Ausleuchtung der gesamten aktiven Fläche des DMD-Chips erfüllen muss. Es gilt somit, einen facettierten Freiform-Reflektor umzusetzen, in welchem jede der Facetten eine spezifische Freiform aufweist, welche einen Teilstrahl auf der kompletten aktiven DMD-Fläche abbildet. Dies ermöglicht die Realisierung des Beleuchtungspfades über eine einzige Grenzfläche mit dem in dieser Arbeit sogenannten Freiform-Facetten-Reflektor (FFR). Die Auslegung dieses Bauteils geht aus der studentischen Arbeit von SCHÜLER [150] hervor und ist in Abbildung 6.19 dargestellt.



**Abbildung 6.19:** Prinzipskizze des Beleuchtungspfades mittels FFR. Aus studentischer Arbeit von SCHÜLER [150]

Der Gesamtwirkungsgrad sowie der Grad der Homogenisierung hängen hierbei von unterschiedlichen Parametern ab. Die Reflexionseigenschaft des verwendeten Materials bestimmt hierbei sowohl die erzielbare Oberflächengüte, als auch den Reflexionsgrad des

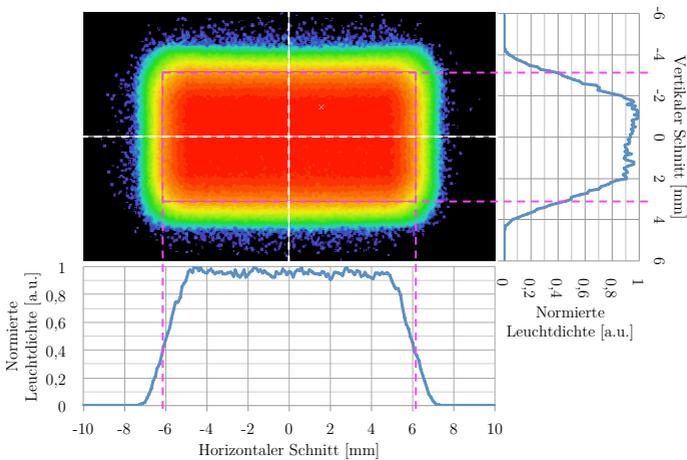
Reflektors. Für die Umsetzung des FFR soll aufgrund einer einfach Zerspanbarkeit, des geringen Gewichts, der guten spektralen Reflexionseigenschaft sowie einer guten thermischen Beständigkeit Aluminium als Fertigungsmaterial genutzt werden. Diese Eigenschaften tragen dazu bei, dass der FFR die gewünschten Grundvoraussetzungen für die Realisierung eines vereinfachten Beleuchtungspfad für das hochaufgelöste Scheinwerfersystem im automobilen Scheinwerfer aufweist. Der Wirkungsgrad und der Grad der Homogenisierung hängen von der Anzahl an Facetten ab. Je höher diese Anzahl, desto größer ist der Grad der Homogenisierung, allerdings steigen mit der Anzahl aufgrund der Facettenübergänge ebenfalls die Verluste. Demnach muss ein Kompromiss zwischen Homogenität und Wirkungsgrad gefunden werden.

Zunächst gilt es jedoch, die geometrischen Parameter des Systems festzulegen. Der Beleuchtungswinkel des DMD-Chips soll aufgrund eines größeren Toleranzbereiches (vgl. Abschnitt 6.1.3) mit  $-30^\circ$  über die Orthogonale zur unteren Kante angenommen werden. Die Ausleuchtung mittels RLL soll, um bedingt durch die Versuchsanordnung nach einer Reflexion an der FFR-Oberfläche nicht im Strahlengang zu sein, ebenfalls unter einem negativen Beleuchtungswinkel (also von unten) von  $-12^\circ$  realisiert werden.

Aus ersten Simulationen geht hervor, dass durch die steigende horizontale Entfernung zwischen RLL und FFR, aufgrund der Annäherung des Durchmessers der Ausgangsfaser an eine Punktlichtquelle, eine schärfere Abbildung der Ränder sowie eine Reduzierung einer Verrundung der vier Ecken des Ausleuchtungsbereichs erzielt wird. Somit wird durch eine Annäherung an eine Punktlichtquelle die effiziente Ausleuchtung des Zielbereichs begünstigt. Als Kompromiss zwischen Bauraum und Effizienz wird ein horizontaler Abstand von 40 mm zwischen der RLL zum FFR gewählt.

Für die Größe der einzelnen Facetten werden firmeninterne Fertigungsparameter berücksichtigt. Hierbei sind kleinste Freiformflä-

chen von 1,5 mm x 1,5 mm aufgrund der vorhandenen Werkzeuge realisierbar<sup>25</sup>. Die Größe des FFR wird so gewählt, dass, nach der Messung mit dem Goniophotometer, 99,9 % der aus der RLL austretenden Laserstrahlung auf der Reflektoroberfläche auftrifft. Dies entspricht in Kombination mit der zuvor genannten Facettengröße einer Kantenlänge der FFR von 34,5 mm x 34,5 mm. Somit ergibt sich die Anzahl der Facetten zu 23 x 23. In der Simulation wird der auszuleuchtende Zielbereich derart angepasst, dass sich ein Overfill von etwa 10 % ergibt.



**Abbildung 6.20:** Simulation der LDV des Ausleuchtbereiches mit Hilfe des FFR samt horizontaler und vertikaler Schnittdarstellung der normierten Leuchtdichte. Aus studentischer Arbeit von SCHÜLER [150].

Aus Abbildung 6.20 geht hervor, dass die Funktionsweise des FFR in der Theorie gewährleistet werden kann. Es ergibt sich ein homogen ausgeleuchtetes Plateau in der Horizontalen. Aufgrund der Beleuchtungsrichtung über die untere Kante des DMD-Chips fällt in dieser Ausführung die Leuchtdichte von der negativen Vertikal-

<sup>25</sup>Diese Information geht aus internen Gesprächen mit dem hauseigenen Musterbau der Firma HELLA hervor.

achse in die positive Richtung ab. Der Abfall ist im Vergleich zu dem initialen Beleuchtungspfad allerdings vergleichsweise gering. Es gilt erneut anzumerken, dass bedingt durch die Erhöhung der Effizienz mehr Licht auf der aktiven Fläche zur Verfügung gestellt werden soll. Demnach fällt die Leuchtdichte in den Randbereichen bis auf etwa 40 % der maximalen Leuchtdichte ab. Diese Abnahme der Leuchtdichte auf der aktiven Fläche des DMD-Chips wurde bereits in Abschnitt 6.1.3 zur Effizienzerhöhung genutzt.

Aus der Simulation ergibt sich ein Nutzwirkungsgrad von 89,83 %, wobei der Overfill somit etwa 10,17 % entspricht. Allerdings wird die Reflektivität des FFR an dieser Stelle noch als ideal angenommen, sodass ein entsprechendes Reflexionsverhalten von Aluminium mit etwa 84 % (siehe Anhang X) betrachtet werden muss. Dies resultiert in einem Erwartungswert von etwa 75,5 % Gesamtwirkungsgrad des FFR. Wird der FFR mit einer Silberbeschichtung (mittlerer Reflexionsgrad bei rund 94 %, siehe Anhang X) ausgestattet, so liegt der Erwartungswert mit einem Gesamtwirkungsgrad von rund 84 % deutlich über dem Wirkungsgrad des initialen Beleuchtungspfad (dieser liegt bei 67,52 % ohne AR-Coating). In Abschnitt 6.2.3 wird die Charakterisierung der experimentellen Umsetzung des FFR erläutert sowie ein Vergleich der theoretischen und praktischen Werte gegeben.

### **6.2.3 Charakterisierung des Freiform-Facetten-Reflektors**

Die Fertigung des FFR erfolgt in einem Drehprozess. Im Zuge der Herstellung der optischen Oberfläche hat sich herausgestellt, dass ein Fräsprozess keine ausreichend hohe Oberflächenqualität für die Beleuchtung mittels Laserstrahlung erzielen kann. Bedingt durch Mikroschwingungen des Fräskopfes entstehen undefinierte Strukturen auf der optischen Oberfläche, sodass die Laserstrahlung

stark gestreut und kein definierter Ausleuchtbereich entsteht<sup>26</sup>. Somit erfolgt die Charakterisierung des FFR ausschließlich mit dem Bauteil, welches die gedrehte optische Oberfläche aufweist (dargestellt in Abbildung 6.21).



**Abbildung 6.21:** Fotografische Aufnahme des für die Charakterisierung genutzten FFR, hergestellt in einem Drehprozess aus einem Aluminiumblock.

Für eine bessere Vergleichbarkeit zum initialen Beleuchtungspfad wird die Charakterisierung des neuartigen FFR ebenfalls mit der initialen RLL durchgeführt. Auch wenn die Ausgangsglasfaser einen etwas geringeren Querschnitt aufweist, ist die Funktionsweise des FFR, aufgrund einer vergleichbaren Abstrahlcharakteristik (gleichbleibende numerische Apertur), auch mit dieser initialen RLL nachweisbar. Entsprechend Abschnitt 6.1.4 wird der gleiche Strahlungsfluss für die drei am Faserende emittierten spektralen Anteile

---

<sup>26</sup>Für weitere Informationen sei an dieser Stelle auf die studentische Arbeit von SCHÜLER [150] verwiesen.

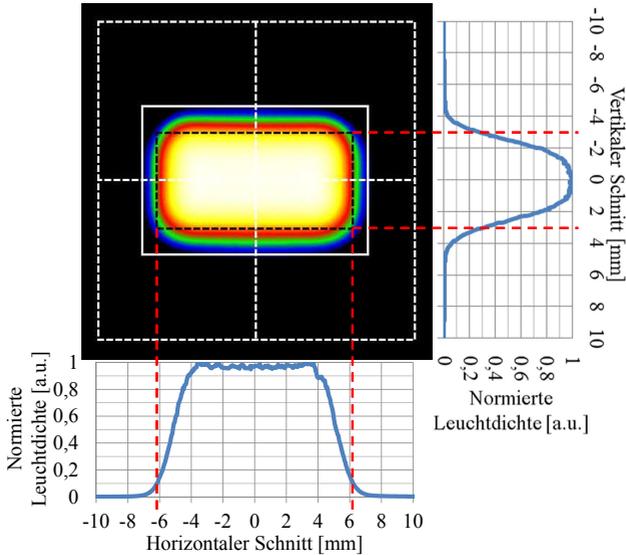
genutzt. Mit diesen Einstellungen wird erneut der Wirkungsgrad des Beleuchtungspfades bestimmt, indem die Strahlungsflüsse des aus der RLL austretenden Laserlichts mit dem hinter dem FFR messbaren Licht verglichen werden. Die resultierenden Messwerte sind in Tabelle 6.11 dargestellt.

**Tabelle 6.11:** Bestimmung des Wirkungsgrades für den FFR.

Module	Input [mW]	Output [mW]	Wirkungsgrad [%]
LD <sub>Rot</sub>	$615,9 \pm 16,6$	$519,8 \pm 14,0$	84,40
LD <sub>Grün</sub>	$460,0 \pm 12,4$	$386,3 \pm 10,4$	83,98
LD <sub>Blau</sub>	$233,6 \pm 6,3$	$194,7 \pm 5,2$	83,35
Gesamt	$1309,5 \pm 35,2$	$1100,8 \pm 27,5$	Ø83,91

Da keine Silberbeschichtung auf dem FFR aufgebracht ist, entspricht der durchschnittliche Wirkungsgrad von 83,91 % dem Erwartungswert der Reflektivität von Aluminium. Eine Steigerung des Wirkungsgrads ist somit noch zusätzlich durch das Aufbringen einer Silberbeschichtung möglich. Im Vergleich mit dem initialen Beleuchtungspfad wird jedoch auch mit der Aluminiumoberfläche bereits eine Steigerung des Wirkungsgrads von 5,8 % erzielt. Entsprechend Abschnitt 6.1.4 wird an dieser Stelle erneut der Nutzwirkungsgrad bestimmt, um den Anteil des auf der aktiven Fläche des DMD-Chips nutzbaren Lichts angeben zu können. Die Messanordnung zur Aufnahme der LDV erfolgt analog zur Aufnahme der LDV des initialen Beleuchtungspfades mit einem semitransparenten Messschirm an Stelle des DMD-Chips. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.22 dargestellt.

Entsprechend der Simulation aus Abschnitt 6.2.2 ergibt sich eine homogene Ausleuchtung der aktiven Fläche des DMD-Chips (in Abbildung 6.22 dargestellt mit einem schwarz gestrichelten Recht-



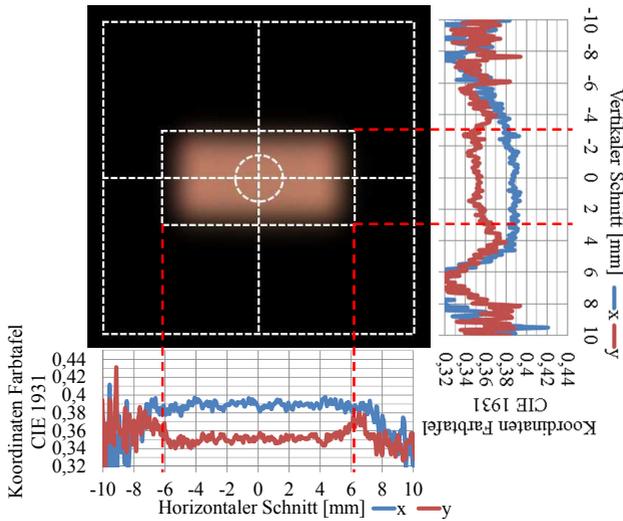
**Abbildung 6.22:** LDV der resultierenden Ausleuchtung des FFR, abgebildet in einer logarithmischen Falschfarbendarstellung, sowie ein normierter Leuchtdichteverlauf des horizontalen und vertikalen Schnittbildes.

eck) mit zum Rand abfallenden Leuchtdichten. Im Vergleich zur Simulation setzt der Abfall der Leuchtdichte in der Horizontalen wesentlich weiter im Zentrum ein, sodass am Rand 10 % der maximalen Leuchtdichte erreicht wird. Der Leuchtdichteabfall in der Vertikalen entspricht mit etwa 35 % der maximalen Leuchtdichte näherungsweise den in der Simulation angestrebten 40 %. Hierbei weist das vertikale Schnittdiagramm kein derartig homogenes Plateau wie das simulative Ergebnis auf. Zusätzlich ist auffällig, dass trotz der Beleuchtung über die untere Kante kein signifikanter Abfall der Leuchtdichte über diese vertikale Achse auftritt. Dies resultiert aus dem früher eintretenden Leuchtdichteabfall zum Rand der aktiven Fläche, sodass ein vertikaler Abfall aufgrund des nicht signifikant ausgeprägten Plateaus kaum feststellbar ist.

Durch den weiter im Zentrum einsetzenden Leuchtdichteabfall steht allerdings mehr Licht auf der aktiven Fläche des DMD-Chips zur Verfügung. Der Nutzwirkungsgrad liegt bei 92,04 % und ist somit höher als der Erwartungswert aus der Simulation. Der Overfill (weißes durchgängiges Rechteck) ergibt sich somit zu 6,01 %. Das restliche Streulicht im gesamten Messbereich (weißes gestricheltes Quadrat) liegt lediglich bei 1,95 %. Der resultierende Ausleuchtbereich fällt dementsprechend kleiner aus, als zuvor in der Simulation berechnet. Dies kann sich aus der abweichenden Größe der Ausgangsglasfaser der RLL ergeben. Es bleibt festzuhalten, dass die Homogenisierung der Leuchtdichtevertielung mittels FFR in einem gewünschten Ausleuchtbereich mit dieser Versuchsanordnung nachgewiesen werden kann. Hieraus berechnet sich ein Gesamtwirkungsgrad dieser zweiten Generation des Beleuchtungspfades zu:  $0,9204 \cdot 0,8391 = 0,7723$ . Der Gesamtwirkungsgrad konnte mit diesem Systemaufbau im Vergleich zum initialen Beleuchtungspfad von 67,52 % um 9,71 % auf 77,23 % gesteigert werden. Dieser Wert lässt sich durch eine Silberbeschichtung des FFR noch weiter erhöhen. Die Optimierung bei gleichbleibender Funktionsweise ist für eine Leuchtdichtehomogenisierung somit gegeben.

Zusätzlich soll eine ausreichende Homogenisierung der drei Spektralanteile auf der aktiven Fläche des DMD-Chips gegeben sein. Um dies zu prüfen, wird der Verlauf von x- und y-Koordinate der CIE 1931 Normfarbtafel für den horizontalen und vertikalen Schnitt der aufgenommenen Zielebene in Abbildung 6.23 dargestellt.

Analog zum initialen Beleuchtungspfades ergibt sich eine homogene Farbverteilung auf der aktiven Fläche des DMD-Chips. In den umliegenden Flächen ergibt sich erneut eine große Abweichung der Farborte. Auffällig ist, dass der Farbort bereits in den Randbereichen der aktiven Fläche leicht von dem des Zentrums abweicht. Die entsprechenden Maximal- und Minimalwerte des horizontalen und vertikalen Farbverlaufs sind in Tabelle 6.12 angeführt.



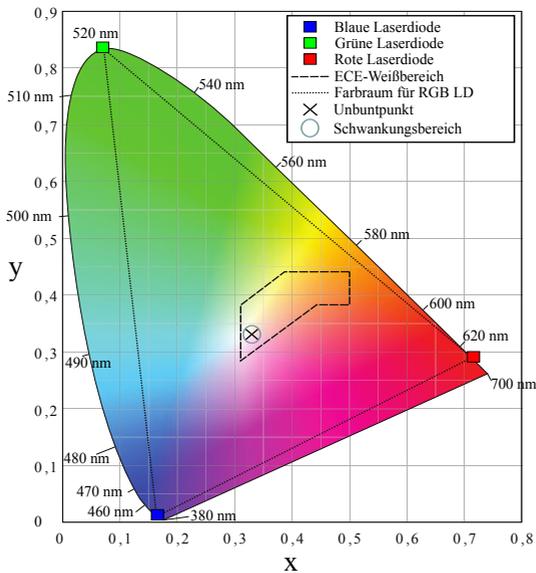
**Abbildung 6.23:** Farbverteilung der resultierenden Ausleuchtung des FFR, sowie ein horizontaler und vertikaler Schnittverlauf der resultierenden Farbkoordinaten.

**Tabelle 6.12:** Minimal- und Maximalwerte der horizontalen und vertikalen Farbverläufe der beleuchteten Zielebene mittels FFR.

Koordinate	Minimum	Maximum	Mittelwert	$\Delta_{\max}$
$x_{\text{Horizontal}}$	0,3770	0,3978	0,3886	0,0208
$y_{\text{Horizontal}}$	0,3402	0,3754	0,3517	0,0352
$x_{\text{Vertikal}}$	0,3739	0,3945	0,3869	0,0206
$y_{\text{Vertikal}}$	0,3388	0,3671	0,3521	0,0283

Aus Tabelle 6.12 geht hervor, dass die Schwankungen des Farbortes eine größere Differenz zwischen Minimal- und Maximalwert aufweisen, als die des initialen Beleuchtungspfades. Dies resultiert vor allem aus dem kleineren Ausleuchtungsbereich, welcher eine

Verschiebung des Farbortes in den Randbereichen aufgrund der abfallenden Leuchtdichten der aktiven Fläche des DMD-Chips mit sich bringt. Erwartungsgemäß entspricht der mittlere Farbort im Zentrum der Zielebene gemessen mit dem Spektroradiometer OL 770 (schwarz gestrichelter Kreis in Abbildung 6.23) dem Unbuntpunkt bei  $x = 0,3322$  und  $y = 0,3333$ . Dieser Farbort wird erneut als zentraler Punkt gewählt und die maximale halbe Schwankung der Farbverteilung in der CIE 1931 Normfarbtafel eingezeichnet. Das Resultat ist in Abbildung 6.24 ersichtlich.



**Abbildung 6.24:** CIE-Normfarbtafel mit resultierender gemittelter Farbkoordinate der Ausleuchtung mittels FFR aus der Messung mittels des Spektroradiometers im Zentrum des Zielbereichs sowie den maximalen Schwankungsbereich über die ausgeleuchtete aktive Fläche des DMD-Chips.

Der im Vergleich zum initialen Beleuchtungspfad geringfügig vergrößerte Schwankungsbereich beinhaltet keinen Farbort außerhalb

### 6.3. Bedeutung der RLL für einen hochaufgelösten Scheinwerfer

des ECE-Weißbereichs. Somit kann die Funktionalität des FFR auch hinsichtlich einer ausreichenden Farbhomogenität gewährleistet werden. Die Optimierung des Beleuchtungspfades mit Hilfe des FFR ist demnach bei gleichbleibender Funktionalität bezüglich einer Verringerung der Komplexität und einer Erhöhung der Effizienz gelungen. Zusätzlich könnte durch eine Silberbeschichtung eine weitere Erhöhung der Effizienz erzielt werden.

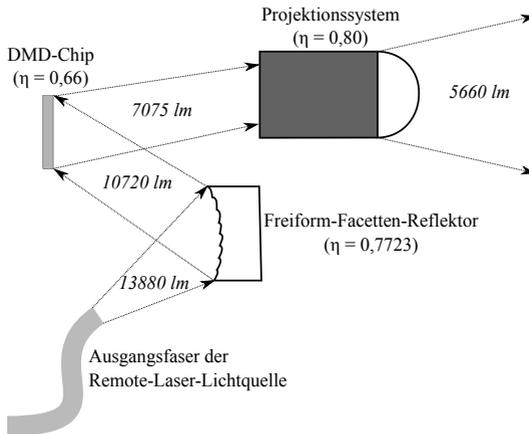
Wird der FFR mit dem vermessenen Gesamtwirkungsgrad von 77,23 % und die RLL zweiter Generation mit dem Lichtstrom von 13880 lm am Faserende kombiniert, so ergibt sich ein zur Verfügung stehender Lichtstrom von 10720 lm auf der aktiven Fläche des DMD-Chips. Mit dieser neuen Systemanordnung kann somit eine Verbesserung des initialen Aufbaus erzielt. Zusätzlich stellt diese Systemvariante einen wesentlich höheren Lichtstrom als die Scheinwerferprototypen mit konventionellen Lichtquellen (vgl. Abschnitt 4.4.2) auf der aktiven Fläche des DMD-Chips bereit.

