

**Herstellung von Wellenleiterlasern mittels  
Femtosekunden-Laserstrukturierung  
in Nd- und Yb-dotierten YAG-Kristallen**

**Dissertation**

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
**Jörg Siebenmorgen**  
aus Pasewalk

Hamburg  
2010

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Huber

Prof. Dr. S. Nolte

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. G. Huber

Priv.-Doz. Dr. V. M. Baev

Datum der Disputation:

13.07.2010

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. J. Bartels

Dekan der Fakultät für Mathematik,  
Informatik und Naturwissenschaften:

Prof. Dr. H. Graener

# Inhalt

## J. Siebenmorgen: *Herstellung von Wellenleiterlasern mittels Femtosekunden-Laserstrukturierung in Nd- und Yb-dotierten YAG-Kristallen*

Ziel dieser Arbeit war die Herstellung von Wellenleiterlasern in YAG-Kristallen mittels fs-Laserstrukturierung. Hierfür wurden fs-Laserpulse mit einer Pulsdauer von 150 fs und Pulsenergien im Bereich von 1  $\mu$ J bis 1,5  $\mu$ J etwa 300  $\mu$ m unter die Oberfläche der YAG-Kristalle fokussiert. Einzel- und Doppelspuren wurden erzeugt, indem die Proben während der fs-Laserbestrahlung mit einer Geschwindigkeit von 10  $\mu$ m/s verschoben wurden.

Aufgrund einer spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindex konnte Licht in mehreren Kanälen in der Umgebung der Einzelspuren und im Zentrum der Doppelspuren geführt werden. Bei einer Wellenlänge des geführten Lichts von 1063 nm konnte bei den untersuchten Doppelspurwellenleitern nahezu kreisrunde und gaußförmige Grundmoden beobachtet werden. Bei einer Wellenlänge von 632,8 nm konnte bei Spurabständen von weniger als 25  $\mu$ m nur die kreisrunde und gaußförmige Grundmode angeregt werden. Bei höheren Spurabständen wurde zusätzlich die Ausbreitung höherer Moden beobachtet. Die geführten Grundmoden hatten einen Durchmesser von 11  $\mu$ m bis 20  $\mu$ m. Bei einer Wellenlänge von 1063 nm betragen die minimalen Ausbreitungsverluste des geführten Lichts in Doppelspur-Wellenleitern etwa 0,6 dB/cm und bei 632,8 nm etwa 0,7 dB/cm. Die maximale Brechungsindexänderung im Zentrum der Doppelspuren konnte mit verschiedenen Methoden zu etwa  $1 \cdot 10^{-3}$  bestimmt werden.

Um die Auswirkungen der fs-Laserstrukturierung auf den Laserbetrieb eines Nd:YAG-Wellenleiterlasers zu untersuchen, wurden orts aufgelöste Emissionsspektren des zentralen Bereichs der Doppelspuren eines Nd:YAG-Kristalls im Wellenlängenbereich von 1050 nm bis 1080 nm aufgenommen. Hierbei wurden Rotverschiebungen der Emissionsmaxima von bis zu 0,09 nm und Verbreiterungen von bis zu 0,22 nm im Vergleich zu einem Volumeneinkristall gemessen. Die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus blieb unverändert.

Mit Doppelspur-Wellenleitern in Nd(1%):YAG und Yb(7%):YAG konnte effizienter Laserbetrieb bei hohen Auskoppelgraden erzielt werden. In Nd:YAG wurde ein Wellenleiterlaser bei einer Wellenlänge von 1064 nm realisiert. Bei einem Auskoppelgrad von 96% wurde eine Ausgangsleistung von 1,29 W bei einer eingekoppelten Pumpleistung von 2,25 W erreicht. Der differentielle Wirkungsgrad betrug 59%. Dies stellt die höchste bisher demonstrierte Ausgangsleistung eines mit fs-Laserpulsen geschriebenen Wellenleiterlasers dar. Yb:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser zeigten Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Bei einer eingekoppelten Pumpleistung von 1,2 W konnte eine Ausgangsleistung von 765 mW erreicht werden. Der differentielle Wirkungsgrad betrug 77% bei einem Auskoppelgrad von 99% und stellt damit den höchsten bisher erreichten Wirkungsgrad eines mit fs-Laserpulsen geschriebenen Wellenleiterlasers dar. Neben dem Dauerstrichbetrieb wurden Experimente zur passiven Güteschaltung des Nd(1%):YAG-Wellenleiterlasers durchgeführt. Hierfür wurde eine Cr,Mg:YAG-Schicht mittels Pulsed Laser Deposition auf eine Kristallendfläche aufgetragen. Durch Güteschaltung erzeugte Pulse konnten nicht generiert werden. Jedoch war eine schnelle Modulation der Ausgangsleistung mit einer Frequenz von 5 MHz möglich.