### **6.3 Bedeutung der RLL für einen hochaufgelösten Scheinwerfer**

In diesem Abschnitt wird die Bedeutung einer neuartigen RLL für eine Anwendung im automobilen Scheinwerfer erläutert. Aufgrund des zur Verfügung stehenden Lichtstroms kann ein vollwertiger Scheinwerfer mit einem einzelnen System umgesetzt werden. Der erste Serienscheinwerfer auf Basis eines DMD-Chips im Maybach stellt 1000 lm für die Ausleuchtung eines begrenzten Raumwinkelbereichs zur Verfügung (siehe Abschnitt 3.2.3). Wird die RLL zur Beleuchtung der aktiven Fläche des DMD-Chips genutzt, so bieten sich neben der Erhöhung des Lichtstroms noch weitere Vorteile. Aufgrund der geringen Divergenz des einfallenden Lichtbündels

auf der Zielebene ist eine einfachere Trennung des Lichts vom On- und Off-State möglich. Zudem kann das Projektionssystem aufgrund dieser geringen Divergenz kleiner und einfacher gestaltet werden, da das Licht einzelner Pixel weniger in ungewünschte Raumwinkelbereiche abgestrahlt wird. Hieraus würde ebenfalls ein besseres Kontrastverhältnis von den ausgeleuchteten zu den nicht ausgeleuchteten Bereichen auf der Straße resultieren.

Da ein vollwertiger Scheinwerfer mit mehreren Lichtfunktionen aus einem Modul umgesetzt werden soll, wird ein geringerer Bauraum benötigt. Innerhalb des Scheinwerfergehäuses müssten lediglich das Faserende, der FFR, der DMD-Chip samt Kühlung sowie die Projektionsoptik platziert werden (siehe Abbildung 6.25).



**Abbildung 6.25:** Skizze einer RLL in einem hochauflösenden Scheinwerfersystem mit den Wirkungsgraden der einzelnen optischen Komponenten und den resultierenden Lichtströmen.

Die resultierenden Wirkungsgrade dieser Bauteile sowie der jeweils zur Verfügung stehende Lichtstrom sind in Abbildung 6.25 und Tabelle 6.13 aufgeführt. Der Wirkungsgrad des „0,55“ DMD-Chips wird mit 66 % angegeben, wenn sich alle Spiegel im On-

### 6.3. Bedeutung der RLL für einen hochaufgelösten Scheinwerfer

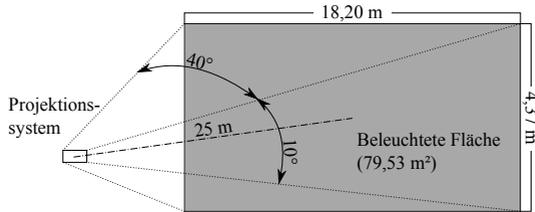
State befinden. [122] Für das Projektionssystem wird eine vorhandene Referenzoptik der Firma Texas Instruments zur Abbildung eines 0,3“ DMD-Chips vermessen (analog zum Beleuchtungspfad in Abschnitt 6.1.4). Es ergibt sich ein Wirkungsgrad dieses Vierlinsensystems von etwa 80 %. Es wird erwartet, dass dieser Wert durch die Nutzung einer RLL mit geringeren Divergenzen in Zukunft gesteigert werden kann. Die restlichen Kenndaten gehen aus den Abschnitten 6.2.1 und 6.2.3 hervor.

**Tabelle 6.13:** Kenndaten der RLL zweiter Generation in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem.

	am Faser- ausgang	nach FFR	nach DMD	nach Projek- tionssystem
$P_{\text{opt,rot}} [\text{W}]$	35,02	27,05	17,85	14,28
$P_{\text{opt,grün}} [\text{W}]$	14,83	11,45	7,56	6,05
$P_{\text{opt,blau}} [\text{W}]$	7,61	5,88	3,88	3,10
$\Phi_{\text{Gesamt}} [\text{lm}]$	13880	107220	7075	5660

Für die Ausleuchtung der Straße stehen mit diesem hochaufgelösten Scheinwerfersystem 5660 lm zur Verfügung. Das FOV kann durch das zu definierende Projektionssystem bestimmt werden (siehe Abbildung 6.26). Hierbei kann der Ausleuchtbereich dieses Systems derart weit aufgezogen werden, dass dieser an heutige Fernlichtverteilungen angepasst wird. Beispielhaft werden drei unterschiedliche Ausleuchtbereiche für dieses Scheinwerfersystem angenommen und die resultierenden Kenndaten in Tabelle 6.14 dargestellt.

Der erste Ausleuchtbereich (Kennzeichen  $\text{RLL}_{\text{FOV1}}$ ) ist an aktuelle hochaufgelöste Scheinwerfersysteme angepasst (wie beispielsweise das Matrix-System mit 84 einzelnen LED, siehe Abschnitt 3.1).



**Abbildung 6.26:** Möglicher Ausleuchtbereich einer RLL in einem hochauflösten Scheinwerfersystem auf einer Messwand in 25 m Entfernung.

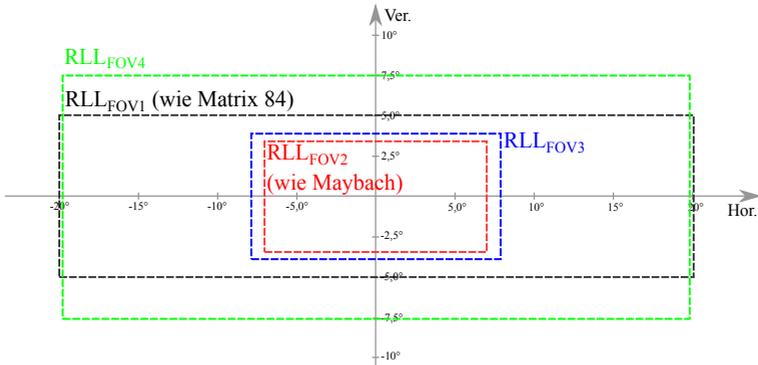
Die resultierende maximale Beleuchtungsstärke  $E_{\max}$  ist des Weiteren für den Ausleuchtbereich des Maybach DMD-Scheinwerfers (Kennzeichen RLL<sub>FOV2</sub>) dargestellt, wobei die maximale Beleuchtungsstärke für ein Fernlicht hierfür bereits überschritten wird (siehe Abschnitt 3.2.3). Ein weiteres FOV wurde so gewählt, dass auf der gesamten ausgeleuchteten Fläche die maximal zulässige Beleuchtungsstärke einer adaptiven Fernlichtverteilung von  $E_{\max} = 240 \text{ lx}$  erzielt wird (Kennzeichen RLL<sub>FOV3</sub>). Zusätzlich wird der größtmögliche Ausleuchtbereich mit dem zur Verfügung stehenden Lichtstrom gewählt. Dieser ergibt sich aus der minimal zulässigen Beleuchtungsstärke für adaptive Fernlichtverteilungen von  $E_{\max} = 48 \text{ lx}$  (Kennzeichen RLL<sub>FOV4</sub>). [128] Die berechneten Werte ergeben sich auf einer Messwand in 25 m Entfernung (siehe Tabelle 6.14 und Abbildung 6.27). Zur Vereinfachung wird eine homogene Beleuchtungsstärkeverteilung in dem resultierenden rechteckig ausgeleuchteten Bereich angenommen.

Im Vergleich zu bisherigen hochauflösten Scheinwerfern kann das FOV durch die Verwendung eines einzelnen RLL-Moduls deutlich gesteigert werden. Aufgrund der 1,3 Millionen einzeln schaltbaren Pixel des 0,55“ DMD-Chips und durch den vergrößerten Ausleuchtbereich wird ein volladaptives Scheinwerfersystem zur Verfügung gestellt, welches dynamisch auf jegliche programmierte Fahrsituation reagieren kann. Neue Lichtfunktionen können durch ein Software-Update eingeführt werden. Die in Abbildung 6.27 ge-

### 6.3. Bedeutung der RLL für einen hochauflösten Scheinwerfer

**Tabelle 6.14:** Kenndaten des hochauflösten Scheinwerfersystems mit der RLL zweiter Generation auf einer Messwand in 25 m Entfernung. Der emittierte Lichtstrom beträgt 5660 lm. Es wird eine homogene Beleuchtungsstärkeverteilung in dem Rechteck angenommen.

Kennzeichen	Ausleuchtbereich		Beleuchtete Fläche [m <sup>2</sup> ]	$E_{\max}$ [lx]
	Hor.	Ver.		
RLL <sub>FOV1</sub>	±20,00°	±5,00°	79,53	71,17
RLL <sub>FOV2</sub>	±7,00°	±3,50°	18,78	301,38
RLL <sub>FOV3</sub>	±7,82°	±3,93°	23,58	240,00
RLL <sub>FOV4</sub>	±19,72°	±7,50°	117,92	48,00



**Abbildung 6.27:** Vergleich mehrerer Ausleuchtbereiche einer RLL in einem hochauflösten Scheinwerfersystem auf einer Messwand in 25 m Entfernung.

nannten Ausleuchtbereiche sind Beispiele und können zusätzlich entsprechend der gewünschten Lichtfunktionen angepasst werden.

Durch das Projektionssystem kann zwischen maximal zulässiger Beleuchtungsstärke oder maximalem Ausleuchtbereich sowie einem Kompromiss aus beidem gewählt werden. Dies ermöglicht

somit einen hochgradig individualisierbaren Scheinwerfer für das Automobil.<sup>27</sup>

## 6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel ist die Entwicklung einer RLL auf Basis eines Nx1 Faserkopplers dargelegt. Zunächst wird die Funktionalität dieses Systems mit Hilfe von fünf roten, drei grünen und einem blauen Laserdiodenmodul in Kombination mit einem 9x1 Faserkoppler bestätigt. Es ergibt sich am Faserausgang ein Lichtstrom von 1423 lm mit einem Farbort am Rand des ECE-Weißbereichs bei  $x = 0,3100$  und  $y = 0,3649$ . Hierbei liegt der elektro-optische Wirkungsgrad der RLL bei  $30,5 \frac{\text{lm}}{\text{W}}$ . Für die Emission beliebiger Farborte wurde ein MATLAB Programm entwickelt, welches eine Gewichtung der Strahlungsflüsse entsprechend einer Zielkoordinate für die drei Spektralbereiche berechnet (s. Anhang XI).

Da die resultierende LDV der reinen Ausgangsfaser starke Inhomogenitäten aufweist, wird für die erste Generation der RLL ein initiales Beleuchtungssystem entwickelt, um eine homogene Ausleuchtung der aktiven Fläche eines 0,3<sup>er</sup> DMD-Chips zu ermöglichen. Dieser Beleuchtungspfad basiert auf der Verwendung von zwei doppelseitigen zylindrischen MLA, wobei insgesamt vier optische Komponenten (also acht Grenzflächen) genutzt werden. Eine Kollimationsoptik direkt hinter der Ausgangsfaser und eine Feldlinse zur Abbildung auf der Zielebene werden zusätzlich zu den MLA benötigt. Hieraus ergibt sich ein Gesamtwirkungsgrad von 67,52%. Demnach kann mittels dieser Systemvariante ein Lichtstrom von 965 lm auf der aktiven Fläche des DMD-Chips zur Verfügung ge-

---

<sup>27</sup>Anmerkung: In der studentischen Arbeit von HANSEN [146] wurde aus der Kombination aus RLL, FFR und DMD-Chip ein Konzept zur Umsetzung eines Scheinwerferdemonstrators realisiert.

stellt werden. Hinsichtlich einer ausreichenden Homogenität der Farb- und Leuchtdichteverteilung ist dieser Beleuchtungspfad zufriedenstellend, sodass die Funktionalität in der zweiten Generation einer RLL samt Beleuchtungspfad beibehalten wird. Hierbei soll der Gesamtwirkungsgrad sowie der Strahlungsfluss der Lichtquelle jedoch weiter gesteigert werden.

In der zweiten Generation der RLL wird der erzielbare Strahlungsfluss bzw. der Lichtstrom signifikant erhöht. In dieser Versuchsanordnung liegt der Lichtstrom am Faserende des genutzten 3x1 Faserkopplers bei 13880 lm, besitzt allerdings lediglich einen Wirkungsgrad von  $20,17 \frac{\text{lm}}{\text{W}}^{28}$ . Der Beleuchtungspfad der zweiten Generation konnte auf eine einzelne Grenzfläche reduziert werden. Hierfür wird das Prinzip, welches im Initialsystem zugrunde liegt, für die Erstellung eines FFR adaptiert. Diese optische Komponente wird mit der Strahlung aus der reinen Ausgangsfaser beleuchtet, sodass die Ausleuchtung der Zielebene (in der zweiten Generation wird ein 0,55“ DMD-Chip genutzt) samt der Homogenisierung durch eine einzelne Freiform-Optik umgesetzt werden kann. Der Gesamtwirkungsgrad des Beleuchtungspfades kann somit noch zusätzlich auf 77,23 % gesteigert werden, wobei eine weitere Erhöhung der Effizienz durch die Verwendung einer Silberbeschichtung möglich ist. Die Funktionalität bezüglich einer Homogenisierung der Farb- und Leuchtdichteverteilung bleibt demnach durch den FFR bestehen.

Das aus dieser neuartigen Lichtquelle resultierende hochaufgelöste Scheinwerfersystem ist individuell an die gewünschten Lichtfunktionen anpassbar. Die resultierende Beleuchtungsstärke  $E_{\text{max}}$  kann im Vergleich zu dem bisherigen Serienscheinwerfer auf DMD-Basis auch mit vergrößerten Ausleuchtbereichen angehoben werden.

---

<sup>28</sup>Diesen Wert gilt es in einem zukünftigen System zu steigern, indem Laserdiodenmodule anstelle der in der ersten Versuchsanordnung verwendeten DPSS-Laser genutzt werden sollten.

So kann zusammenfassend gesagt werden, dass die Verwendung einer RLL in Kombination mit dem FFR ein zukunftsfähiges Lichtquellesystem für einen hochauflösenden Scheinwerfer bietet. Mit Hilfe eines noch zu definierenden Projektionssystems kann der Ausleuchtbereich des Gesamtmoduls bei einem derartig zur Verfügung stehenden Lichtstrom stark vergrößert werden. Aufgrund der Laserstrahlung ist hierbei auf die Augensicherheit des Gesamtsystems zu achten. Diese wird im Anhang XII für einige beispielhafte Ausleuchtbereiche betrachtet.

## Kapitel 7

### Fazit und Ausblick

In diesem abschließenden Kapitel wird zunächst eine Zusammenfassung der Ergebnisse sowie eine Bewertung hinsichtlich des Erreichens der Forschungsziele aus Abschnitt 4.6 gegeben. Das in Abschnitt 7.2 gegebene Fazit zeigt die Bedeutung der Konzepte aus heutiger Sicht für die Anwendung im automobilen Scheinwerfer auf. Zusätzlich werden in Abschnitt 7.3 weitere zukünftige Schritte und Optimierungsansätze für die aufgezeigten Versuchsanordnungen diskutiert.

#### 7.1 Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse hinsichtlich der Forschungsziele

In Kapitel 5 wird der Entwicklungsprozess eines simultan Rot und Grün emittierenden Festkörperlasers auf Basis eines Pr:YLF Kristalls erläutert. Ein Pr:YLF Festkörperlaser mit monochromatischer Emission wird hierfür zunächst charakterisiert, um mit Hilfe einer auf diesen Laser angepassten Simulation die Bedingungen für eine polychromatische Emission zu bestimmen. Aufgrund geringster

Unterschiede in den Verlusten der Verstärkung einzelner Bandübergänge variiert die vorherrschende monochromatische Emission des Festkörperlaser. In dem Bereich, in dem die Verstärkung zweier Wellenlängen gleich ist, kann das Simulationsprogramm kein eindeutiges Ergebnis ausgeben. Hieraus resultiert die Annahme, dass diese undefinierten Bereiche eine simultane stimulierte Emission zweier Bandübergänge ermöglichen. Im weiteren Verlauf wird diese Annahme durch die Verwendung eines BFT-Moduls bestätigt. Mit Hilfe einer Drehung des BFT-Moduls um die optische Achse ist es möglich, eine Wellenlängenselektion sowie eine simultane polychromatische Emission zu erzielen. Somit kann das erste Forschungsziel, eine simultane polychromatische Emission aus einem Resonator, bereits mit Hilfe eines BFT-Moduls realisiert werden.

Es gilt anzumerken, dass mit dem BFT-Modul, aufgrund der genutzten Versuchsanordnung, keine gezielte Umschaltung zwischen Rot und Grün bzw. keine simultane stimulierte Emission dieser beiden Bandübergänge möglich ist. Für die Umsetzung einer polychromatischen, kontinuierlichen Laseremission von Rot und Grün sollte somit eine hohe Flexibilität in diesem System vorhanden sein. Hieraus resultiert eine Trennung der Strahlengänge von Rot und Grün mittels eines Strahlteilerspiegels in einem „Zweifach-Resonator“. Mit diesem neuen Aufbau kann eine polychromatische Laseremission von Rot und Grün realisiert werden. Allerdings ergibt sich hierbei ein Konkurrenzverhalten der stimulierten Wellenlängen, sodass ein undefinierter Emissionswechsel zwischen Rot und Grün stattfindet, bis sich eine der Wellenlängen letztendlich durchsetzt. Dieser Effekt wird auf die thermische Stabilität im Pr:YLF Kristall zurückgeführt, wodurch sich thermische Linsen im aktiven Medium ausbilden, die unerwünschte Verluste induzieren. Eine simultane stimulierte Emission ist mit diesem Versuchsaufbau dennoch für eine begrenzte Zeit realisierbar. Wird die Pumpstrahlung für den blauen Spektralanteil genutzt, so können die drei

Komponenten RGB für ein ECE-konformes Weißlicht durch diesen Versuchsaufbau zur Verfügung gestellt werden. Dies ist aufgrund der gewählten Versuchsanordnung allerdings nicht auf einer optischen Achse umsetzbar, da die Strahlengänge von Rot und Grün zur Vermessung der physikalischen Prozesse getrennt werden. Somit gilt dieses Forschungsziel als teilweise erfüllt. Die simultane stimulierte Emission von Rot und Grün kann für einen kurzen Zeitraum nachgewiesen werden. Liegen die Strahlengänge auf einer optischen Achse, so ist eine Gewichtung der drei Komponenten RGB durchzuführen, um das ECE-Weiß erzielen zu können. Der Strahlungsfluss der blauen Pumpstrahlung überwiegt hinter dem Resonator in der aktuellen Versuchsanordnung. Eine Betrachtung der Anpassung dieser spektralen Anteile ist in Abschnitt 7.3 gegeben.

Der zweite Ansatz in dieser Arbeit basiert auf der Verwendung von  $N \times 1$  Faserkopplern. Ein weiteres Ziel ist die Steigerung der Koppeffizienz im Vergleich zu früheren Remote-Lichtquelle durch die Nutzung von kohärenter Laserstrahlung. Bisherige Remote-Lichtquellen mit konventionellen Leuchtmitteln haben bei einem Querschnitt des Lichtwellenleiters von bis zu 7 mm eine maximale Einkoppeffizienz, also der Anteil des Lichtstroms, welcher in die Faser eingespeist werden kann, von maximal 70 % erzielt (siehe Abschnitt 3.4.1). Dies ist die reine Einkoppeffizienz. Weitere 32 % des vorhandenen Lichtstroms gehen durch die Führung in dem Lichtwellenleiter verloren. Die Koppeffizienz bei laserbasierten Remote-Lichtquellen, bei welchen zusätzlich neben der Strahlung der blauen Laserdiode die Strahlung eines YAG:Ce Leuchtstoffs eingekoppelt wird, liegt bei etwa 65 – 70 % (siehe Abschnitt 3.4.2). Für die zweite Ausführungsform dieser laserbasierten Remote-Lichtquelle wird keine Koppeffizienz angegeben, diese dürfte aufgrund der genutzten Versuchsanordnung jedoch deutlich höher liegen. Allerdings muss bei dieser Ausführung nach der Faser noch eine

Konversion des blauen Laserlichts zu weißem Licht erfolgen, sodass die Abstrahlcharakteristik der Glasfaser nicht erhalten bleibt. Für die in dieser Arbeit entwickelte erste Generation der RLL liegt die durchschnittliche Koppeffizienz der direkten Strahlung aller neun Laserdioden bis zur Ausgangsfaser des Faserkopplers bei 86,01 % sowie bei der zweiten Generation bei 79,97 %. Die Koppeffizienz kann in dieser Arbeit somit durch die Verwendung von kohärenter RGB Laserstrahlung deutlich gesteigert werden, womit ein weiteres Forschungsziel erfüllt wird.

Durch die Nutzung von zylindrischen MLA wird eine homogene Ausleuchtung der rechteckigen aktiven Fläche des DMD-Chips im initialen Beleuchtungspfad realisiert. Eine Vereinfachung wird mit dem FFR präsentiert, sodass die Homogenisierung der Farb- und Leuchtdichtevertelung auf der aktiven Fläche mit lediglich einer Grenzfläche hinter dem Faserkoppler umgesetzt wird. Der FFR adaptiert hierbei die Funktionsweise des initialen Beleuchtungspfades, indem das einfallende RGB Strahlenbündel in mehrere Teilstrahlen aufgeteilt wird und diese auf der Zielebene überlagert werden. Die Verwendung des FFR reduziert den Justageaufwand sowie die Anzahl der Grenzflächen und erhöht den Gesamtwirkungsgrad des Aufbaus von 67,52 % auf 77,23 %. Dieser zweite Aufbau erfüllt somit zwei Forschungsziele, indem eine homogene Ausleuchtung der aktiven Fläche des DMD-Chips und eine Vereinfachung des Beleuchtungspfades zur Verfügung gestellt werden.

Die Anordnung der RLL mit der Einkopplung mehrerer Laser in drei einzelne Glasfasern und der Überführung der Eingangsfasern zu einer Ausgangsfaser mit Hilfe eines 3x1 Faserkopplers ermöglicht die Bereitstellung eines Lichtstroms von 13880 lm am Faserausgang. Aufgrund der hohen Leuchtdichten an der Ausgangsfaser und bedingt durch die geringe Divergenz der Abstrahlung kann ein Großteil des emittierten Lichts für die Ausleuchtung des DMD-Chips genutzt werden. Im Vergleich zu dem DMD-Serienschein-

werfer von Maybach mit konventionellen Lichtquellen kann der zur Verfügung stehende Lichtstrom somit von 1000 lm (im projizierten Ausleuchtungsbereich [102]) auf 5660 lm gesteigert werden. So kann durch den Aufbau der RLL zweiter Generation in Kombination mit einem FFR eine Lichtquelle für ein hochaufgelöstes Scheinwerfersystem umgesetzt werden, welche ausreichend Lichtstrom für die Realisierung mehrerer Scheinwerferlichtfunktionen aus einem Modul ermöglicht. Hierdurch wird auch das letzte definierte Forschungsziel als erreicht angesehen.

## 7.2 Fazit

In der vorliegenden Arbeit können zwei Systeme mit kohärenten RGB Laserlichtquellen geringer Divergenz zur Verfügung gestellt werden. Ein Nachweis der stimulierten Emission mehrerer Wellenlängen aus einem Pr:YLF Festkörperlaser wurde erbracht. Allerdings wird kein ausreichender Strahlungsfluss für eine Beleuchtungsanwendung erzielt. Die Kombination aus RGB Laserdioden samt Faserkoppler und DMD-Chip ermöglicht erstmalig die Umsetzung eines hochaufgelösten Scheinwerfermoduls mit noch nie erreichter Performanz. Dieses zweite System bietet einen zukunftsfähigen Ansatz für die Umsetzung individualisierter adaptiver Scheinwerfer.

Durch die Verwendung der RLL in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem kann mit Hilfe einer Anpassung der Projektionsoptik zwischen maximal zulässiger Beleuchtungsstärke oder maximalem Ausleuchtungsbereich gewählt werden (siehe Abschnitt 6.3). Hierbei gilt es, die Augensicherheit zu beachten. Eine erste Abschätzung der Augensicherheit ist in Anhang XII gegeben. Die neuartige Lichtquelle bietet zudem das Potenzial, vom Scheinwerfer entkop-

pelt und zentral im Automobil verbaut zu werden. Dies ermöglicht die Reduzierung des Kühlsystems in dem räumlich begrenzten Scheinwerfergehäuse. Die lichtemittierende Fläche kann durch die Verwendung eines einzelnen Moduls deutlich reduziert werden, sodass ein komplett neues Erscheinungsbild der Fahrzeugfront ermöglicht wird. Diese neue Designmöglichkeit erfüllt einen wichtigen Wettbewerbsaspekt neuartiger Lichtquellen.

Aufgrund der hohen Anzahl an einzeln schaltbaren Pixeln im gesamten Ausleuchtbereich kann ein volladaptiver Scheinwerfer umgesetzt werden, welcher eine Anpassung der Lichtverteilung in Echtzeit an die Fahrsituation ermöglicht. Gleichzeitig können weitere Verkehrsteilnehmer in jeder aktuellen Lichtverteilung entblendet werden. Eine Verbesserung der Sicht des Fahrers kann mit Hilfe dieses Systems bei gleichzeitiger Verringerung der Blendung des restlichen Verkehrs umgesetzt werden. Ein derartiges Scheinwerfersystem wird sich aufgrund der aktuell hohen Kosten nicht kurzfristig etablieren können. Dennoch bleibt für die Zukunft zu wünschen, dass die entwickelte Scheinwerfertechnologie auf Basis einer RLL durch eine adaptive Anpassung der Lichtfunktionen zur Reduzierung der Unfallraten beitragen kann. Diese vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zur nachhaltigen Verbesserung der Sicherheit und des Komforts aller Verkehrsteilnehmer.

### **7.3 Zukünftige Schritte**

In diesem Abschnitt wird ein Ausblick gegeben, in welchem mögliche weitere Schritte bzw. Optimierungen für die aufgebauten Systeme beschrieben werden. Hierbei ist der Entwicklungsgrad, hinsichtlich einer Anwendung im automobilen Scheinwerfer, der beiden aufgezeigten Ansätze unterschiedlich weit ausgeprägt.

Für den weißen Festkörperlaser auf Basis eines Pr:YLF Kristalls ist noch ein großer Entwicklungsaufwand erforderlich, um eine Anwendung im automobilen Scheinwerfer zu ermöglichen. Eines der ersten Ziele muss es sein, die emittierten Strahlungsflüsse sowie den Wirkungsgrad deutlich zu steigern. Dies kann zunächst über eine Anpassung der Transmissionseigenschaften der Spiegel erfolgen. Mit einer Erhöhung des Transmissionsgrades für die einzelnen Wellenlängen wird eine deutliche Steigerung des Wirkungsgrades erzielt. Eine weitere Möglichkeit der Erhöhung des Strahlungsflusses liegt in der Verwendung einer leistungsstärkeren Pumplaserdiode. In den theoretischen Grundlagen in Abschnitt 2.2 wird aufgezeigt, dass mit einem Pr:YLF Festkörperlaser signifikant höhere Strahlungsflüsse für eine rote oder grüne Emission erzielbar sind. Zusätzlich sollte eine praktische Bestimmung des Verhältnisses der Transmissionsgrade für Rot und Grün zur simultanen stimulierten Emission aus einem Resonator durchgeführt werden.

Für eine gezielte Steuerung der dualen Wellenlängenemission wird eine Kühlung des aktiven Mediums empfohlen. Für eine Emission im ECE-Weißbereich gilt es, eine geeignete Gewichtung der drei spektralen Anteile zu erzielen. Hierfür müsste zunächst die restliche blaue Pumpstrahlung reduziert werden. Der Auskoppelspiegel kann einen gewissen Anteil dieser Strahlung erneut in den Resonator einspeisen und hierdurch die zur Verfügung stehende Pumpstrahlung erhöhen. Über die Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels kann das Verhältnis der roten und grünen Emission gesteuert werden. Es gilt hierbei zu prüfen, ob mit dem korrekten Verhältnis ebenfalls eine simultane stimulierte Emission beider Wellenlängen möglich ist. Wäre dies nicht gegeben, wären zusätzliche Filter nötig. Denkbar wäre es ebenfalls, die Güte des Resonators zu erhöhen, indem die optimierten Spiegelschichten direkt auf dem Kristall aufgebracht werden.

Die Verwendung des zweiten Systemansatzes mit einem  $N \times 1$  Faserkoppler zeigt eine wesentlich bessere Eignung für den Gebrauch als Lichtquelle in einem automobilen Scheinwerfer. Die RLL in Kombination mit einem DMD-Chipsatz kann als Lichtquelleneinheit für einen hochaufgelösten Scheinwerfer genutzt werden. Zu prüfen gilt es, ob der DMD-Chip eine dauerhafte Belastung von 13880 lm ohne Schäden an einzelnen Spiegeln standhält. Gegebenenfalls müssten die Laser-Module mit geringeren Leistungen betrieben oder der DMD-Chip mit einer aktiven Kühlung ausgestattet werden. Aus persönlichen Gesprächen mit der Firma Texas Instruments geht hervor, dass der DMD-Chip allerdings in der Lage sein sollte, einem derartigen Lichtstrom ohne Schäden zu widerstehen. Fragwürdig bleibt, ob bei den monochromatischen Emissionen, bei welchen die Strahlungsflüsse wesentlich höhere Peaks aufweisen als bei kontinuierlichen Spektren, undefinierte Effekte auf dem DMD-Chip entstehen. Dies gilt es in Zukunft für die zweite Generation der RLL zu prüfen.<sup>29</sup>

Eine Optimierung bzw. Erhöhung der Gesamtwirkungsgrade für den initialen Beleuchtungspfad sowie für den FFR sind durch einfache Beschichtungen möglich. So könnte der Wirkungsgrad des initialen Beleuchtungspfades durch ein AR-Coating der zylindrischen MLA etwa um weitere 12 % gesteigert werden. Der Wirkungsgrad des FFR würde durch eine Silberbeschichtung ebenfalls eine Steigerung um etwa 10 % erfahren. Zusätzlich zur Steigerung des Wirkungsgrades des Beleuchtungspfades kann der elektro-optische Wirkungsgrad der zweiten Generation der RLL verbessert werden,

---

<sup>29</sup>Zusätzlich muss die Farbwahrnehmung dieses Spektrums mit diskreten Wellenlängen geprüft werden. Hierzu wurde bereits eine erste Wahrnehmungsstudie in der studentischen Arbeit von Buss [145] durchgeführt, welche nicht Teil dieser Dissertation ist. Mit dem Spektrum der RLL kann eine prinzipielle Wahrnehmbarkeit aller Verkehrsschilder gewährleistet werden, jedoch resultiert dies in einer leichten Verschiebung der Farbwahrnehmung der Schilder. So könnten weitere Spektralanteile in den  $N \times 1$ -Faserkoppler eingespeist werden, um diesen Effekt zu verbessern.

indem an Stelle der DPSS-Laser in Zukunft ein aus Laserdioden basierendes Modul verwendet wird. Aufgrund der Verfügbarkeit derartiger Module werden in einem ersten Aufbau vier DPSS-Laser verwendet. Der Markt hat sich allerdings dahin entwickelt, dass bereits heute Grün emittierende Laserdioden mit höheren Strahlungsflüssen in größeren Mengen zur Verfügung stehen, sodass die Verwendung eines Laserdiodenmoduls auf Basis von Einzelemittlern realistisch ist.

Für die Anwendung dieser RLL im hochauflösten Scheinwerfersystem gilt es zudem, in Zukunft eine geeignete Projektionsoptik auszulegen und zu fertigen. Hierbei können zwei Extremfälle als Grenzen für die Auslegung festgesetzt werden. Einerseits kann der Ausleuchtungsbereich derartig klein gewählt werden, dass die maximale Beleuchtungsstärke einer adaptiven Fernlichtverteilung von 240 lx auf der Straße erzielt wird. Andererseits kann der Ausleuchtungsbereich beispielsweise auf das Maximum von etwa  $\pm 20^\circ$  in der Horizontalen und  $\pm 7,5^\circ$  in der Vertikalen aufgezogen werden. So könnte dieses Einzelmodul neben dem blendfreien Fernlicht ebenfalls ein adaptives Stadtlicht oder Autobahnlicht sowie auch ein blendfreies Abblendlicht generieren. Bei der Anwendung dieser oder ähnlicher Lichtverteilungen gilt es jedoch, ein Sicherheitskonzept bezüglich der Augensicherheit mit monochromatischer Laserstrahlung zu entwickeln. Eine erste Abschätzung und Betrachtung der Augensicherheit dieses Moduls wird mit einem eigens dafür entwickelten MATLAB Programm durchgeführt und ist im Anhang XII gegeben.

So wird abschließend zusammengefasst, dass der aktuelle Entwicklungsstand eines Pr:YLF Festkörperlasers von einer Anwendung im automobilen Scheinwerfer weit entfernt ist. Der zweite Ansatz, basierend auf der RLL, ist jedoch eine zukunftsfähige Lichtquelleneinheit für einen hochauflösten Scheinwerfer. Es kann mit einem Projektionsmodul sowie den in diesem Abschnitt genannten nächs-

ten Schritten ein erster rein auf Laserdiodenmodulen basierender volladaptiver, hochauflösender Scheinwerfer auf Basis einer RLL umgesetzt werden.

## Literaturverzeichnis

- [1] Arduino. *Technische Spezifikationen/Dokumentation des Arduino MEGA 2560 (Rev. 3)*. Online: <https://store.arduino.cc/arduino-mega-2560-rev3> – Aufruf der URL am 15. August 2018.
- [2] Audi AG. *Der Audi R8 LMX: Erstes Serienmodell der Welt mit Laser-Fernlicht (Pressemitteilung)*, 2014.
- [3] F. Bachmann, P. Loosen, and R. Poprawe. *High Power Diode Lasers - Technology and Applications*. Springer Science+Business Media, LLC, 2007.
- [4] K. Bammel. Sehen und gesehen werden. *Physik Journal*, 7(1), 2008.
- [5] A.-R. Bellancourt, U. Mackens, H. Moench, and U. Weichmann. Blue diode pumped solid-state lasers for digital projection. *Laser Physics*, 20(5), 2010.
- [6] B. Böke, M. Maier, J. Moisel, and F. Herold. The Mercedes-Benz headlamp of the future: Higher resolution with greater intelligence for enhanced safety. *11th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2015.

- [7] Coherent Inc. *Datenblatt: Laser Measurement and Control - 2016/2017 Product Catalog*. Online: [https://edge.coherent.com/assets/pdf/COHERENT\\_LMC\\_2016-2017\\_Catalog\\_.pdf](https://edge.coherent.com/assets/pdf/COHERENT_LMC_2016-2017_Catalog_.pdf) – Aufruf der URL am 23. April 2018.
- [8] Coherent, Inc. *Datenblatt: BeamMaster<sup>TM</sup>-USB - Beam Diagnostics Measurement System*, 2012. Part No. 1231448 Rev. AB.
- [9] Deutsches Institut für Normung e.V. DIN 5033-2, Teil 2: Normvalenz-System, Mai 1992.
- [10] Deutsches Institut für Normung e.V. DIN 5033-3, Teil 3: Farbmaßzahlen, Juli 1992.
- [11] Deutsches Institut für Normung e.V. DIN 5033-1, Teil 1: Grundbegriffe der Farbmeterik, Februar 2008.
- [12] Deutsches Institut für Normung e.V. DIN EN 60825-1: Sicherheit von Lasereinrichtungen - Teil 1: Klassifizierung von Anlagen und Anforderungen (IEC 60825-1:2014), Juli 2015.
- [13] E. Diaz and M. Knobl. Prototypenbau von Beleuchtungssystemen aus optischen Standardkomponenten. *Photonik - Optische Komponenten*, Mai 2012.
- [14] DILAS Diodenlaser GmbH. *Datenblatt: 638 nm, Liquid Cooled, Fiber-Coupled, Conduction-Cooled, Tailored Bar Module*, 2017. Online: [http://dilas.com/assets/media/products/DILAS\\_MMF\\_TBar\\_IS21.16\\_40W.pdf](http://dilas.com/assets/media/products/DILAS_MMF_TBar_IS21.16_40W.pdf) – Aufruf der URL am 23. April 2018.
- [15] L. Dong and B. Samson. *Fiber Lasers - Basics, Technology, and Applications*. CRC Press - A Taylor & Francis Group, 2017.

- [16] D. Duhme and B. Fischer. Next generation LCD module. *12th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2017.
- [17] D. Duhme and W. Kösters. Erforschung des Einsatzes der LCD-Technologie in einem Scheinwerfersystem mit dem Ziel der Ermöglichung einer effizienten volladaptiven Fahrzeugbeleuchtung. Abschlussbericht des Förderprojekts VoLiFa 2020 (Förderkennzeichen: 13N13043).
- [18] K. Eichhorn. Auskoppereinheit auf der Grundlage kartesischer Ovale. *Research and Development Review; Firma HELLA*, 1996.
- [19] K. Eichhorn. Einsatz von Kurzbogenlampen in der Lichtleittechnik. *Research and Development Review; Firma HELLA*, 1996.
- [20] K. Eichhorn. Lichtleitertechnik für Beleuchtungskonzepte im Kraftfahrzeugbereich - Eine Einführung und Übersicht. *Engineering-Report VE-S; HELLA internes Dokument*, 1996.
- [21] K. Eichhorn. Licht gezielt leiten und führen - Lichtleittechnik birgt Potential für zukünftige Scheinwerfer. *Research and Development Review; Firma HELLA*, 1997.
- [22] K. Eichhorn. Das Zukunfts-Potential von Scheinwerfern mit Lichtleittechnik, 1998. Online: <https://doi.org/10.1007/BF03223407> – Aufruf der URL am 16. Juni 2018.
- [23] J. Eichler and H. J. Eichler. *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [24] M. Enders. Pixel Light. *Progress in Automobile Lighting - Proceedings of the Symposium*, 2001.

- [25] L. Esterowitz, R. Allen, M. Krueer, F. J. Bartoli, and L. S. Goldberg. Blue light emission by a Pr:LiYF<sub>4</sub> - laser operated at room temperature. *Journal of Applied Physics*, 48(2), Februar 1977.
- [26] L. Esterowitz, F. J. Bartoli, R. E. Allen, D. E. Wortman, C. A. Morrison, and R. P. Leavitt. Energy levels and line intensities of Pr<sup>3+</sup> in LiYF<sub>4</sub>. *Physical Review B*, 19(12), Juni 1979.
- [27] R. Fiederling, J. Trommer, T. Feil, and J. Hager. Der nächste Schritt — das reine Laserfernlicht für Scheinwerfer. *ATZ-elektronik*, Apr 2015.
- [28] H. Fouckhardt. *Halbleiterlaser unter Verwendung Fourier-optischer Methoden*. Vieweg + Teubner Verlag, 2011.
- [29] B. Fries, C. Gut, T. Laudenbach, and M. Mühlmeier. Laserlicht für den Rennwagen Audi R18 E-Tron Quattro. *ATZ - Automobiltechnische Zeitschrift*, 116(6), Juni 2014.
- [30] M. Gaugel. Kraftfahrzeugscheinwerfer-System, Dec. 30 1971. DE Patent App. DE19,681,755,960; Online: <https://www.google.de/patents/DE1755960A1?c1=un> – Aufruf der URL am 28. August 2018.
- [31] R. P. C. GmbH. Rp fiber power manual. Online: <https://www.rp-photonics.com/fiberpower.html> – Aufruf der URL am 23. November 2018.
- [32] T. Gün, P. Metz, and G. Huber. Power scaling of laser diode pumped Pr<sup>3+</sup>:LiYF<sub>4</sub> cw lasers: efficient laser operation at 522.6 nm, 545.9 nm, 607.2 nm, and 639.5 nm. *Optic Letters*, 36(6), März 2011.
- [33] A. Günther. *Entwicklung eines aktiven Kraftfahrzeugscheinwerferkonzepts mit DMD-Array*. PhD thesis.

- [34] Gooch & Housego. *Datenblatt: Spektroradiometer - OL 770-InGaAs*. Online: [http://www.ghinstruments.com/wp-content/uploads/2014/10/770-InGaAs\\_B080\\_11-14.pdf](http://www.ghinstruments.com/wp-content/uploads/2014/10/770-InGaAs_B080_11-14.pdf) – Aufruf der URL am 02. Juni 2018.
- [35] A. Goyal and M. Goyal. *Teaching and Operation Manual: Blue Diode Pumped Pr:YLF Laser*. ALKAAD Photonics. Online: <http://alkaad.com/assets/um-1e10-manual-prylf-laser.pdf> – Aufruf der URL am 18. April 2018.
- [36] T. Graf. *Laser - Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Vieweg + Teubner Verlag, 2011.
- [37] H. Grassmann. Zur Theorie der Farbenmischung. *Annalen der Physik*, 1853.
- [38] M. Götz, R. Kauschke, E. Härmens, and E. Karsten. Scannender Scheinwerfer. *DGaO-Proceedings*, 2004.
- [39] C. Gut. *Laserbasierte Hochauflösende Pixellichtsysteme*. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie, 2017.
- [40] C. Gut and S. Berlitz. Laser headlamp: Experiences in motor sports for series development. *Conference Proceedings - VISION*, 2014.
- [41] C. Gut and W. Huhn. A safety concept for laser headlamps. *Proceedings of the 2nd International Forum on Automotive Lighting*, 2014.
- [42] J. Hager et al. Handling 17W of scanning laser power – three years of exploration in the iLaS project. *12th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2017.

- [43] A. Hanafi and H. Erdl. Lasers light the road ahead, 2015. Compound Semiconductor<sup>TM</sup>; Online: <https://compoundsemiconductor.net/article/97529-lasers-light-the-road-ahead.html> – Aufruf der URL am 10. Januar 2018.
- [44] A. Hanafi, H. Erdl, and S. Weber. A new efficient, compact vehicular illumination system using high-power semiconductor laser diodes. *10th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2013.
- [45] A. Hanafi, H. Erdl, and S. Weber. New efficient, compact vehicular lighting system using high-power semiconductor laser diodes. *DOE Solid-State Lighting*, 2014.
- [46] J. Hansen and M. Kaup. Next Generation of Digital Light - Remote-Laser-Light Source supports DLP, journal = 12th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL, year = 2017.
- [47] O. Hellmig. *Steuerung und Effizienzerhöhung von Praseodym und Erbium dotierten Fluoridglas-Aufkonversionsfaserlasern*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2010.
- [48] H. Helmholtz. Ueber die Theorie der zusammengesetzten Farben. *Annalen der Physik*, 1852.
- [49] E. Hering and R. Martin. *Photonik - Grundlagen, Technologie und Anwendungen*. Springer Berlin Heidelberg New York, 2006.
- [50] H. Hesse. BMBF-Project VOLIFA 2020 - High resolution light distribution by using a LCD. *11th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2015.