## Abstract

J. Siebenmorgen: *Fabrication of waveguide lasers by femtosecond-laser structuring in Nd- and Yb-doped YAG-crystals*

The subject of this thesis was the fabrication of waveguide lasers in YAG crystals by direct fs-laser structuring. For this purpose, fs-laser pulses with a pulse duration of 150 fs and pulse energies between 1  $\mu$ J and 1,5  $\mu$ J were focused 300  $\mu$ m below the crystal surface. Single tracks and pairs of tracks were written by translating the samples with a velocity of 10  $\mu$ m/s.

Due to stress-induced changes of the refractive index waveguiding was possible in multiple channels adjacent to the single tracks or located between the pairs of tracks. Propagation of a circular and Gaussian shaped fundamental mode was observed in the center of pairs of tracks for light at a wavelength of 1063 nm. At a wavelength of 632.8 nm the observed fundamental mode was round and Gaussian as well, but could be excited only at track distances of less than 25  $\mu$ m. At higher track distances the waveguides were multimode. The guided fundamental modes had diameters between 11  $\mu$ m and 20  $\mu$ m. At a wavelength of 1063 nm minimal propagation losses were determined to be around 0.6 dB/cm and at 632.8 nm the minimal propagation losses were around 0,7 dB/cm. The maximum change of the refractive index in the center of pairs of tracks was measured to be in the order of  $1 \cdot 10^{-3}$ .

In order to analyse the effects of fs-laser structuring on the laser operation of the Nd:YAG waveguide lasers, spatial resolved emission spectra were recorded in the wavelength range from 1050 nm to 1080 nm. The emission spectra were obtained in the center of a pair of tracks in a Nd:YAG crystal. A red-shift of the emission peaks up to 0.09 nm and a peak-broadening up to 0.22 nm in comparison to bulk material were measured. No change of the fluorescence lifetime of the upper laser level was observed.

Efficient waveguide lasers between pairs of tracks were realized in Nd(1%):YAG and Yb(7%):YAG at high outcoupling transmissions. In Nd:YAG, a channel waveguide laser was demonstrated at a wavelength of 1064 nm and an outcoupling transmission of 96%. The maximum output power was 1.29 W at a launched pump power of 2.25 W. The slope efficiency was 59%. This is the highest output power realized with a fs-laser written waveguide laser so far. Yb:YAG waveguide lasers were demonstrated at a wavelength of 1030 nm. At a launched pump power of 1.2 W an output power of 765 mW was achieved. The slope efficiency was 77% at an outcoupling transmission of 99%. This is the highest efficiency of a fs-laser written waveguide laser reported so far. In addition to continuous wave laser experiments, passive Q-switching experiments of a Nd(1%):YAG waveguide laser were performed. A thin Cr,Mg:YAG film serving as a saturable absorber was deposited on one end facet of the crystal using the pulsed laser deposition technique. Pulses generated by Q-switching could not be observed, instead a fast modulation with a frequency of 5 MHz was obtained.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>IX</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>XI</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien</b>	<b>5</b>
2.1 Absorptionsprozesse in idealen Dielektrika . . . . .	5
2.1.1 Photoionisation . . . . .	5
2.1.2 Avalanche-Ionisation . . . . .	8
2.1.3 Die Ratengleichung . . . . .	9
2.2 Durch fs-Laserpulse ausgelöste Prozesse in Dielektrika . . . . .	9
2.2.1 Prozesse während des fs-Pulses . . . . .	9
2.2.2 Prozesse nach dem Ende des fs-Pulses . . . . .	11
2.3 Einfluss der Repetitionsrate . . . . .	12
2.4 Vorteile der Volumenstrukturierung mit fs-Laserpulsen . . . . .	13
2.5 Bisher erzeugte Modifikationen in dielektrischen Materialien mit fs-Laserpulsen	14
2.5.1 Mikroexplosionen in Dielektrika . . . . .	14
2.5.2 Brechungsindexänderung in Glas durch fs-Laserbestrahlung . . . . .	15
2.5.3 Brechungsindexänderung in Kristallen durch fs-Laserbestrahlung . . . . .	17
<b>3 Materialien</b>	<b>23</b>
3.1 Yttrium Aluminium Granat als Wirtsmaterial . . . . .	23
3.2 Neodym-dotierter YAG . . . . .	24
3.3 Ytterbium-dotierter YAG . . . . .	24
<b>4 Strukturierung der Proben</b>	<b>27</b>
4.1 Strukturierungsaufbau . . . . .	27
4.1.1 Bestimmung der Fokusgröße . . . . .	29
4.1.2 Bestimmung der Pulsdauer . . . . .	32
4.2 Präparation der Proben . . . . .	33
4.3 Bestimmung der Zerstörschwelle . . . . .	33
4.4 Strukturierung der Proben . . . . .	35
<b>5 Mikroskopie</b>	<b>39</b>
5.1 Hellfeld . . . . .	39
5.2 Differentieller Interferenz-Kontrast . . . . .	39
5.3 Dunkelfeld . . . . .	42