- [51] H. Hesse. LCD-Scheinwerfer für eine volladaptive Beleuchtung. *ATZ - Automobiltechnische Zeitung*, 117(11), 2015.
- [52] R. Hohn, U. Hechtfisher, J. Schug, S. Zozgornik, H. Bechtel, R. Engelen, C. Kleijnen, R. Maessen, G. Patent, and A. Vdovin. Laser-based remote white light sources for automotive applications. *11th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2015.
- [53] H. A. Höppe. Aktuelle Entwicklungen auf dem Gebiet der anorganischen Leuchtstoffe. *Angewandte Chemie*, 2009.
- [54] G. Huber, R. André, and E. Heumann. Continuous wave praseodymium solid-state lasers. *Proc. of SPIE: Solid State Lasers XVI: Technology and Devices*, 6451, 2007.
- [55] W. Huhn. *Anforderungen an eine adaptive Lichtverteilung für Kraftfahrzeugscheinwerfer im Rahmen der ECE-Regelungen*. Darmstädter Lichttechnik. Herbert Utz Verlag GmbH. Herausgegeben von: Prof. Dr.-Ing. H.-J. Schmidt Clausen - Technische Universität Darmstadt, 1999.
- [56] R. Hying, A. Nauen, T. Reiners, S. Haneder, and T. Dobbertin. Laser activated remote phosphor – the way to ultrahigh luminance in headlamps. *10th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2013.
- [57] M. Ide, K. Yoda, Y. Abe, S. Fukaya, T. Komiyama, T. Tamura, K. Arakawa, and T. Nozaki. Virtual remote controller enables new laser-projection-based applications. *Information Display* 28, 2012.
- [58] A. Kaltenbach. Headlamp versions - can we think of an-the-shelf offer structure? *9th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2011.

- [59] F.-J. Kalze, U.-C. Knaack, and B. Böke. Mehrzeiliges Scheinwerfersystem in der Mercedes-Benz E-Klasse. *ATZ - Automobiltechnische Zeitschrift*, Februar 2016.
- [60] A. A. Kaminskii, A. I. Lyashenko, N. P. Isaev, V. N. Karlov, V. L. Pavlovich, S. N. Bagaev, A. V. Butashin, and L. E. Li. Quasi-cw  $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$  laser with  $\lambda = 0.6395\mu\text{m}$  and an average output power of 2.3 W. *Quantum Electronics*, 28(3), 1998.
- [61] K. Kasazumi, Y. Kitaoka, K. Mizuuchi, and K. Yamamoto. A practical laser projector with new illumination optics for reduction of speckle noise. *Japanese Journal of Applied Physics*, 43, 2004.
- [62] H. Kato and Y. Chigusa. Beleuchtungseinrichtung für Fahrzeuge, Dec. 23 1993. DE Patent App. DE19,934,320,554; On-line: <http://www.google.com.pg/patents/DE4320554A1?c1=de> – Aufruf der URL am 12. April 2018.
- [63] R. Kauschke. *Systematik zur lichttechnischen Gestaltung von aktiven Scheinwerfern*. PhD thesis, Universität Paderborn, 2007.
- [64] R. Kauschke, C. Schopp, and R. Kling. Was sind die Automotive-Lichtquellen der Zukunft? *Tagungsband - Licht*, 21, September 2014.
- [65] A. Kitai. *Luminescent Materials and Applications*. John Wiley & Sons, Ltd., 2008.
- [66] M. Kleinkes. Scalable main light modules – exploiting the benefits of LED light sources. *8th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2009.
- [67] M. Kleinkes. LED-Matrix Systems – Revolution and evolution. *Conference Proceedings - VISION*, Oktober 2014.

- [68] R. J. Koshel. *Illumination Engineering-Design with Nonimaging Optics*. John Wiley & Sons, 2013.
- [69] U. Krüger and F. Schmidt. Ortsaufgelöste Farbmessung - Aspekte eines Filterraddesigns, 2002. Online: [https://www.technoteam.de/apool/tnt/content/e6009/e6310/e6126/pb\\_download6303/TTBV\\_FW2002\\_ger.pdf](https://www.technoteam.de/apool/tnt/content/e6009/e6310/e6126/pb_download6303/TTBV_FW2002_ger.pdf) – Aufruf der URL am 11. Mai 2018.
- [70] J. R. Lakowicz. *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Springer Science and Business Media LLC, 2006.
- [71] Lasertack GmbH. *Datenblatt: NDB7K75 (Nichia) Blue Laser Diode*. Online: [https://www.lasertack.com/Media/Uploaded/Datasheets\\_software/NDB7K75.pdf](https://www.lasertack.com/Media/Uploaded/Datasheets_software/NDB7K75.pdf) – Aufruf der URL am 30. Januar 2018.
- [72] Lasertack GmbH. *Datenblatt: NDG7K75T (Nichia) Green Laser Diode*. Online: [https://www.lasertack.com/Media/Uploaded/Datasheets\\_software/NDG7K75T.pdf](https://www.lasertack.com/Media/Uploaded/Datasheets_software/NDG7K75T.pdf) – Aufruf der URL am 30. Januar 2018.
- [73] E. Lübbe. *Farbempfindung, Farbbeschreibung und Farbmessung*. Springer Vieweg, 2013.
- [74] C. Lüder and K. Eichhorn. Lichtleitertechnik in KFZ-Applikationen. *VDI-Tagungsband: Elektronik im Kraftfahrzeug*, 2003.
- [75] B. Lee. *DMD 101: Introduction to Digital Micromirror Device (DMD) Technology*. Texas Instruments, 2013. Online: <http://www.ti.com/lit/an/dlpa008a/dlpa008a.pdf> – Aufruf der URL am 19. Dezember 2017.
- [76] J.-H. Lee, Y.-K. Mun, S.-W. Do, Y.-C. Ko, D.-H. Kong, B.-S. Choi, J.-M. Kim, and D.-Y. Jeon. Laser TV for home theater. *Proc.SPIE*, 2002.

- [77] J. X. Li, A. Jeffrey, and E. A. Fallahi. Illuminator for use with a remote light source, Aug. 1995. US5438485A; Online: <https://patents.google.com/patent/US5438485A/en> – Aufruf der URL am 25. Juli 2018.
- [78] T. Luce, M. Haacke, and J. Schug. Optimized light source for high incoupling efficiencies in distributive lighting systems (dls). *Progress in Automobile Lighting - Proceedings of the Symposium*, 2001.
- [79] S. Luo, X. Yan, Q. Cui, B. Xu, and Z. Cai. Power scaling of blue-diode-pumped Pr:YLF lasers at 523.0, 604.1, 606.9, 639.4, 697.8 and 720.9 nm. *Optical Communications*, 2016.
- [80] S. Lutgen, A. Avramescu, T. Lermer, J. Müller, G. Brüderl, and C. Eichler. Grüne III-V-Halbleiterlaser erobern die Laserprojektion. *Photonik*, (3), März 2011.
- [81] L. Marcu, P. M. W. French, and E. D. S. *Fluorescence Lifetime Spectroscopy and Imaging - Principles and Applications in Biomedical Diagnostics*. CRC Press - Taylor & Francis Group, 2015.
- [82] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg + Teubner, 2008.
- [83] P. W. Metz, F. Reichert, F. Moglia, S. Müller, D.-T. Marzahl, C. Kränkel, and G. Huber. High-power red, orange, and green Pr<sup>3+</sup>:LiYF<sub>4</sub> lasers. *Optics letters*, 2014.
- [84] J. Meyer and F. Tappe. Photoluminescent materials for solid-state lighting: State of the art and future challenges. *Advanced Optical Materials*, 3(4), 2014.

- [85] Mitsubishi Electric Corporation. Mitsubishi Electric develops new red laser diode for projectors with industry-leading output power, Juni 2014. Online: <http://www.mitsubishielectric.com/news/2014/pdf/0617.pdf> – Aufruf der URL am 30. Januar 2018.
- [86] I. Möllers, J. Moisel, R. Fiederling, and S. Grötsch. Ein effizienter hochauflösender ADB-Scheinwerfer auf Basis von mikrointegrierten LED-Arrays. *VDI Berichte*, 2278, März 2016.
- [87] J. Moisel. Requirements for future high resolution ADB modules. *11th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2015.
- [88] M. H. Muendel, R. Farrow, K.-H. Liao, D. Woll, J. Luu, C. Zhang, J. J. Morehead, J. Segall, J. Gregg, K. Tai, B. Kharlamov, H. Yu, and L. Myers. Fused fiber pump and signal combiners for a 4-kW ytterbium fiber laser. *Fiber Lasers VIII: Technology, Systems and Applications; Proc. SPIE 7914*, 791431-1, 2011.
- [89] S. Nakamura, S. Pearton, and G. Fasol. *The Blue Laser Diode: The Complete Story*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2. edition, 2000.
- [90] NEC Display Solutions Ltd. *Datenblatt: Laserprojektor NC1040L (Artikelnummer 60003623)*. *Optical Architecture of a RGB Laser Light Source*, 2016. Online: [http://www.nec-display.com/ap/ssl/images/sslTech\\_RGBlaser.gif](http://www.nec-display.com/ap/ssl/images/sslTech_RGBlaser.gif) – Aufruf der URL am 28. November 2017.
- [91] NECSEL<sup>TM</sup>IP Inc. *Datenblatt: NECSEL<sup>TM</sup>BLUE - Blue Laser Diode 445 nm*, 2012. Version 1.1; Online: <http://necsel.com/pdf/Blue-445-10.pdf> – Aufruf der URL am 28. Januar 2018.

- [92] Netcarshow. Mercedes-Benz GLA Concept Car, 2013. Online: <https://www.netcarshow.com/mercedes-benz/2013-gla-concept/#5> – Aufruf der URL am 30. Januar 2018.
- [93] Ophir Optronics Solutions Ltd. *Datenblatt: Photodiode Power Sensors - PD300*. Online: [https://www.ophiropt.com/laser--measurement/sites/default/files/PD300\\_PD300-1W\\_PD300-TP\\_2.pdf](https://www.ophiropt.com/laser--measurement/sites/default/files/PD300_PD300-1W_PD300-TP_2.pdf) – Aufruf der URL am 02. Juni 2018.
- [94] H. Oppermann, M. Brink, O. Ehrmann, T. Passow, H. Schmidt, T. Liebetrau, T. Gross, S. Pfeuffer, S. Grötsch, R. Kürschner, R. Fiederling, I. Möllers, and J. Moisel. Abschlussbericht: Integrierte  $\mu$ -strukturierte Leuchtdioden als intelligente Lichtquellen für neuartige adaptive Frontscheinwerfersysteme ( $\mu$ -AFS). Mai 2017.
- [95] W. Osten and N. Reingand. *Optical imaging and metrology. Advanced technologies*. Wiley-VCH Verlag & Co. KgaA, 1. edition, 2006.
- [96] A. Petersen, J. Hager, C. Gut, P. Jahn, M. Seitz, S. Schwaiger, U. Schlöder, M. Helmer, S. Berlitz, C. Neumann, and O. Hering. Challenges for MEMS based scanning laser system. *11th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2015.
- [97] D. Polin and T. Q. Khanh. Untersuchungen zu scheinwerfern mit hochauflösenden projektionsmodulen.
- [98] M. Reichenbach. „Der Laser ist eine sehr gute und wahnsinnig kleine Lichtquelle“. *ATZ - Automobiltechnische Zeitschrift*, (2), Februar 2016. Interview mit Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann.

- [99] K. Reif. *Automobilelektronik. Eine Einführung für Ingenieure*. Vieweg+Teubner Verlag, 3. edition, 2009.
- [100] J. Roth. *Untersuchung von elektrodynamischen Mikroscannern zur Darstellung von Lichtsymbolen in der Kraftfahrzeugbeleuchtung*. PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2016.
- [101] T. Sandrock, T. Danger, E. Heumann, G. Huber, and B. H. T. Chai. Efficient continuous wave-laser emission of Pr<sup>3+</sup>-doped fluorides at room temperature. *Applied Physics B*, 58, Februar 1994.
- [102] U. Schloeder and K. F. Albrecht. Headlamp dmd-technology with high resolution on the road. *Conference Proceedings - VISION*, 2018.
- [103] C. Schmidt and C. Wilks. High definition concepts for next generation ADB module. *Conference Proceedings - VISION*, 2014.
- [104] D. Schneider. Marking light: system approaches and potential to reduce accidents. *8th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2009.
- [105] G. Schröder and G. Treiber. *Technische Optik*. Vogel Buchverlag, 2002.
- [106] E. F. Schubert. *Light-Emitting Diodes*. Cambridge University Press, 2. edition, 2006.
- [107] J. Schug, R. Hohn, U. Hechtfisher, R. Hikmet, and U. Mackens. Dedicated phosphor developments for future laser based headlights. *Conference Proceedings - VISION*, 2014.
- [108] J. Schug, R. Hohn, U. Hechtfisher, and S. Zozgornik. Remote laser-based white light sources - comparison of different system approaches. *Conference Proceedings - VISION*, 2016.

- [109] R. D. Schulz, F. Singer, U. D. Steegmüller, and T. Zeiler. Kfz-Scheinwerfer, Nov. 12 2009. DE Patent App. DE200,810,022,795; Online: <https://www.google.com/patents/DE102008022795A1?cl=de> – Aufruf der URL am 12. April 2018.
- [110] SEDI ATI - fiber optiques und Laser Components. *Datenblatt (V1): Hochleistungs-SMA Power Adapter*, 2013. Online: [https://www.lasercomponents.com/fileadmin/user\\_upload/home/Datasheets/sedi/sma\\_power\\_adapter.pdf](https://www.lasercomponents.com/fileadmin/user_upload/home/Datasheets/sedi/sma_power_adapter.pdf) – Aufruf der URL am 17. August 2018.
- [111] W. Seelert and A. Diening. White light solid-state laser source, August 2007. US Patent: WO/2007/095220.
- [112] Smart Laser Systems GmbH. *Datenblatt: Laserdiodenmodule Blau bei 450 nm*. Online: <http://www.sls-berlin.de/Produkte/Products/Laserdiodenmodule/Laser-diode-modules/mobile/> – Aufruf der URL am 26. August 2018.
- [113] P. Soardo. Scheinwerfer für Kraftfahrzeuge mit programmierbarer Lichtverteilung, Aug. 16 1995. EP Patent 0,291,475; Online: <https://encrypted.google.com/patents/EP0291475B1?cl=de> – Aufruf der URL am 14. April 2018.
- [114] H. Specht. *MEMS-Laser-Display-System: Analyse, Implementierung und Testverfahrenentwicklung*. PhD thesis, Technische Universität Chemnitz, 2011.
- [115] P. Stroop. *Evaluierung neuer lichttechnischer Systeme im Automobil am Beispiel Markierungslicht*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2017.

- [116] M. Strotkamp. *Kompakte, grün emittierende Laser auf Basis von Pr:YLF*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2013.
- [117] E. Sutter. *Schutz vor optischer Strahlung - Laserstrahlung, inkohärente Strahlung, Sonnenstrahlung*. VDE Verlag GmbH, 2013.
- [118] K. Takahashi, Y. Takahira, Y. Maemura, K. Kishimoto, R. Sato, Y. Tomomura, and K. Hidenori. *laser headlightff-or next generation automotive lighting. 9th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2011.
- [119] H. Tanaka, S. Fuhita, and F. Kannari. High-power visibly emitting Pr<sup>3+</sup>:YLF laser end pumped by single-emitter or fiber coupled GaN blue laser diodes. *Applied Optics*, 57(21), Juli 2018.
- [120] H. Tanaka and F. Kannari. Power scaling of continuous-wave visible Pr<sup>3+</sup>:YLF laser end-pumped by high power blue laser diodes. *OSA Laser Congress*, 2017.
- [121] Texas Instruments. *Application Report (DLPA022) - DLP System Optics*, Juli 2010. Online: <http://www.ti.com/lit/an/dlpa022/dlpa022.pdf> – Aufruf der URL am 30. August 2018.
- [122] Texas Instruments. *Datenblatt: DLP5531-Q1 0.55-inch 1.3 Megapixel DMD for Automotive Exterior Lighting (DLP5531-Q1)*, 2016. DLPS075E – APRIL 2016 – REVISED JUNE 2018.
- [123] J. Trotter. *Das Auge*. Optik-Verlag: Ein Handbuch für Augenoptiker, 1995.

- [124] A. Unger. Fasergekoppelte Hochleistungs-Diodenlaser im blauen Spektralbereich erschließen neue Anwendungen. *LASER MAGAZIN*, (1), März 2014. Magazin Verlag Hightech Publications KG, Bad Nenndorf.
- [125] United Nations Economic Commission for Europe. ECE Regelung 98: Einheitliche Bedingungen für die Genehmigung der Kraftfahrzeugscheinwerfer mit Gasentladungs-Lichtquellen, November 2004.
- [126] United Nations Economic Commission for Europe. ECE Regelung 112: Einheitliche Bedingungen für die Genehmigung der Kraftfahrzeugscheinwerfer für asymmetrisches Abblendlicht und/oder Fernlicht, die mit Glühlampen ausgerüstet sind, Juli 2006.
- [127] United Nations Economic Commission for Europe. ECE Regelung 48: Einheitliche Bedingungen für die Genehmigung der Fahrzeuge hinsichtlich des Anbaus der Beleuchtungs- und Lichtstingaleinrichtungen, Oktober 2006.
- [128] United Nations Economic Commission for Europe. ECE Regelung 123: Einheitliche Bedingungen für die Genehmigung von adaptiven Frontbeleuchtungssystemen (AFS) für Kraftfahrzeuge, Februar 2007.
- [129] V. V. Härle, A. Lell, H. Ott, N. Stath, and U. Strauss. Lichtemittierende vorrichtung, 2007. DE102006029203A1.
- [130] R. Vikrant, V. Bhakta, and B. Ballard. High resolution adaptive headlight using Texas Instruments DLP technology. *11th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2015.
- [131] R. Völkel and M. Zimmermann. Homogenisierung von Laserstrahlen. *Photonik*, 2006.

- [132] Volkswagen AG. Elektrische und elektronische Komponenten in Kraftfahrzeugen bis 3,5 t - Allgemeine Anforderungen, Prüfbedingungen und Prüfungen, 2013. Konzernnorm: VW 80000.
- [133] S. Weber, A. Buck, and C. Amann. Laserlicht im BMW i8 Design, Systemintegration und Test. *ATZ - Automobiltechnische Zeitschrift*, August 2014.
- [134] M. Werkstetter, S. Weber, F. Hirth, and C. Amann. Laserlicht im BMW i8 Ansteuerung und E/E-Integration. *ATZ-elektronik*, Aug 2014.
- [135] G. Wichert. Gedanken zur Verbesserung des Kraftfahrzeug-Scheinwerferlichts. *Lichttechnik*, 22(12), 1970.
- [136] B. Willeke. *Laserscheinwerfer für adaptive Fahrlichtfunktionen im Kfz*. PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2016.
- [137] J.-H. Willrodt, H. Strothmann, and J. Wallaschek. Optical car-to-human communication for automated vehicles. *12th International Symposium on Automotive Lighting - Conference Proceedings ISAL*, 2017.
- [138] J. Winterhagen. Mit dem Laser in die Matrix, Mai 2014. Automobilwoche - Lichttechnik; Interview mit Hans-Joachim Schwabe; Online: [http://slubdd.de/katalog?TN\\_libero\\_mab2](http://slubdd.de/katalog?TN_libero_mab2) – Aufruf der URL am 29. Januar 2018.
- [139] B. Wördenweber, J. Wallaschek, P. Boyce, and D. D. Hoffmann. *Automotive Lighting and Human Vision*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1. edition, 2007.
- [140] R.-J. Xie, Y. Q. Li, N. Hirosaki, and H. Yamamoto. *Nitride Phosphors and Solid-State Lighting*. CRC Press - A Taylor & Francis Book, 2011.

- [141] K. Yanashima, H. Nakajima, K. Tasai, K. Naganuma, N. Futagawa, Y. Takiguchi, . Hamaguchi, M. Ikeda, Y. Enya, S. Takagi, M. Adachi, T. Kyono, Y. Yoshizumi, T. Sumitomo, Y. Yamanaka, T. Kumano, S. Tokuyama, K. Sumiyoshi, N. Saga, M. Ueno, K. Katayama, T. Ikegami, and T. Nakamura. Long-lifetime true green laser diodes with output power over 50 mW above 525 nm grown on semipolar 2021 GaN substrates. *Applied Physics Express*, 5(8):082103, 2012.
- [142] K. Zuse. Fotoelektrisch durch Gegenlicht steuerbare Beleuchtungseinrichtung fuer Kraftfahrzeuge, Anmeldung: 1958. Patentnummer: DE1958Z0006580.
- [143] B. Zydek, C. Schiller, D. Polin, and T. Q. Khanh. Bewertung von Scheinwerfern mit blendfreiem Fernlicht. *ATZ - Automobiltechnische Zeitschrift*, 116, 2014.

## Betreute studentische Arbeiten

- [144] H. Babaei. Theoretical simulation of green and red emission of Pr:YLF solid state laser. Masterthesis, Ruhr-Universität Bochum, Februar 2018. Die Ergebnisse dieser Arbeit fließen in die Abschnitte 5.1.1 und 5.2 ein.
- [145] M. Buss. Bewertung der Farbwiedergabe einer neuartigen Remote-Laser-Lichtquelle. Masterthesis, Hochschule Aalen, Dezember 2018.
- [146] J. Hansen. Konstruktion eines Scheinwerferdemonstrators auf der Basis einer Remote-Laserlichtquelle. Bachelorthesis, Ruhr-Universität Bochum, September 2018.
- [147] S. Leitz. Setup and characterization of a polychromatic diode-pumped Pr:YLF solid-state laser. Masterthesis, Ruhr-Universität Bochum, Juli 2018. Die Ergebnisse dieser Arbeit fließen in die Abschnitt 5.1.1, 5.1.2 und 5.3.2 ein.
- [148] M. Lippmann. Versuchsaufbau zur direkten Anregung einer Pr<sup>3+</sup>-dotierten Doppelkern-ZBLAN-Faser. Masterthesis, Hochschule Bochum, Juni 2018.
- [149] L. Pörtner. RGB-Festkörperlaser - Aufbau eines polychromatischen Pr:YLF Lasers. Masterthesis, Universität Bielefeld, Juli 2017. Die Ergebnisse dieser Arbeit fließen in die Abschnitte 5.1 und 5.3 ein.

- [150] F. Schüler. Konzeptionierung und Realisierung eines optimierten Beleuchtungspfades für einen volladaptiven Laser-DMD-Scheinwerfer im Automobil. Masterthesis, Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Juni 2018. Die Ergebnisse dieser Arbeit fließen in die Abschnitte 6.1.5 und 6.2.2 ein.
  
- [151] M. Späker. Charakterisierung einer aktiven Glasfaser für automobiler Beleuchtungseinrichtungen. Bachelorthesis, Fachhochschule Münster, August 2016.

## Vorveröffentlichungen

J. Hansen, B. Willeke und S. Schäfer. (2015): Konzeptentwicklung und Realisierung einer breitbandigen Laserlichtquelle unter Ausnutzung von Nichtlinearitäten. In: Tagungsband, Luxjunior. Dörfeld, 25.–27. September 2015. Technische Universität Ilmenau, ISBN: 978-3-927787-51-3

J. Hansen und S. Völker. (2016): Remote-Laser-Lichtquelle für das Automobil. In: Tagungsband, Licht. Karlsruhe, 25.–28. September 2016. Deutsche Lichttechnische Gesellschaft e.V./Karlsruher Institut für Technologie

J. Hansen und L. Pörtner. (2017): Weißer Festkörperlaser – ein Paradoxon? In: Tagungsband, Luxjunior. Dörfeld, 08.–10. September 2017. Technische Universität Ilmenau, ISBN: 978-3-927787-56-8

J. Hansen und M. Kaup. (2017): Next Generation of Digital Light: Remote-Laser-Light Source supports DLP<sup>TM</sup>. In: Tagungsband, 12th International Symposium on Automotive Lighting. Darmstadt, 25.–27. September 2017. Herbert Utz Verlag GmbH, München, S. 291–297. ISBN 978-3-8316-4672-2

J. Hansen (2017): Brennt der Laser nur ein Loch in den Geldbeutel? In: NMWP-Magazin. 02/2017, S. 20–21, Cluster NMWP.NRW (Hrsg.)

J. Hansen, F. Schüler, B. Willeke, M. Kaup und B. Fischer. Vollad-  
aptiver Laserscheinwerfer – Alle Lichtfunktionen aus einem System.  
In: Tagungsband, 119. Jahrestagung der DGaO. Aalen, 22.–26. Mai  
2018.

## Offenlegungsschriften und Patentanmeldungen

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2015): Beleuchtungs-  
vorrichtung für Fahrzeuge, DE102015115358 (veröffentlicht)

Hansen, Julien; HELLA GmbH & Co. KGaA (2015): Laser-  
lichtquelleneinheit sowie Beleuchtungs-  
vorrichtung für Fahrzeuge,  
DE102015121693 (veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2016): Kom-  
munikationsvorrichtung für ein Fahrzeug, insbesondere für ein  
autonomes oder teilautonomes Fahrzeug, DE102016113913 (veröf-  
fentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2016): Beleuch-  
tungs-  
vorrichtung für Fahrzeuge, DE102016116705 (veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2016): Beleuch-  
tungs-  
vorrichtung für Fahrzeuge, DE102016117557 (veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2016): Beleuch-  
tungs-  
vorrichtung für Fahrzeuge, DE102016122861 (veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Kom-  
munikations-  
vorrichtung für ein Fahrzeug, insbesondere für ein  
autonomes oder teilautonomes Fahrzeug, DE102017108951 (veröf-  
fentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Kom-  
munikations-  
vorrichtung für ein Fahrzeug, insbesondere für ein

autonomes oder teilautonomes Fahrzeug, DE102017111323 (veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Beleuchtungsvorrichtung für ein Kraftfahrzeug, DE102017123715 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Kommunikationssystem für ein Kraftfahrzeug, DE102017123720 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Laserlichtquelleneinheit, Beleuchtungsvorrichtung sowie Verfahren zum Erzeugen von Laserlicht, DE102017128244 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Laser light source unit, and method for generating laser light for vehicles, WO2017/080846 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Beleuchtungsvorrichtung für ein Kraftfahrzeug, insbesondere Scheinwerfer (Spektrometer), DE102017128670 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Beleuchtungsvorrichtung für ein Kraftfahrzeug, insbesondere Scheinwerfer (Fotodiode), DE102017128674 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): Leuchtweitenüberwachung zur Verhinderung von Blendung mithilfe von Verhaltenslogging Geblendeter, DE102017129946 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2017): A headlamp for vehicles, WO2017/084380 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2018): Opti-

mierte Ansteuerung von Adressierelementen bei paralleler Beleuchtung, DE102018105874 (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)

Hansen, Julien et al.; HELLA GmbH & Co. KGaA (2018): Homogenisierender Freiform-Facettenreflektor, DE102018107457, (angemeldet; bislang nicht veröffentlicht)



# Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

## Abkürzungen:

ADB	Advanced Driving Beam
AFS	Adaptives Frontbeleuchtungssystem
AR	Antireflexion
BFT	Birefringent Tuner
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
CIE	Commission Internationale de l'Éclairage
cw	continuous wave
DIN	Deutsches Institut für Normung
DMD	Digital Micromirror Device
DPSS	Diode pumped solid-state
ECE	Economic Commission for Europe
FFR	Freiform-Facetten-Reflektor
FOV	Field of View
HR	Hochreflektiv
HT	Hochtransmissiv
iLaS	Intelligent Laser Based Adaptive Headlight System
LARP	Laser Activated Remote Phosphor
LCD	Liquid Crystal Display
LCoS	Liquid Crystal on Silicon
LD	Laserdiode
LDV	Leuchtdichteverteilung
LED	Light-Emitting Diode

LMK	Leuchtdichtemesskamera
MEOMS	Mikro-Opto-Elektro-Mechanisches-System
MLA	Mikrolinsen-Array
MZB	Maximal zulässige Bestrahlung
NA	Numerische Apertur
PD300	Sensorkopf PD300
PM30	Sensorkopf Power Max 30
Pr:YLF	Pr <sup>3+</sup> dotierter Yttrium-Lithium-Fluorid Kristall
PWM	Pulsweitenmodulation
RGB	Rot, Grün und Blau
RLL	Remote-Laser-Lichtquelle
TEM	Transverse Electromagnetic Mode
UV	Ultraviolett
YAG:Ce	Ce <sup>3+</sup> dotierter Yttrium-Aluminium-Granat Leuchtstoff
ZBLAN	ZrF <sub>4</sub> -BaF <sub>2</sub> -LaF <sub>3</sub> -AlF <sub>3</sub> -NaF

**Lateinische Symbole:**

$a$	Dicke des MLA
$B_p$	Prozentualer Anteil des Strahlungsflusses vom blauen Spektralbereich
$B_{\text{scheinbar}}$	Scheinbare Breite der Fläche des DMD-Chips
$B_w$	Gewichtungssparameter im blauen Spektralbereich
$C_3, C_6$	Korrekturfaktoren für die Augensicherheit
$D$	Größe des Ausleuchtbereichs in der Zielebene
$D_x$	Größe des Ausleuchtbereichs in der Zielebene in Richtung der x-Achse
$D_y$	Größe des Ausleuchtbereichs in der Zielebene in Richtung der y-Achse
$E$	Bestrahlungsstärke der Laserstrahlung

$f$	Fokusslänge
$f_{FL}$	Effektive Brennweite der Feldlinse
$f_{MLA}$	Effektive Brennweite des MLA
$f_1$	Fokusslänge der Zylinderlinse zur Kollimation der Fast-Axis
$f_2$	Fokusslänge der Zylinderlinse zur Kollimation der Slow-Axis
$f_x$	Effektive Brennweite des MLA zur Aufweitung in der x-Achse
$f_y$	Effektive Brennweite des MLA zur Aufweitung in der y-Achse
$g_1$	Stabilitätsparameter resultierend aus dem Einkoppelspiegel
$g_2$	Stabilitätsparameter resultierend aus dem Auskoppelspiegel
$G_p$	Prozentualer Anteil des Strahlungsflusses vom grünen Spektralbereich
$G_w$	Gewichtungsfaktor im grünen Spektralbereich
$I$	Eingangsstrom
$k$	Skalierungsfaktor
$L_{\text{Resonator}}$	Resonatorlänge
$M$	Anzahl an genutzten Laserdioden
$M_{1g}$	Einkoppelspiegel für Grün
$M_{1r}$	Einkoppelspiegel für Rot
$M_{1w}$	Breitbandig reflektierender Einkoppelspiegel
$M_{2g}$	Auskoppelspiegel für Grün
$M_{2r}$	Auskoppelspiegel für Rot
$M_{2r150}$	Auskoppelspiegel für Rot und einem Spiegelradius von 150 mm
$N$	Anzahl an Eingangsfasern im Faserkoppler
$n$	Brechungsindex
$n_1$	Brechungsindex des Fasermantels

## Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

---

$n_2$	Brechungsindex des Faserkerns
$P_{\text{MLA}}$	Halber Pitchabstand des MLA
$P$	Strahlungsfluss
$P_{\text{opt,blau}}$	Strahlungsfluss des blauen Spektralbereichs
$P_{\text{opt,grün}}$	Strahlungsfluss des grünen Spektralbereichs
$P_{\text{opt,rot}}$	Strahlungsfluss des roten Spektralbereichs
$P_{\text{pump}}$	Strahlungsfluss der Pumplaserdiode
$P_{\text{Blau}}$	Leistungsaufnahme der blauen Laserdioden
$P_{\text{Grün}}$	Leistungsaufnahme der grünen Laserdioden
$P_{\text{Rot}}$	Leistungsaufnahme der roten Laserdioden
$P_0$	Strahlungsfluss zum definierten Zeitpunkt $t_0$
$R_{1,x}$	Krümmungsradius der Linse auf der Eingangsseite zur Aufweitung in der x-Achse
$R_{1,y}$	Krümmungsradius der Linse auf der Eingangsseite zur Aufweitung in der y-Achse
$R_{2,x}$	Krümmungsradius der Linse auf der Ausgangsseite zur Aufweitung in der x-Achse
$R_{2,y}$	Krümmungsradius der Linse auf der Ausgangsseite zur Aufweitung in der y-Achse
$R_1$	Krümmungsradius der Linse auf der Eingangsseite
$r_1$	Spiegelradius Einkoppelspiegel
$R_2$	Krümmungsradius der Linse auf der Ausgangsseite
$r_2$	Spiegelradius Auskoppelspiegel
$R_p$	Prozentualer Anteil des Strahlungsflusses vom roten Spektralbereich
$R_w$	Gewichtungparameter im roten Spektralbereich
$r_{\text{LQ}}$	Radius der scheinbar Quelle
$s$	Entfernung Auge zur Lichtquelle
$T$	Temperatur
$T_2$	Zeit zur thermischen Netzhautgefährdung
$t$	Zeit
$T_{\bar{x}}(\lambda_{B_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten blauen Spektralbereich von $X$

$T_{\bar{x}}(\lambda_{G_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten grünen Spektralbereich von $X$
$T_{\bar{x}}(\lambda_{R_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten roten Spektralbereich von $X$
$T_{\bar{y}}(\lambda_{B_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten blauen Spektralbereich von $Y$
$T_{\bar{y}}(\lambda_{G_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten grünen Spektralbereich von $Y$
$T_{\bar{y}}(\lambda_{R_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten roten Spektralbereich von $Y$
$T_{\bar{z}}(\lambda_{B_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten blauen Spektralbereich von $Z$
$T_{\bar{z}}(\lambda_{G_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten grünen Spektralbereich von $Z$
$T_{\bar{z}}(\lambda_{R_w})$	Term der Tristimulus-Werte für den definierten roten Spektralbereich von $Z$
$T_{2g}$	Transmissivität des Auskoppelspiegels für Grün
$T_{2r}$	Transmissivität des Auskoppelspiegels für Rot
$t_0$	Zeitpunkt beim Abschalten der Anregung
$T_1$	Transmissivität des Einkoppelspiegels
$t_1$	Zeitpunkt beim Abfall des Strahlungsflusses auf $\frac{1}{e}$
$T_2$	Transmissivität des Auskoppelspiegels
$v$	Geschwindigkeit
$\Delta x, \Delta y$	Betragsmäßige Abweichung des Farbortes
$x, y$	Normfarbwertanteile (Farbort)
$X, Y, Z$	Normfarbwerte
$x_{ece}, y_{ece}$	Farbort im ECE-Weißbereich
$x_{LMK}, y_{LMK}$	Mit der LMK gemessener Farbort

$x_{OL770}, y_{OL770}$	Mit dem Spektroradiometer gemessener Farbort
$x_{Ziel}, y_{Ziel}$	Gewünschter Farbort
$\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$	Normspektralwertfunktionen
$x_{Horizontal}, y_{Horizontal}$	Farbort für den horizontalen Schnitt
$x_{Vertikal}, y_{Vertikal}$	Farborte für den vertikalen Schnitt
$X_w$	Gewichteter Tristimulus-Wert von $X$
$Y_w$	Gewichteter Tristimulus-Wert von $Y$
$Z_w$	Gewichteter Tristimulus-Wert von $Z$

### Griechische Symbole

$\alpha_{max}$	Maximaler Akzeptanzwinkel geführter Strahlung in einer Faser
$\alpha_x$	Aufweitungswinkel der Strahlung in x-Achse
$\alpha_y$	Aufweitungswinkel der Strahlung in y-Achse
$\beta$	Winkelausdehnung der Emissionsfläche
$\beta_{min}$	Minimale Winkelausdehnung der Lichtquelle, Grenze zur Punktformigkeit
$\beta_{max}$	Maximale Winkelausdehnung der Lichtquelle, Wärmeableitung des Auges unabhängig zur Fleckgröße
$\gamma_{DMD}$	Einfallswinkel der Strahlung auf den DMD-Chip
$\gamma_{grün}$	Einfache Resonatorumlaufverluste für Grün
$\gamma_i$	Einfache Resonatorumlaufverluste
$\gamma_{rot}$	Einfache Resonatorumlaufverluste für Rot
$\eta_{slope}$	Wirkungsgrad des Lasers
$\eta_{stokes}$	Stokes-Faktor
$\eta_{Labor,LD}$	Gemessener elektro-optischer Wirkungsgrad der Laserdioden
$\eta_{Labor,Out}$	Gemessener elektro-optischer Wirkungsgrad am Faserausgang

$\eta_{\text{RLL},2}$	Theoretisch bestimmter elektro-optischer Wirkungsgrad
$\eta_{\text{Theorie,LD}}$	Theoretisch bestimmter elektro-optischer Wirkungsgrad der Laserdioden
$\eta_{\text{Theorie,Out}}$	Theoretisch bestimmter elektro-optischer Wirkungsgrad am Faserausgang
$\theta_{\text{Praxis}}$	Halber gemessener Öffnungswinkel des emittierten Lichtkegels
$\Theta_{\text{Praxis}}$	Gemessener Gesamtöffnungswinkel des emittierten Lichtkegels
$\Theta_{\text{Theorie}}$	Theoretisch berechneter Gesamtöffnungswinkel des emittierten Lichtkegels
$\Theta_{\text{Hor}}$	Horizontaler Gesamtöffnungswinkel des emittierten Lichts
$\Theta_{\text{Ver}}$	Vertikaler Gesamtöffnungswinkel des emittierten Lichts
$\Delta\lambda_{\text{YAG}}$	Konvertiertes, emittiertes Spektrum des YAG:Ce Leuchtstoffs
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_{\text{LD}}$	Wellenlänge der genutzten Laserdiode
$\lambda_{\text{Peak}}$	Peak im Absorptionsspektrum
$\lambda_{\text{pump}}$	Wellenlänge der Pumplaserdiode
$\lambda_{\text{blau}}$	Wellenlänge im blauen Spektralbereich
$\lambda_{\text{grün}}$	Wellenlänge im grünen Spektralbereich
$\lambda_{\text{rot}}$	Wellenlänge im roten Spektralbereich
$\lambda_{\text{s1}}$	Wellenlänge für das 1. Signal (Rot) in der Simulation
$\lambda_{\text{s2}}$	Wellenlänge für das 2. Signal (Grün) in der Simulation
$\lambda_{\text{Laser}}$	Stimulierte Wellenlänge
$\tau$	Lebensdauer
$\Phi_{\text{Gesamt}}$	Gesamter resultierender Lichtstrom
$\phi_{\text{FAST}}$	Divergenzwinkel der Fast-Axis
$\phi_{\text{SLOW}}$	Divergenzwinkel der Slow-Axis

## Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

---

$\phi(\lambda)$	Farbreizfunktion
$\omega_{\text{fast}}$	Strahldurchmesser in der Fast-Axis
$\omega_{\text{slow}}$	Strahldurchmesser in der Slow-Axis
$\omega_{\text{signal}}$	Strahldurchmesser des Strahls in der Simulation
$\omega$	Strahldurchmesser

# Abbildungsverzeichnis

2.1	CIE-Normfarbtafel . . . . .	10
2.2	Vergleich von Laserprojektoren aus dem Jahr 2004 und 2016 . . . . .	16
2.3	Energieniveauschema von $\text{Pr}^{3+}$ -Ionen . . . . .	19
2.4	Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt eines Pr:YLF Kristalls . . . . .	21
2.5	Schematische Versuchsanordnung eines monochromatischen Pr:YLF Festkörperlasers . . . . .	24
2.6	Zwei Anordnungen zur Realisierung von RGB Festkörperlasern . . . . .	25
3.1	Funktionsweise eines 0,3,, DMD-Chips . . . . .	41
3.2	Prozentual eingekoppelter Lichtstrom einer konventionellen Remote-Lichtquelle . . . . .	50
3.3	Lichtstrombilanz zweier konventioneller Remote-Lichtquellen . . . . .	52
3.4	Prinzipiskizzen zweier laserbasierter Remote-Lichtquellen . . . . .	57
4.1	Prinzipiskizzen unterschiedlicher Remote-Laser-Lichtquellen . . . . .	72
5.1	Vergleich der vermessenen Spektrum beider LEDs (a) ohne Kristall und (b) mit Pr:YLF Kristall. . . . .	93

5.2	Berechnetes Absorptionsspektrum des genutzten Pr:YLF Kristalls . . . . .	94
5.3	Kaustik des Fokuspunktes der Pumpstrahlung nach einer vorherigen Kollimation mit asphärischer Linse	96
5.4	Kaustik des Fokuspunktes der Pumpstrahlung nach einer vorherigen Kollimation mit zwei Zylinderlinsen	98
5.5	P-I-Kennlinien der Pumplaserdiode . . . . .	100
5.6	Arbeitsgerade der Pumplaserdiode . . . . .	101
5.7	Gemessenes Emissionsspektrum des genutzten Pr:YLF Kristalls . . . . .	103
5.8	Bestimmung der Lebensdauer . . . . .	104
5.9	Aufgenommene Kennlinie des bei $\lambda_{\text{rot}} = 639 \text{ nm}$ emittierenden Pr:YLF Lasers . . . . .	107
5.10	Spektrum der roten stimulierten Emission des Pr:YLF Lasers . . . . .	108
5.11	Experimentelle Versuchsanordnung des bei $\lambda_{\text{grün}} = 523 \text{ nm}$ emittierenden Pr:YLF Lasers . . . . .	109
5.12	Spektrum der grünen stimulierten Emission des Pr:YLF Lasers . . . . .	109
5.13	Vergleich der Laserkennlinien aus Praxis und Simulation zur Anpassung des Wirkungsgrades . . . . .	113
5.14	Vergleich der Laserkennlinien aus Praxis und Simulation mit Variation der Strahltaillen . . . . .	115
5.15	Verstärkung zweier Bandübergänge für eine Erhöhung der Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels	118
5.16	Resultierende stimulierte Emissionen für verschiedene Transmissionsgrade . . . . .	119
5.17	Schematische Skizze der Versuchsanordnung des Pr:YLF Lasers mit BFT-Modul . . . . .	122
5.18	Normierte Spektren der stimulierten Bandübergänge mittels einer Versuchsanordnung mit BFT-Modul	123
5.19	Experimentelle Versuchsanordnung des Pr:YLF Lasers mit BFT-Modul . . . . .	125

5.20 Normiertes Spektrum der zeitgleich stimulierten Bandübergänge von $\lambda = 523$ nm und $\lambda = 546$ nm .	126
5.21 Normiertes Spektrum der zeitgleich stimulierten Bandübergänge von $\lambda = 607$ nm und $\lambda = 639$ nm .	127
5.22 Normiertes Spektrum mehrerer zeitgleich stimulierter Bandübergänge in verschiedenen Kombinationen	128
5.23 Schematische Skizze zur Emission von RGB Strahlung aus einem Resonator . . . . .	130
5.24 Modifizierte schematische Skizze zur Emission von RGB Strahlung aus einem Resonator . . . . .	131
5.25 Experimentelle Versuchsanordnung zur Emission von RGB Strahlung aus einem Resonator . . . . .	132
5.26 Unterschiedliche Lasermoden der simultanen roten und grünen Emission . . . . .	133
5.27 Spektren der simultanen stimulierten Emission von roter und grüner Strahlung . . . . .	134
5.28 Einschwingverhalten der einzelnen monochromatischen Laseremission . . . . .	136
5.29 Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse von Rot und Grün mit einem Übergewicht des Strahlungsflusses der roten Emission . . . . .	137
5.30 Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse von Rot und Grün mit einem Übergewicht des Strahlungsflusses der grünen Emission . . . . .	138
5.31 Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse von Rot und Grün mit einem Gleichgewicht der Emissionen . . . . .	140
5.32 Zeitlicher Verlauf der normierten Strahlungsflüsse von Rot und Grün mit einer gepulsten Pumpstrahlung	141
6.1 Spektren der einzelnen RGB Laserdioden . . . . .	151
6.2 CIE-Normfarbtafel mit den rechnerisch resultierenden Farborten der RGB Laserdioden . . . . .	155

6.3	Schematische Darstellung des Initialsystems der RLL	158
6.4	Zeitliche Varianz des Strahlungsflusses der RGB Laserdioden . . . . .	159
6.5	Resultierendes Spektrum am Faserausgang des Faserkopplers . . . . .	164
6.6	Resultierender Farbort des gesamten addierten Spektrums. . . . .	165
6.7	Prinzip des Messaufbaus zur Charakterisierung der austretenden Laserstrahlung. . . . .	166
6.8	LDV resultierend aus der Abstrahlcharakteristik der RLL . . . . .	167
6.9	Farbverteilung resultierend aus der Abstrahlcharakteristik der RLL . . . . .	168
6.10	Scheinbare Fläche des DMD-Chips . . . . .	174
6.11	Skizze des Strahlenverlaufs durch MLA und abbildende Feldlinse im Beleuchtungspfad . . . . .	177
6.12	Darstellung der optischen Komponenten im initialen Beleuchtungspfad . . . . .	179
6.13	Simulation der LDV im Ausleuchtbereich des DMD-Chips mit dem Initialsystem . . . . .	180
6.14	LDV der resultierenden Ausleuchtung des initialen Beleuchtungspfades . . . . .	184
6.15	Farbverteilung der resultierenden Ausleuchtung des initialen Beleuchtungspfades . . . . .	187
6.16	CIE-Normfarbtafeln samt der resultierenden gemittelten Farbkoordinate des Initialsystems . . . . .	188
6.17	Fotografische Aufnahme der RLL samt des Beleuchtungspfades ohne die Feldlinse . . . . .	189
6.18	Resultierende Farborte der zwei möglichen Systemvarianten einer RLL zweiter Generation . . . . .	194
6.19	Prinzipskizze des Beleuchtungspfades mittels FFR	199
6.20	Simulation der LDV im Ausleuchtbereich des DMD-Chips mit einem FFR . . . . .	201

6.21 Fotografische Aufnahme des für die Charakterisierung genutzten FFR . . . . .	203
6.22 LDV der resultierenden Ausleuchtung des FFR . . . . .	205
6.23 Farbverteilung der resultierenden Ausleuchtung des FFR . . . . .	207
6.24 CIE-Normfarbtafel mit resultierender gemittelter Farbkoordinate des FFR . . . . .	208
6.25 Skizze einer RLL in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem . . . . .	210
6.26 Möglicher Ausleuchtbereich einer RLL in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem . . . . .	212
6.27 Vergleich mehrerer Ausleuchtbereiche einer RLL in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem . . . . .	213
A.1 PWM-Signale in Abhängigkeit des jeweiligen RGB Strahlungsflusses . . . . .	282
A.2 CIE-Normfarbtafel mit den gewünschten und den in der Messung erzielten Farborten . . . . .	284
A.3 Vergleich der Augensicherheit bei unterschiedlichen Einwirkdauern $t_x$ für eine scheinbar Quelle mit $r_{LQ} = 9$ mm. . . . .	298
A.4 Vergleich der Augensicherheit mit vergrößertem Ausleuchtbereich und doppelter scheinbar Quelle bei unterschiedlichen Einwirkdauern $t_x$ . . . . .	300



# Tabellenverzeichnis

3.1	Genutzte Lampentypen für die Messung der Koppel- effizienz bei verschiedenen Radien der kreisförmigen Einkopffläche des Lichtwellenleiters. Nach EICH- HORN [20]. . . . .	49
4.1	Bewertung der unterschiedlichen Remote-Lichtquel- len Anordnungen hinsichtlich der Einkoppeffizienz, der Größe der Emissionsfläche, der Homogenität des emittierten Lichts und der Abstrahlcharakteris- tik zur Beleuchtung kleinster Flächen. Verwendet werden vier äquidistante Bewertungsschritte von schlecht (--) bis gut (++). . . . .	66
5.1	Übersicht der vorhandenen im experimentellen Auf- bau getesteten Resonatorspiegel. Die spektralen Re- flexionseigenschaften der Spiegel befinden sich im Anhang und sind in der Tabelle referenziert. . . . .	105
5.2	Berechnete und experimentell ermittelte Parameter für das theoretische Modell des Pr:YLF Lasers. . . . .	112
5.3	Maximaler Strahlungsfluss für die Emissionen einzel- ner Bandübergänge des umschaltbaren Pr:YLF Fest- körperlasers bei einem Strahlungsfluss der Pumpla- serdiode von 1 W. . . . .	124

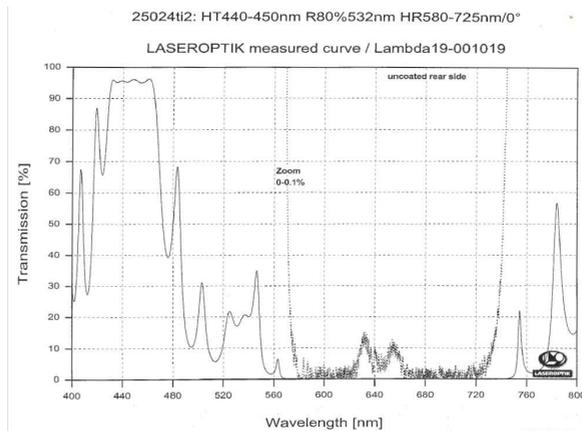
6.1	Festgelegte Gewichtungparameter für die drei Wellenlängenbereiche RGB. . . . .	151
6.2	Rechnerisch resultierende Farborte aus den Kombinationen der unterschiedlichen Anzahlen an Laserdiodenmodulen (R/G/B) mit maximal emittiertem Strahlungsfluss und der jeweils nächstmögliche Farbort einer Emission im ECE-Weißbereich sowie der entsprechende Lichtstrom der Spektren dieser Farborte. . . . .	156
6.3	Messung des Strahlungsflusses der einzelnen Laserdiodenmodule vor der Einkopplung in den Faserkoppler und hinter dem Faserausgang sowie die daraus resultierende Koppeffizienz. . . . .	161
6.4	Messung der tatsächlich elektrischen Leistung eines jeden Laserdiodenmoduls inklusive des Kühlsystems.	162
6.5	Bestimmung des Wirkungsgrades für den initialen Beleuchtungspfad. . . . .	182
6.6	Minimal- und Maximalwerte der horizontalen und vertikalen Farbverläufe der beleuchteten Zielebene mittels des initialen Beleuchtungspfades. . . . .	186
6.7	Ergebnis der Berechnung des Lichtstroms und des resultierenden Farbortes beider Systemvarianten. .	193
6.8	Koppeffizienzen der DPSS-Laser für den grünen Spektralbereich in Kombination mit dem 4x1-Faserkoppler. . . . .	195
6.9	Koppeffizienzen der drei Spektralanteile RGB in den 3x1 Faserkoppler für die RLL zweiter Generation.	196
6.10	Messung der tatsächlich elektrischen Leistung eines jeden Laser-Moduls der RLL zweiter Generation. .	197
6.11	Bestimmung des Wirkungsgrades für den FFR. . .	204
6.12	Minimal- und Maximalwerte der horizontalen und vertikalen Farbverläufe der beleuchteten Zielebene mittels FFR. . . . .	207

6.13	Kenndaten der RLL zweiter Generation in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem. . . . .	211
6.14	Kenndaten der RLL in einem hochaufgelösten Scheinwerfersystem auf einer Messwand in 25 m Entfernung. . . . .	213
A.1	Gewünschte und in der Messung erzielte Farborte, welche mittels der PWM Ansteuerung durch Laserdiodenmodule emittiert wurden. . . . .	284
A.2	Berechnung der MZB für den sichtbaren Wellenlängenbereich für eine Punktlichtquelle ( $\beta < \beta_{\min}$ ) bei unterschiedlichen Einwirkdauern. Tabellenausschnitt aus DIN EN 60825-1 [12]. . . . .	288
A.3	Berechnung der MZB für den sichtbaren Wellenlängenbereich für eine ausgedehnte Lichtquelle ( $\beta > \beta_{\min}$ ) bei unterschiedlichen Einwirkdauern. Tabellenausschnitt aus DIN EN 60825-1 [12]. . . . .	289
A.4	Eingabeparameter für das MATLAB Programm zur Abschätzung der Augensicherheit . . . . .	294
A.5	Numerische Werte für die Betrachtung der Augensicherheit mit dem MATLAB Programm . . . . .	297



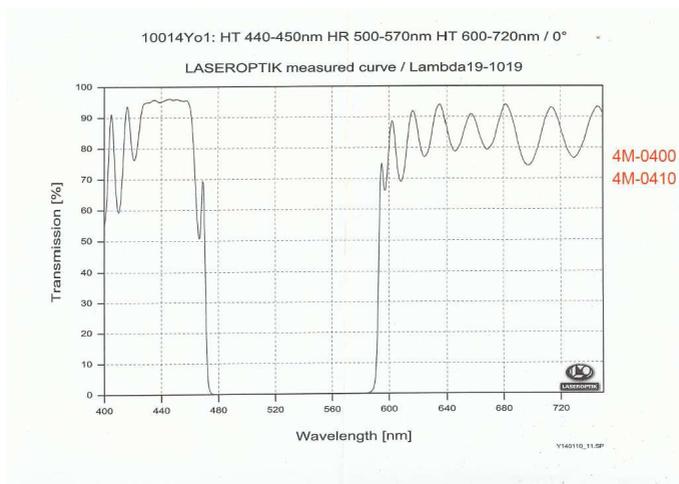
# Appendix

## Anhang I: Transmissionseigenschaften der Resonatorspiegel für den roten Wellenlängenbereich



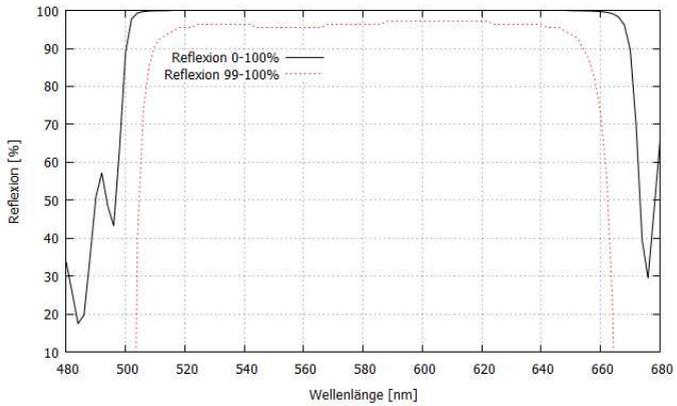
Spektrale Transmissionseigenschaft der Spiegel  $M_{1r}$ ,  $M_{2r}$  und  $M_{2r150}$ .

## Anhang II: Transmissionseigenschaften der Resonatorspiegel für den grünen Wellenlängenbereich



Spektrale Transmissionseigenschaft der Spiegel  $M_{1g}$  und  $M_{2g}$ .

### Anhang III: Reflexionseigenschaften des breitbandig reflektierenden Einkoppelspiegels



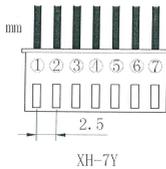
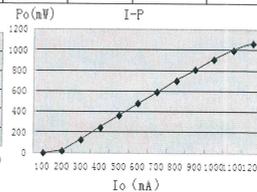
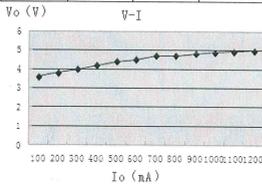
Spektrale Transmissionseigenschaft des Spiegels  $M_{1w}$ .

## Anhang IV: Datenblatt des blauen Laserdiodenmoduls

**acal** bfi European leader in advanced technology solutions  
**Acal BFI Germany GmbH**  
 www.acalbfi.de  
 info-de@acalbfi.de  
 Oppelner Straße 5 · D 42104 Gubenmaill  
 Tel: +49 (0)8142 6520 0 · Fax: +49 (0)8142 6520 190

Part Number: WSLX-445-001-H-T      Output Power: 1W  
 Wavelength: 445nm      Package:HHHL  
 Fiber Core:105um      Fiber length:80cm  
 Built-in TEC cooler      Connector: FC/PC

S/N	I <sub>th</sub> (mA)	I <sub>op</sub> (mA)	V <sub>op</sub> (V)	Power(mW)	TEC I <sub>max</sub> (A)	TEC V <sub>max</sub> (V)	Therm (K Ω) / β
R405144	100	1200	5	1070	2	8	10 ± 1% 3435



Pin#	Defines	Explain
Pin1	TE-	
Pin2	TE+	
Pin3	Rth	NTC Thermistor, 10K
Pin4	Rth	NTC Thermistor, 10K
Pin5	LD-	
Pin6	LD+	
Pin7	Null	

**Safety Information**

- ◆ Avoid eye exposure to direct or scattered radiation.
- ◆ ESD precautions must be taken.
- ◆ Use constant current power supply, avoid surge current.
- ◆ Laser diode must be used according to the specifications.
- ◆ Laser diode must work with good cooling.
- ◆ Storage: -20°C ~ +80°C.

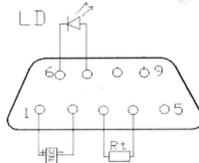
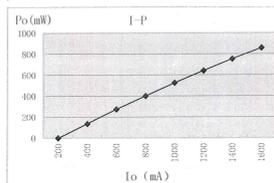
## Anhang V: Datenblatt des grünen Laserdiodenmoduls

### TEST REPORT (25°C)

Part Number: ABLX-520-800M-H-T      Output Power: 800mW  
 Wavelength: 520nm      Fiber length:80cm  
 Fiber Core:200um      Connector: FC/PC  
 Built-in TEC cooler



S/N	I <sub>th</sub> (A)	I <sub>op</sub> (A)	V <sub>op</sub> (V)	Power(mW)	TEC I <sub>max</sub> (A)	TEC V <sub>max</sub> (V)	THRM (K Ω) / β
R407323	0.2	1.6	5.5	860	2	8	10±1%3435



Pin Connection	Definition
PIN 1	TE+
PIN 2	TE-
PIN 3	Rth
PIN 4	Rth
PIN 5	-
PIN 6	LD-
PIN 7	LD+
PIN 8	-
PIN 9	-

#### Safety Information

- ◆ Avoid eye exposure to direct or scattered radiation.
- ◆ ESD precautions must be taken.
- ◆ Use constant current power supply. Avoid surge current.
- ◆ Laser diode must be used according to the specifications.
- ◆ Laser diode must work with good cooling.
- ◆ Storage: -20°C ~ +80°C.

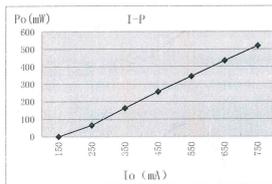
## Anhang VI: Datenblatt des roten Laserdiodenmoduls

### TEST REPORT (25°C)

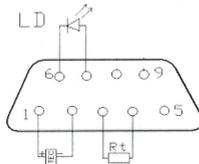
Part Number: ABLX-635-500M-II-T      Output Power: 500mW  
 Wavelength: 635nm      Fiber length: 80cm  
 Fiber Core: 105um      Connector: FC/PC  
 Built-in TEC cooler



S/N	I <sub>th</sub> (mA)	I <sub>op</sub> (mA)	V <sub>op</sub> (V)	Power (mW)	TEC I <sub>max</sub> (A)	TEC V <sub>max</sub> (V)	THERM (KΩ) / β
R407317	150	750	2.8	520	2	8	10±1%3435



Pin Connection	Definition
PIN 1	TE+
PIN 2	TE-
PIN 3	K <sub>th</sub>
PIN 4	R <sub>th</sub>
PIN 5	-
PIN 6	LD-
PIN 7	LD+
PIN 8	-
PIN 9	-



#### Safety Information

- ◆ Avoid eye exposure to direct or scattered radiation.
- ◆ ESD precautions must be taken.
- ◆ Use constant current power supply. Avoid surge current.
- ◆ Laser diode must be used according to the specifications.
- ◆ Laser diode must work with good cooling.
- ◆ Storage: -20°C ~ +80°C.

## Anhang VII: Datenblatt des 9x1 Faserkopplers



Pump Combiner

S/N:	C160373786		Description:	MPC:9x1	Date:	Jul 22 2016	
P/N:	ABPC9X1405-700/1W140170C7						
Parameters	Lead mark	Fiber	Efficiency(%)			Fiber length(m)	Max pump power
Pump input	Pump input1	200/220 0.22NA	83.2	85.5	82.7	>1	1W/port
	Pump input2		83.1	84.5	82.7	>1	
	Pump input3		81.6	83.6	82.5	>1	
	Pump input4		82.5	84.5	81.6	>1	
	Pump input5		83.5	81.7	79.6	>1	
	Pump input6		83.2	85.5	81.6	>1	
	Pump input7		82.5	84.5	83.2	>1	
	Pump input8		83.2	85.5	81.7	>1	
	Pump input9		81.6	84.5	82.3	>1	
Test condition			65nm 0.22NA 100mW	83nm 0.22NA 100mW	445nm 0.22NA 100mW		
Output	Output fiber	600/690 0.22NA	Fiber length(m)			>1	
Pump Input (FC/PC) <input type="checkbox"/> Pump Input (FC/PC) <input type="checkbox"/> Pump Input (FC/PC) <input type="checkbox"/>				Output(FC/PC)		Tested by:	

Note: 1 Color mark may absorb leaded power, it should be erased after splicing.  
 2 Device package must be mounted onto heat sink (active cooling is suggested)  
 with thermal paste and the side with Lightcomm logo MUST face up.

## Anhang VIII: Datenblatt des 3x1 Faserkopplers



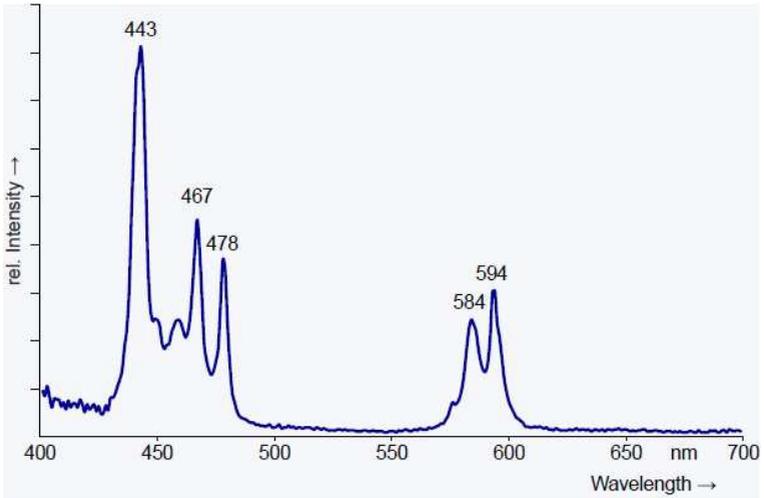
### Pump and Signal Combiner

S/N:	3302001952		Description:	MPC-4x1	Date	May,29,2018
P/N:	MPC-4X1-445/520/635/638nm-40W/0.5W-160/144-128-SMA905X5-250X35X17-1m					
Parameters	Lead mark	Fiber	Efficiency(%)	Fiber length(m)	Max pump power	
Pump input	Pump input1(black)	400/440-22A	86.9	≥0.82	40W/Port	
	Pump input2(black)		87.4	≥0.91		
	Pump input3(black)		88.3	≥0.97		
	Pump input4(black)	220/242 0.22NA	86.9	≥1		
	Test condition	450nm 0.22NA				
Output	Lead mark	Fiber	Fiber length(m)			
	Output(black)	AFS800/880/1030/1550Z-0.22NA		≥0.96		
<div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="margin-right: 10px;">             Pump input 1 <input type="checkbox"/>              Pump input 2 <input type="checkbox"/>              Pump input 3 <input type="checkbox"/>              Pump input 4 <input type="checkbox"/> </div> <div style="margin-right: 10px;"> </div> <div style="margin-right: 10px;">             LxWxH:250x35x17mm         </div> <div style="margin-right: 10px;"> </div> <div>             Output <input type="checkbox"/> </div> </div>						
Tested by:						 jinxing Lin

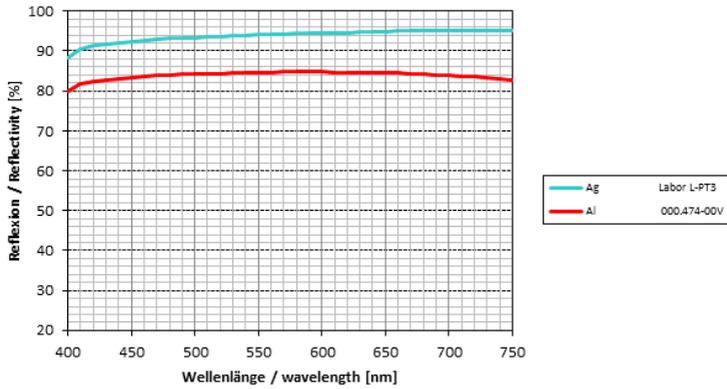
Note: 1 Color mark may absorb leaded power, it should be erased after splicing.

2 Device package must be mounted onto heat sink(active cooling is suggested) with thermal paste and the side with logo MUST face up.

**Anhang IX:**  
**Absorptionsspektrum des genutzten Pr:YLF Kristalls**



## Anhang X: Reflexionseigenschaften von Aluminium und Silber



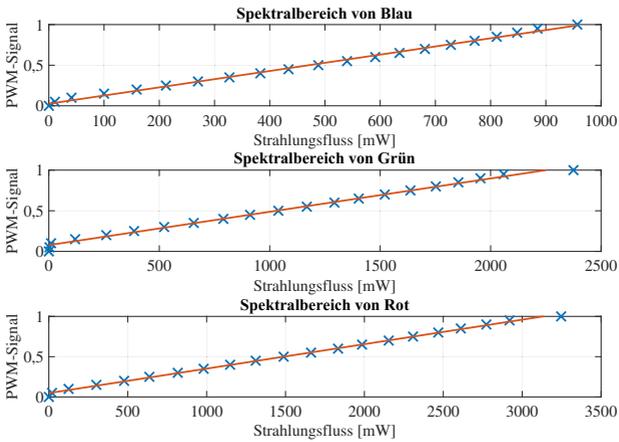
**Anhang XI:****Emission beliebiger Farborte im RGB Farbraum**

Da ein hoher Freiheitsgrad bei der Entwicklung neuartiger Lichtquellen für individuelle Gestaltung neuer Scheinwerfertechnologien von höchstem Interesse ist, gilt es, an dieser Stelle eine Möglichkeit zu entwickeln, jeden beliebigen Farbort im ECE-Weißbereich zu emittieren. Dadurch kann individuell an jede Situation oder an das Wohlbefinden des Fahrers ein Kaltweiß (beispielsweise bei längeren Nachtfahrten zur Verhinderung einer erhöhten Melatoninproduktion) oder ein Warmweiß emittiert werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, beliebige Lichtfarben herkömmlicher Leuchtmittel aktueller Scheinwerfersysteme durch die RLL zu imitieren. Wie bereits in Abschnitt 4.2 beschrieben, wären zudem farbige „Welcome-Light“ Szenarien denkbar.

Um demnach die Emission eines beliebigen Farborts im RGB Farbraum (siehe Abbildung 2.1) umsetzen zu können, muss eine individuelle Gewichtung der einzelnen Spektralanteile des vorhandenen Spektrums je nach gewünschter Zielordinate berechnet werden. Hierfür wird das bereits vorhandene MATLAB Programm leicht modifiziert. Die Gewichtungsfaktoren  $R_w$ ,  $G_w$  und  $B_w$  der drei Spektralbereiche werden, wie in Abschnitt 6.1.1 erläutert, auf Basis des Spektrums aus Abbildung 6.5 in dem MATLAB Programm berechnet. Anschließend werden die jeweiligen Gewichtungsfaktoren mit dem zugehörigen Spektralbereich des Referenzspektrums multipliziert. Hieraus ergibt sich für jeden der Bereiche ein resultierender Strahlungsfluss ( $P_{\text{opt,rot}}$ ,  $P_{\text{opt,grün}}$  und  $P_{\text{opt,blau}}$ ) zum Erzielen des gewünschten Farbortes. Diese Funktionen waren bis an dieser Stelle im ursprünglichen MATLAB Programm implementiert.

Die Erweiterung sieht vor, diese definierten Strahlungsflüsse am Faserende zu emittieren, um den gewünschten Farbort zu erreichen. Hierfür wird der PWM-Eingang des Laserdiodentreibers über ein „Arduinoboard MEGA“ [1] angesteuert. Es gilt demnach, eine

Kennlinie für jeden dieser Spektralbereiche zu bestimmen, welche das PWM-Signal in Abhängigkeit zum jeweiligen Strahlungsfluss ausgibt. Hierzu wird das Faserende direkt vor dem PM30 Sensor-kopf positioniert und der resultierende Strahlungsfluss für PWM-Signale von 0 bis 1 in 0.05 Schritten vermessen. Das Resultat ist in Abbildung A.1 dargestellt.



**Abbildung A.1:** Kennlinien für die drei Spektralbereiche von RGB zur Bestimmung des PWM-Signals in Abhängigkeit des jeweiligen Strahlungsflusses.

Die Ausgleichsgeraden der Messwerte ergeben sich zu

$$\text{PWM}_{\text{Blau}} = 1,007 \cdot 10^{-3} \cdot P_{\text{opt,blau}} + 0,02579, \quad (\text{A.1})$$

$$\text{PWM}_{\text{Grün}} = 0,3038 \cdot 10^{-3} \cdot P_{\text{opt,grün}} + 0,04778, \quad (\text{A.2})$$

$$\text{PWM}_{\text{Rot}} = 0,4102 \cdot 10^{-3} \cdot P_{\text{opt,rot}} + 0,07721. \quad (\text{A.3})$$

Aus den Kennlinien geht hervor, dass in den Wertebereichen des PWM-Signals  $< 0,1$  und  $> 0,95$  für die linearen Ausgleichgeraden eine geringe Abweichung zu den Messpunkten auftritt. Trotz dieser Abweichungen werden die Funktionen für eine allgemeine Lösung der Farbortansteuerung in dem MATLAB Programm genutzt.

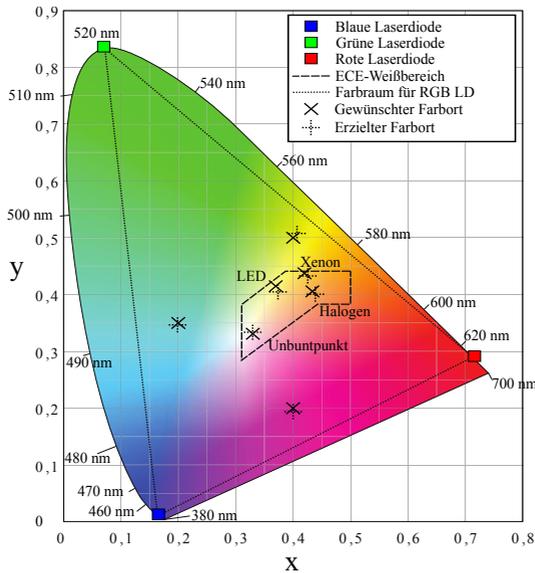
Für die Analyse der Funktionsweise werden unterschiedliche Farborte angestrebt. Neben einer Emission des Unbuntpunktes sollen die Farbkoordinaten von herkömmlichen Leuchtmitteln im automobilen Scheinwerfer eingestellt werden. Hierfür wurde jeweils der Farbort eines beliebigen Halogen-, eines Xenon- und eines LED-Scheinwerfers in der Ulbrichtkugel mit dem Spektroradiometer OL 770 vermessen. Zusätzlich zu diesen Farborten werden drei beliebige Koordinaten außerhalb des ECE-Weißbereichs angestrebt, um mögliche Farbemissionen für „Welcome-Light“ oder andere Signallichter für beispielsweise autonome Fahrzeuge ermöglichen zu können. Die Wahl fällt hierbei auf die Mischfarben Magenta, Gelb und Türkis, welche sich jeweils aus einem großen Anteil zweier Emissionslinien und einem geringen Anteil der dritten Spektralfarbe zusammensetzen. In Tabelle A.1 sind die gewünschten und die in der Messung erzielten Farborte gegenübergestellt. Eine Darstellung dieser Farborte in einer CIE-Normfarbtafel findet sich in Abbildung A.2.

Die größte Abweichung stellt sich für den Farbort der LED ein. Hierbei weicht die  $y$ -Koordinate des gemessenen Farborts um  $0,01$  zu dem Zielwert ab. Die absolute durchschnittliche Abweichung dieser sieben gemessenen Farborte von den angestrebten Farborten beträgt  $0,00386$  für die  $x$ -Koordinate und  $0,00543$  für die  $y$ -Koordinate.

Ein Grund für die Abweichungen liegt in der dynamischen Berechnung des jeweiligen PWM-Signals mit Hilfe der Ausgleichsgeraden aus Abbildung A.1. In dem Wertebereich zwischen  $0,95$  und  $1$  ergibt sich eine höhere Abweichung zwischen Messwert und Ausgleichsgerade als in dem restlichen Wertebereich des PWM-Signals

**Tabelle A.1:** Gewünschte und in der Messung erzielte Farborte, welche mittels der PWM Ansteuerung durch Laserdiodenmodule emittiert wurden.

	Gewünschter Farbort ( $x_{Ziel}; y_{Ziel}$ )	Gemessener Farbort ( $x_{real}; y_{real}$ )
Unbuntpunkt	(0,333; 0,333)	(0,329; 0,333)
Halogen	(0,433; 0,405)	(0,438; 0,400)
Xenon	(0,419; 0,437)	(0,425; 0,432)
LED	(0,369; 0,414)	(0,373; 0,404)
Magenta	(0,400; 0,200)	(0,400; 0,193)
Gelb	(0,400; 0,500)	(0,406; 0,507)
Türkis	(0,200; 0,350)	(0,198; 0,346)



**Abbildung A.2:** CIE-Normfarbtafel mit den eingezeichneten gewünschten und den in der Messung erzielten Farborten, welche mittels der PWM Ansteuerung der Laserdiodenmodule emittiert wurden.

von 0 bis 0,95. Die durchschnittlichen Abweichungen der x- und y-Koordinaten der erzielten Farborte können neben diesem möglichen Fehler und neben dem bedingten Messfehler durch eine mögliche Wellenlängenabweichung von  $\pm 1$  nm des OL 770 auf thermische Einflüsse zurückgeführt werden, welche bei einer Ansteuerung mit unterschiedlichen PWM-Signalen geringe Schwankungen des emittierten Strahlungsflusses mit sich bringen. Der Einfluss dieser möglichen Fehler wird aufgrund der geringen Abweichung des resultierenden Farbortes jedoch vernachlässigt. Die gewünschte Ansteuerung beliebiger Farborte wird somit als realisierbar und mit den gewünschten Ergebnissen angesehen.

## **Anhang XII: Abschätzung der Augensicherheit für das aktuelle Gesamtkonzept**

Da die Laserdioden in dem entwickelten Konzept nicht in Kombination mit einer Konvertereinheit genutzt werden sollen, ist die aus dem DMD-Scheinwerfersystem austretende Strahlung als reine stimulierte Laserstrahlung einzustufen. Hieraus resultieren besondere Anforderungen an die Augensicherheit des Gesamtsystems, da elektromagnetische Strahlung mit hohen Strahlungsdichten ein Verletzungsrisiko für das menschliche Auge oder sogar die menschliche Haut darstellt. Da das Hauptaugenmerk dieser Dissertation auf der technischen Umsetzung eines hochauflösenden Scheinwerfers auf Basis einer Remote-Laser-Lichtquelle liegt, wird in diesem angehangenen Kapitel eine kurze Abschätzung der Einhaltung von gegebenen Grenzwerten betrachtet.

### **Grundlegende Anforderungen an die Lasersicherheit**

Als Grundlage für diese Abschätzung dient die Norm DIN EN 60825-1 [12], welche die Sicherheit von Lasereinrichtungen gewährleisten soll. Auf Basis dieser Norm werden Klassifizierungen von Laser-Anlagen erstellt und die Anforderungen an ein augensicheres System definiert. Eine Klassifizierung des gesamten Lasermoduls soll an dieser Stelle nicht vorgenommen werden, da dies von einer unabhängigen Institution mit gültiger Zulassung durchgeführt werden sollte. Es gilt somit, eine Abschätzung der Augensicherheit auf Basis dieser Norm zur Verfügung zu stellen. Hierzu wird der Begriff „maximal zulässige Bestrahlung“ (MZB) eingeführt, welcher die maximale Höhe der Laserstrahlung definiert, unter der Personen bei einer Exposition keine schädlichen Folgen in den Augen oder auf der Haut davontragen. Diese MZB ist von unterschiedlichen Parametern wie der Wellenlänge  $\lambda$ , der Einwirkdauer  $t$  und der

Winkelausdehnung der scheinbar leuchtenden Fläche (in der Norm als scheinbar Quelle bezeichnet)  $\beta$  abhängig.

Die Winkelausdehnung  $\beta$  gibt den Winkel an, unter dem die scheinbare Quelle von einer bestimmten Entfernung  $s$  aus am Auge erscheint. Dies beinhaltet die Bewertung der Netzhautgefährdung für ein wirkliches oder scheinbares Objekt, welches das kleinstmögliche Bild auf der Netzhaut erzeugen kann. Hierbei gibt es einen minimalen und maximalen Grenzwert der Winkelausdehnung basierend auf dem Auflösungsvermögen und der Wärmeableitung des Auges. Die Wärmeableitung des Auges hat eine direkte Abhängigkeit von der Einwirkdauer  $t$  der Strahlung. Die größte Gefährdung für das menschliche Auge geht von scheinbar Quellen mit einer Winkelausdehnung unter  $\beta_{\min} = 1,5 \text{ mrad}$  aus, da diese als Punktlichtquellen angesehen werden können. Die maximale Winkelausdehnung  $\beta_{\max}$  hängt von der Einwirkdauer  $t$  ab und kann von  $5 \text{ mrad}$  bis zu  $100 \text{ mrad}$  betragen. Ab dieser maximalen Winkelausdehnung wird die Wärmeableitung des Auges nicht weiter durch die Fleckgröße auf der Netzhaut beeinflusst und ist somit vernachlässigbar. Für die Grenzwerte der Winkelausdehnung gelten die Gleichungen A.4 bis A.7. [117, 12]

$$\beta_{\min} = 1,5 \text{ mrad} \quad (\text{A.4})$$

$$\beta_{\max} = 5 \text{ mrad} \text{ für } t < 625 \mu\text{s} \quad (\text{A.5})$$

$$\beta_{\max} = 200 \cdot t^{0,5} \text{ mrad} \text{ für } 625 \mu\text{s} \leq t \leq 0,25 \text{ s} \quad (\text{A.6})$$

$$\beta_{\max} = 100 \text{ mrad} \text{ für } t > 0,25 \text{ s} \quad (\text{A.7})$$

**Tabelle A.2:** Berechnung der MZB für den sichtbaren Wellenlängenbereich für eine Punktlichtquelle ( $\beta < \beta_{\min}$ ) bei unterschiedlichen Einwirkdauern. Tabellenausschnitt aus DIN EN 60825-1 [12].

Einwirkdauer Wellenlänge	$5 \cdot 10^{-6} \text{ s} \leq t < 10 \text{ s}$	$10 \text{ s} \leq t < 100 \text{ s}$	$100 \text{ s} \leq t \leq 3 \cdot 10^4 \text{ s}$
$400 \text{ nm} < \lambda < 450 \text{ nm}$	$18 t^{0,75} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$	$100 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$	$C_3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ }^{\text{B}}$
$450 \text{ nm} < \lambda < 500 \text{ nm}$		$100 \cdot C_3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ und $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ }^{\text{A,B}}$	
$500 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$		$10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	

<sup>A</sup> In diesem Wellenlängenbereich treffen beide Grenzwerte zu. Der MZB darf keinen dieser beiden Werte überschreiten.

<sup>B</sup> Für die Berechnung des Korrekturfaktors  $C_3$  gelten die Gleichungen A.8 und A.9.

**Tabelle A.3:** Berechnung der MZB für den sichtbaren Wellenlängenbereich für eine ausgedehnte Lichtquelle ( $\beta > \beta_{\min}$ ) bei unterschiedlichen Einwirkdauern. Tabellenausschnitt aus DIN EN 60825-1 [12].

Einwirkdauer Wellenlänge	$5 \cdot 10^{-6} \text{ s} \leq t < 10 \text{ s}$	$10 \text{ s} \leq t < 100 \text{ s}$	$100 \text{ s} \leq t \leq 3 \cdot 10^4 \text{ s}$
$400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 700 \text{ nm}$	$18 t^{0,75} C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \text{ }^{\text{C}}$	Photochemische Netzhautgefährdung <sup>A</sup>	
		$100 \cdot C_3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \text{ }^{\text{B}}$	$C_3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ }^{\text{B}}$
		Thermische Netzhautgefährdung <sup>A</sup>	
		für $t < T_2$ gilt $18 t^{0,75} C_6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ ; für $t > T_2$ gilt $18 t^{0,75} C_6 T_2^{-0,25} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ }^{\text{C,D}}$	

<sup>A</sup> Die photochemische Netzhautgefährdung gilt im Wellenlängenbereich von  $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 600 \text{ nm}$ . An dieser Stelle gilt der geringere Grenzwert von thermischer und photochemischer Netzhautgefährdung als MZB.

<sup>B</sup> Für die Berechnung des Korrekturfaktors  $C_3$  gelten die Gleichungen A.8 und A.9.

<sup>C</sup> Für die Berechnung des Korrekturfaktors  $C_6$  gelten die Gleichungen A.10 bis A.12.

<sup>D</sup> Für  $T_2$  gelten die Gleichungen A.13 bis A.15.

$$C_3 = 1 \text{ für } 400 \text{ nm} < \lambda < 450 \text{ nm} \quad (\text{A.8})$$

$$C_3 = 10^{0,02(\lambda-450)} \text{ für } 450 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm} \quad (\text{A.9})$$

$$C_6 = 1 \text{ für } \beta \leq \beta_{\min} \quad (\text{A.10})$$

$$C_6 = \frac{\beta}{\beta_{\min}} \text{ für } \beta_{\min} < \beta \leq \beta_{\max} \quad (\text{A.11})$$

$$C_6 = \frac{\beta_{\max}}{\beta_{\min}} \text{ für } \beta > \beta_{\max} \quad (\text{A.12})$$

$$T_2 = 10 \text{ s für } \beta \leq 1,5 \text{ mrad} \quad (\text{A.13})$$

$$T_2 = 10 \cdot 10^{\frac{(\beta-\beta_{\min})}{98,5}} \text{ s für } \beta_{\min} < \beta \leq 100 \text{ mrad} \quad (\text{A.14})$$

$$T_2 = 100 \text{ s für } \beta > 100 \text{ mrad} \quad (\text{A.15})$$

Auf Basis dieser unterschiedlichen Parameter können nach den Tabellen A.2 und A.3 <sup>30</sup> die entfernungsabhängigen MZB-Werte bestimmt werden. Zur Berechnung der MZB für die Parameter beliebiger Laser-Lichtquellen wird im Rahmen dieser Dissertation ein MATLAB Programm entwickelt (siehe Abschnitt ). Es ergibt sich durch die gegebenen Gleichungen und den Parametern der zu definierenden Laser-Lichtquelle ein Schnittpunkt der MZB und der Bestrahlungsstärke der Lichtquelle bei einer Entfernung  $s$ , die sogenannte „Nominal Ocular Hazard Distance“ (NOHD), welche bei Unterschreitung dieser Distanz des Auges zur Lichtquelle eine Überschreitung der MZB beinhaltet. Somit muss zur Gewährleistung der Augensicherheit mindestens die NOHD zur scheinbar

---

<sup>30</sup>Tabellenausschnitte entnommen aus der DIN EN 60825-1 [12]

Quelle eingehalten werden. Dieser Abstand kann nicht nur durch die Parameter für die Berechnung der MZB beeinflusst werden, sondern maßgeblich auch von der Divergenz der Lichtquelle. Um ein besseres Verständnis von der Thematik der Augensicherheit zu bekommen, soll mit Hilfe des MATLAB Programms eine Aussage für unterschiedliche Lichtquellen-Eigenschaften über die Gefährdung der Augen gegeben werden.

### **Umsetzung eines MATLAB Programms zur Abschätzung der Augensicherheit**

Bei der Realisierung des MATLAB Programms soll die MZB einer jeweils zu definierenden Lichtquelle in Abhängigkeit zu der Entfernung einer Messwand berechnet werden. Hierzu werden verschiedene Annahmen zur Vereinfachung des Programms getroffen. Da an dieser Stelle keine Klassifizierung des Systems durchgeführt werden soll, sondern eine Abschätzung der Augensicherheit, werden die Parameter zur Berechnung der MZB für den jeweils kritischsten Fall ausgewählt. Zur weiteren Vereinfachung wird die Bewertung der Augensicherheit für den direkten Blick des menschlichen Auges in die scheinbar Quelle entlang der optischen Achse betrachtet.

Da in dem hochauflösten Scheinwerfer auf Basis einer Remote-Laser-Lichtquelle ein DMD-Chip und eine an jeden Ausleuchtbereich variabel angepasste Projektionsoptik genutzt werden kann, ist die Größe des Lichtkegels an der Lichtaustrittsfläche nicht eindeutig bestimmbar. Um die Augensicherheit für jede gewählte Projektionsoptik zu gewährleisten, soll als scheinbar leuchtende Fläche der DMD-Chip angenommen werden, welcher in jedem Fall kleiner als die Lichtaustrittsfläche auf der Projektionsoptik sein wird. Diese Größe der scheinbar Lichtquelle soll im Hinblick der Nutzung verschiedener DMD-Chipsets im dem MATLAB Programm dennoch variable einzustellen sein. Für nicht kreisförmige Quellen, wie bei einer aktiven DMD-Fläche, gilt es den Mittelwert der größten und

kleinsten Ausdehnung zu bilden [117]. Um das Programm flexibel nutzen zu können, soll jeder beliebige Ausleuchtbereich auf der Straße manuell einstellbar sein. Der gesamte Divergenzwinkel bzw. der Öffnungswinkel für den horizontalen und vertikalen Ausleuchtungsbereich ist demnach frei wählbar.

Die Bewertung des Systems muss für die Strahlung mehrerer Wellenlängen berechnet werden, da die Remote-Laser-Lichtquelle eine Emission der drei Spektralfarben RGB erfordert. Aufgrund der Additivität der biologischen Wirkung des sichtbaren Spektralbereichs gilt es, die Summe der Quotienten der austretenden Laserstrahlung und der zulässigen MZB über die jeweilige Wellenlänge zu bilden. Wie aus Gleichung A.16 hervorgeht, muss der hieraus resultierende Wert kleiner oder gleich eins sein, um die Augensicherheit für polychromatische Strahlung gewährleisten zu können. [117]

$$\frac{E_{\text{rot}}}{MZB_{\text{rot}}} + \frac{E_{\text{grün}}}{MZB_{\text{grün}}} + \frac{E_{\text{blau}}}{MZB_{\text{blau}}} \leq 1 \quad (\text{A.16})$$

Um mit Hilfe des Programms eine Aussage über die Augensicherheit eines beliebigen monochromatischen Systems treffen zu können, muss die Abnahme der Bestrahlungsstärke  $E$  und die MZB in Abhängigkeit der Entfernung (entlang der optischen Achse) aufgetragen werden. Das System kann als augensicher bewertet werden, wenn die Bestrahlungsstärke  $E$  die MZB unterschreitet. Gibt es an einer Stelle einen Schnittpunkt der Graphen, wobei die Bestrahlungsstärke  $E$  unter den Wert der MZB fällt, gilt die Entfernung dieser Stelle als NOHD. Ist die Entfernung des menschlichen Auges größer als die an der Stelle des Schnittpunktes kann die Strahlung als augensicher eingestuft werden. Bei polychromatischen Systemen hingegen wird das Ergebnis aus Gleichung A.16 in Abhängigkeit zu der Entfernung der scheinbar Quelle aufgetragen. Unterschreitet dieser Graph den Wert von eins, so entspricht die dazugehörige Stelle wie auch bei monochromatischen Emissionen der NOHD. Gibt es mehrere Schnittpunkte, bei welchen

der Graph den Wert von eins unterschreitet, . Für die Berechnung des MZB-Wertes und der Bestrahlungsstärke  $E$  in Abhängigkeit der Entfernung zur Lichtquelle müssen die einzelnen Parameter der Remote-Laser-Lichtquelle sowie die Einwirkdauer  $t$  (Eingabeparameter sind in Tabelle A.4 dargestellt) auf das menschliche Auge definiert werden. Die Eingabe dieser Parameter soll über eine grafische Benutzeroberfläche vereinfacht werden. Der Programmcode und die Benutzeroberfläche sind in Anhang A dargestellt. In Abschnitt werden hochauflöste Scheinwerfersystem auf Basis einer Remote-Laser-Lichtquelle mit verschiedenen Eigenschaften auf die Augensicherheit geprüft. Das Ergebnis soll analysiert werden und im späteren Verlauf bei der Umsetzung des Gesamtsystems berücksichtigt werden.

**Tabelle A.4:** Eingabeparameter für das MATLAB Programm zur Abschätzung der Augensicherheit

<b>Eingabeparameter</b>	<b>Beschreibung des Eingabeparameters</b>
$P_{\text{opt,rot}}$	Strahlungsfluss bei 635 nm
$P_{\text{opt,grün}}$	Strahlungsfluss bei 520 nm
$P_{\text{opt,blau}}$	Strahlungsfluss bei 445 nm
$r_{\text{LQ}}$	Radius/Mittelwert von halber Seitenlänge aus größter und kleinster Ausdehnung der scheinbar Quelle
$\Theta_{\text{Hor}}$	Horizontaler Gesamtöffnungswinkel des emittierten Lichts für einen bestimmten Ausleuchtbereich
$\Theta_{\text{Ver}}$	Vertikaler Gesamtöffnungswinkel des emittierten Lichts für einen bestimmten Ausleuchtbereich
$t$	Einwirkdauer am menschlichen Auge
$s_{\text{max}}$	Maximale Entfernung bis zu welcher der MZB-Wert berechnet werden soll

## Analyse der Ergebnisse zur Abschätzung der Augensicherheit

Für eine zuverlässige Abschätzung der Augensicherheit müssen zunächst Eingabeparameter entsprechend eines realisierbaren Laboraufbaus ausgewählt werden. Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, soll der DMD-Chip als scheinbar Quelle angenommen werden. Der genutzte 0,55“ DMD-Chip mit 1,3 Millionen Pixel besitzt eine Fläche von 12,44 mm x 6,12 mm [122]. Aus der kleinsten und größten Ausdehnung der halben Seitenlänge ergibt sich ein Mittelwert von 9,28 mm, welcher die Größe der scheinbar leuchtenden Fläche für die Berechnung der MZB im MATLAB Programm darstellt. Für die höchste zulässige Beleuchtungsstärke  $E_{\max}$  ergibt sich entsprechend Abschnitt 6.3 ein horizontaler Gesamtöffnungswinkel von  $\Theta_{\text{Hor}} = 15,64^\circ$  und vertikal von  $\Theta_{\text{Ver}} = 7,86^\circ$ . Die emittierten Strahlungsflüsse ergeben sich entsprechend Tabelle 6.13 zu  $P_{\text{opt,rot}} = 14,28 \text{ W}$ ,  $P_{\text{opt,grün}} = 6,05 \text{ W}$  und  $P_{\text{opt,blau}} = 3,10 \text{ W}$ . Für die Einwirkdauer  $t$  sollen verschiedene Zeiten verwendet und der Einfluss auf die Augensicherheit analysiert werden. Prinzipiell gilt, je kürzer die Expositionszeit, desto unkritischer ist die Gefährdung für das menschliche Auge. An dieser Stelle werden die Einwirkdauern exemplarisch gewählt, um die unterschiedlichen Bedingungen und Korrekturfaktoren aus Tabelle A.2 und A.3 miteinander vergleichen zu können. Für jede gewählte Einwirkdauer  $t_x$  wird ein vereinfachtes Szenario angeführt, wie es im Straßenverkehr vorkommen kann. Diese Szenarien dienen ausschließlich der Verbildlichung beispielhafter Einwirkdauern, wobei die Abnahme der Bestrahlungsstärke erst in der Analyse der Augensicherheit mit einfließt. Eine weitere Voraussetzung für diese Betrachtung ist, dass die Funktion des blendfreien Fernlichts in den vorliegenden Situationen aus einem nicht weiter spezifizierten Grund nicht aktiviert ist.

Als kürzeste Expositionszeit soll der Lidschlussreflex mit  $t_1 = 0,25$  s angenommen werden. Unter der Annahme einer Abschaltung bei geringeren Geschwindigkeiten als 40 km/h (wie auch bei dem LARP Zusatzfernlicht, beschrieben in Abschnitt 3.3), kann eine weitere Expositionszeit aus einer Begegnungssituation zweier Fahrzeuge generiert werden. Die Fahrzeuge fahren beide aus einer Entfernung von  $s = 100$  m konstant mit einer Geschwindigkeit von  $v_{\text{FAHRZEUG}} = 40$  km/h aufeinander zu, wobei der Fahrer aus dieser Distanz dauerhaft in den Scheinwerfer des entgegenkommenden Fahrzeugs blickt. Die Expositionszeit beträgt für diesen Fall  $t_2 = 4,5$  s.

Eine dritte Einwirkdauer ergibt sich aus dem Szenario eines am Fahrbahnrand stehenden Fußgängers ( $v_{\text{FUSSGÄNGER}} = 0$  km/h), welcher von einem Fahrzeug mit der Geschwindigkeit  $v_{\text{FAHRZEUG}} = 40$  km/h passiert wird. Der Fußgänger schaut hierbei aus einer Entfernung von  $s = 150$  m dauerhaft in den Scheinwerfer. Die Expositionszeit beträgt somit  $t_3 = 13,5$  s. Ein viertes Szenario soll die dauerhafte Exposition des menschlichen Auges unter einer Aussetzung der Laserstrahlung betrachten. Diese kann auftreten, wenn ein Fahrzeuginsasse auf der Rückbank des vorausfahrenden Fahrzeugs dauerhaft in die Scheinwerfer des nachfolgenden Verkehrs blickt. Als exemplarische Einwirkdauer wird  $t_4 = 120$  s gewählt.

Für die maximale Entfernung  $s_{\text{max}}$  soll ein Wert gewählt werden, welcher eine übersichtliche Darstellung der Augensicherheit in einem Graphen gewährleistet. Zudem muss in dem Graphen mindestens die Entfernung berücksichtigt werden, bei welcher die minimale Winkelausdehnung unterschritten wird, da ab  $\beta_{\text{min}} = 1,5$  mrad aufgrund der Punktförmigkeit der scheinbar Quelle eine geringere MZB gilt. Mit den hier verwendeten Eingabeparametern (siehe Tabelle A.5) und Gleichung A.17 ergibt sich für den Bereich einer minimalen Winkelausdehnung der scheinbar Quelle eine Entfernung von  $s_{\beta_{\text{min}}} \geq 12$  m. Die maximale Entfernung für den Graphen der Augensicherheit wird demnach auf  $s_{\text{max}} = 20$  m festgelegt.

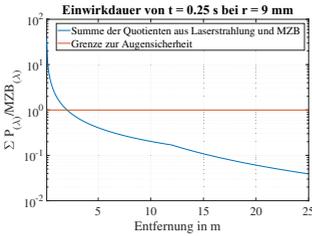
Die resultierenden Graphen für die unterschiedlichen Einwirkdauern  $t_x$  sind in den Abbildungen A.3a bis A.3d dargestellt.

$$s_{\beta_{min}} = \frac{r}{\tan\left(\frac{\beta_{min}}{2}\right)} \quad (\text{A.17})$$

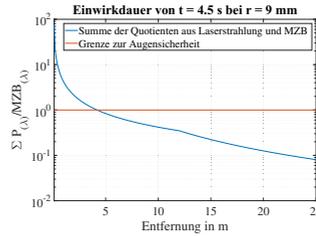
**Tabelle A.5:** Numerische Werte für die Betrachtung der Augensicherheit mit dem MATLAB Programm

Eingabeparameter	Numerischer Wert
$P_{\text{opt,rot}}$	14,28 W
$P_{\text{opt,grün}}$	6,05 W
$P_{\text{opt,blau}}$	3,10 W
$r_{\text{LQ}}$	9 mm
$\Theta_{\text{Hor}}$	15,64°
$\Theta_{\text{Ver}}$	7,86°
$t_x$	0,25 s, 4,5 s, 13,5 s, 120 s

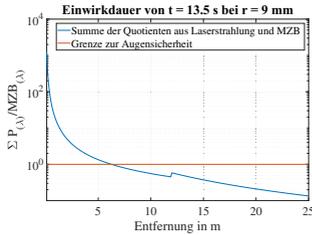
Ein Vergleich der Graphen zeigt den großen Einfluss der Einwirkdauer  $t_x$  auf die Augensicherheit des Systems. Während die Augensicherheit für kurze Einwirkdauern bei  $t_1$  und  $t_2$  bereits ab einer Entfernung von 2,03 m sowie 4,19 m gegeben ist, geht aus dem Graphen in Abbildung A.3c eine NOHD für eine Einwirkdauer  $t_3 = 13,5$  s von 6,24 m hervor. Dieser Einfluss der MZB bei einer ausgedehnten Lichtquelle für Einwirkdauern  $t_x < 100$  s und  $t_x < T_2$  ergibt sich aus dem Ergebnis der Gleichungen, welches in  $\text{J}/\text{m}^2$  angegeben wird. Die Einwirkdauer  $t_x$  zur Berechnung der MZB fließt bei der thermischen Netzhautgefährdung (bei  $t_x < T_2$ ) als Faktor mit einer Potenz kleiner eins (also  $t_x^{0,75}$ ) ein. Durch die Division des Ergebnisses mit  $t_x$ , um die MZB in  $\text{W}/\text{m}^2$  angeben



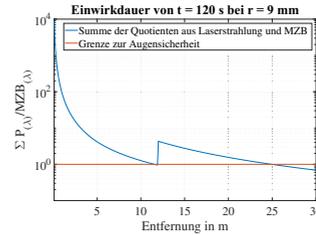
(a) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_1 = 0,25$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 2,03$  m.



(b) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_2 = 4,5$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 4,19$  m.



(c) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_3 = 13,5$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 6,24$  m.



(d) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_4 = 120$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 24,92$  m.

**Abbildung A.3:** Vergleich der Augensicherheit bei unterschiedlichen Einwirkdauern  $t_x$  für eine scheinbar Quelle mit  $r_{\text{LQ}} = 9$  mm.

zu können, ergibt sich jedoch ein kritischerer MZB für steigende Einwirkdauern  $t_x$ .

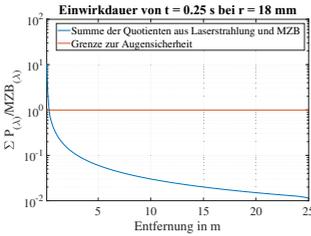
Für eine Einwirkdauer von  $t_4 = 120$  s unterschreitet der Graph die Grenze der Augensicherheit an zwei Stellen. Zunächst ergibt sich eine Distanz von  $s_1 = 11,55$  m, ab welcher das System die Grenze zur Augensicherheit unterschreitet. Aufgrund der Punktförmigkeit (also  $\beta > \beta_{\text{min}}$ ) der scheinbar Quelle ab einer Entfernung von  $s_{\beta_{\text{min}}} \geq 12$  m gilt ab dieser Entfernung eine kritischer bewertende Gleichung für die Berechnung der MZB. Der Graph liegt somit

erneut über der Grenze zur Augensicherheit und unterschreitet diese erst bei einer Entfernung von  $s_2 = 24,92$  m. Somit muss zur Gewährleistung der Augensicherheit bei andauernder Exposition des Auges bei einem derartigen System eine Distanz von  $s_{\text{NOHD}} = 24,92$  m eingehalten werden.

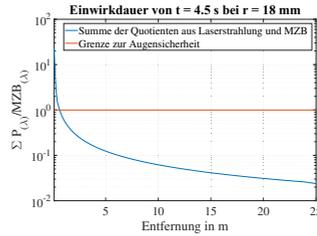
Aufgrund der gewählten Parameter für die Größe der scheinbar Quelle und der Divergenz der Lichtquelle, ist in dem hier angestrebten Extremfall (also dem oberen zulässigen Grenzwert der Beleuchtungsstärke) ein derartig hoher Sicherheitsabstand nötig. Durch die Variation dieser beiden Parameter wird eine deutliche Verringerung der NOHD erzielt. Einerseits kann der Ausleuchtbereich auf die Größe des Matrix 84 Scheinwerfers aufgezogen werden (also in der Horizontalen  $40^\circ$  und in der Vertikalen  $10^\circ$ ). Andererseits ergibt sich bereits durch die doppelte Größe der scheinbar Quelle eine starke Beeinflussung der NOHD. Dies ist zulässig, da die scheinbar Quelle auf der Lichtaustrittsfläche der Projektionsoptik wesentlich größer als der DMD-Chip sein wird.

Durch den vergrößerten Ausleuchtbereich und die Verdopplung der scheinbar Quelle die kritische Entfernung auch bei einer andauernden Expositionszeit von  $t_4 = 120$  s deutlich verringert. Es ergibt sich eine Distanz von  $s_{\text{NOHD}} = 6,17$  m. Für geringere Einwirkdauern von  $t_1$  und  $t_2$  ergeben sich kurze Entfernungen von  $s_{\text{NOHD}} = 0,34$  m sowie  $s_{\text{NOHD}} = 0,62$  m, während  $s_{\text{NOHD}}$  bei einer Einwirkdauer von  $t_3$  bei 2,20 m liegt.

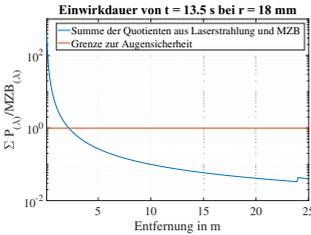
Die Betrachtung der Augensicherheit zeigt, dass ein Sicherheitskonzept bei der Nutzung dieser Lichtquelle im Straßenverkehr unerlässlich ist. Da in der Zukunft bei automatisierten Fahrzeugen die Umfeldsensorik alle weiteren Verkehrsteilnehmer erkennen muss, können diese über den hochaufgelösten Scheinwerfer ausgeblendet werden, um eine direkte Bestrahlung des menschlichen Auges auszuschließen. Bei einem Versagen dieses Sicherheitssystems gilt es in jedem Fall auszuschließen, dass dieses Scheinwerfersystem im Stand genutzt wird, da die kritischen Distanzen bei dauerhafter



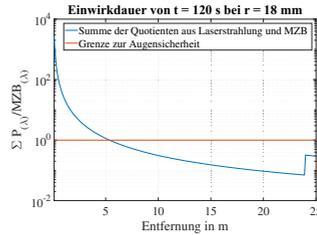
(a) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_1 = 0,25$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 0,34$  m.



(b) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_2 = 4,5$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 0,62$  m.



(c) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_3 = 13,5$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 2,20$  m.



(d) Die Abschätzung der Augensicherheit für eine Einwirkdauer von  $t_4 = 120$  s ergibt eine NOHD bei  $s_{\text{NOHD}} = 5,37$  m.

**Abbildung A.4:** Vergleich der Augensicherheit mit vergrößertem Ausleuchtbereich und doppelter scheinbar Quelle bei unterschiedlichen Einwirkdauern  $t_x$ .

Einwirkung auf das menschliche Auge stark ansteigen. Wird diese Lichtquelle als Fernlicht genutzt, so kann ein Einschalten dieses Systems beispielsweise ab einer zu definierenden Geschwindigkeit umgesetzt werden. Um die Augensicherheit gewährleisten zu können, sollte der gewählte Ausleuchtbereich ausreichend groß gewählt werden. Zusätzlich wäre es denkbar, die scheinbar Lichtquelle hinter dem DMD-Chip zu vergrößern, da diese einen signifikanten Einfluss auf die Augensicherheit besitzt.

Aufgrund dieser ersten Abschätzung kann allerdings keine endgültige Aussage über die Augensicherheit des Gesamtsystems getroffen werden. Es dient lediglich der Orientierung. Die Augensicherheit des Scheinwerfers sollte von einem unabhängigen Institut unter realen Bedingungen vermessen werden. Diese Bewertung sollte erfolgen, bevor ein derartiges Scheinwerfersystem im Automobil implementiert wird.



- 1: Völker, Stephan; Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**Jahresbericht 2012.** – 2013. – 61 S.  
ISBN 978-3-7983-2517-3 (print) EUR 5,80  
ISBN 978-3-7983-2518-0 (online)
- 2: Völker, Stephan; Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**Jahresbericht 2013.** – 2014. – 67 S.  
ISBN 978-3-7983-2667-5 (print) EUR 8,00  
ISBN 978-3-7983-2668-2 (online)
- 3: Völker, Stephan; Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**8. Symposium Licht und Gesundheit.** Eine  
Sondertagung der TU Berlin gemeinsam mit  
DAfP und LiTG; 19. und 20. März 2014,  
Messegelände Berlin – 2014. – 201 S.  
ISBN 978-3-7983-2671-2 (print) EUR 12,50  
ISBN 978-3-7983-2672-9 (online)
- 4: Völker, Stephan; Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**Jahresbericht 2014.** – 2015. – 64 S.  
ISBN 978-3-7983-2747-4 (print) EUR 8,00  
ISBN 978-3-7983-2748-1 (online)
- 5: Völker, Stephan; Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**UNILED – Erfassung und Beseitigung von**  
**Innovationshemmnissen beim Solid State**  
**Lighting.** Ausgewählte Ergebnisse des  
Forschungsvorhabens – 2015. – 272 S.  
ISBN 978-3-7983-2707-8 (print) EUR 15,00  
ISBN 978-3-7983-2708-5 (online)
- 6: noch nicht erschienen**
- 7: Völker, Stephan; Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**Jahresbericht 2015/2016.** – 2016. – 62 S.  
ISBN 978-3-7983-2834-1 (print) EUR 9,00  
ISBN 978-3-7983-2835-8 (online)
- 8: Völker, Stephan; Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**Symposium Licht und Gesundheit.**  
Abstracts – 2016. – 75 S.  
ISBN 978-3-7983-2866-2 (print) EUR 8,00  
ISBN 978-3-7983-2867-9 (online)
- 9: Bensel, Silvia: Messtechnische Bewertung**  
**weißer LED-Leuchten.** Gonio-spektralradio-  
metrische Untersuchung räumlicher Farb-  
unterschiede. – 2017. – 118 S.  
ISBN 978-3-7983-2910-2 (print) EUR 13,00  
ISBN 978-3-7983-2911-9 (online)
- 10: Völker, Stephan: Blendung durch Kfz-**  
**Scheinwerfer im nächtlichen Straßenverkehr.**  
Ein Review bis 2006 – Beschreibung, Maßzahlen,  
Bewertungsmethoden. – 2017. – 172 S.  
ISBN 978-3-7983-2956-0 (print) EUR 15,00  
ISBN 978-3-7983-2957-7 (online)
- 11: Völker, Stephan, Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**Jahresbericht 2016/2017.** – 2018. – 52 S.  
ISBN 978-3-7983-2930-0 (print) EUR 9,00  
ISBN 978-3-7983-2931-7 (online)
- 12: Völker, Stephan, Schumacher, Heike (Hrsg.):**  
**Jahresbericht 2017/2018.** – 2018. – 68 S.  
ISBN 978-3-7983-2997-3 (print) EUR 9,00  
ISBN 978-3-7983-2998-0 (online)
- 13: Niedling, Mathias: Zum Einfluss des Spektrums**  
**auf die Blendung.** Untersuchungen zur Wirkung des  
kurzwelligigen Strahlungsanteils auf die physiologische  
und psychologische Blendung – 2019. – 173 S.  
ISBN 978-3-7983-3032-0 (print) EUR 14,00  
ISBN 978-3-7983-3033-7 (online)

## Remote-Laser-Lichtquelle für ein hochauflösendes Scheinwerfersystem

Der Bauraum im automobilen Scheinwerfer ist stark begrenzt. Daher wäre eine Entkopplung und Zentralisierung der Lichtquelleneinheit vorteilhaft. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Eigenschaften von Laserstrahlung zu nutzen, um eine effiziente Entkopplung der Lichtquelle vom hochauflösenden Scheinwerfersystem mit Hilfe von Glasfasertechnologie zu realisieren. Für die Umsetzung dieser Remote-Laser-Lichtquelle werden zwei Ansätze geprüft, welche, aufgrund ihres aktuellen Forschungsstandes, eine unterschiedliche Eignung für eine Anwendung im automobilen Scheinwerfer aufweisen.

Zunächst wurde ein polychromatischer RGB Festkörperlaser aufgebaut. Der emittierte Strahlungsfluss der jeweiligen Emissionslinien reicht für eine Beleuchtungsanwendung jedoch nicht aus. Für den zweiten Ansatz zeigt sich eine Eignung zur Verwendung in einem hochauflösenden Scheinwerfer. Durch den hohen zur Verfügung stehenden Lichtstrom ergibt sich die Möglichkeit einer Vergrößerung des Ausleuchtbereiches auf der Straße im Vergleich zu heutigen DMD-Scheinwerfersystemen.

ISBN 978-3-7983-3082-5 (print)

ISBN 978-3-7983-3083-2 (online)



ISBN 978-3-7983-3082-5



<http://verlag.tu-berlin.de>