## Inhaltsverzeichnis

5.4	Polarisationskontrast . . . . .	42
5.5	Politur der Endflächen . . . . .	45
5.6	Zusammenfassung . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Wellenleitung</b>	<b>49</b>
6.1	Strahlen-optisches Modell der Wellenleitung . . . . .	49
6.2	Elektromagnetische Beschreibung der Wellenleitung . . . . .	52
6.3	Verluste in Wellenleitern . . . . .	54
6.3.1	Streuung . . . . .	54
6.3.2	Ausbreitungsverluste . . . . .	56
6.3.3	Fresnelreflexion . . . . .	57
6.3.4	Koppeffizienz . . . . .	57
6.4	Eigenschaften bisher mit fs-Laserpulsen hergestellter Wellenleiter . . . . .	62
6.5	Modenprofile . . . . .	64
6.5.1	Versuchsaufbau . . . . .	64
6.5.2	Überblick über die Wellenleitung . . . . .	65
6.5.3	Einzelspurwellenleiter . . . . .	66
6.5.4	Doppelspurwellenleiter . . . . .	67
6.5.5	Die optimalen Schreibparameter . . . . .	69
6.6	Polarisationsabhängigkeit der geführten Mode . . . . .	70
6.7	Bestimmung der Ausbreitungsverluste . . . . .	72
6.7.1	Berechnung der Koppeffizienz . . . . .	72
6.7.2	Cutback-Methode . . . . .	75
6.7.3	Detektion des Streulichts . . . . .	78
6.8	Bestimmung der Brechungsindexänderung . . . . .	80
6.8.1	Auswertung des Fernfelds . . . . .	81
6.8.2	Messung des maximalen Einkoppelwinkels . . . . .	82
6.8.3	2D-Brechungsindexprofil durch Auswertung des Nahfelds . . . . .	83
6.8.4	Zusammenfassung . . . . .	87
<b>7</b>	<b>Selektives Ätzen der modifizierten Bereiche</b>	<b>89</b>
7.1	Untersuchung der Spurendfläche mit dem AFM . . . . .	89
7.2	Selektives Ätzen . . . . .	90
7.3	Auswirkung des Ätzprozesses auf die Wellenleitung . . . . .	92
<b>8</b>	<b>Modell zur Materialmodifikation und Wellenleitung</b>	<b>95</b>
<b>9</b>	<b>Ortsaufgelöste Spektroskopie</b>	<b>97</b>
9.1	Das Kristallgitter unter dem Einfluss hydrostatischen Drucks . . . . .	97
9.1.1	Das freie Ion . . . . .	97
9.1.2	Das Ion im Kristallfeld . . . . .	99
9.1.3	Auswirkungen des Drucks . . . . .	100
9.1.4	Bisherige Untersuchungen zur Druckabhängigkeit von Nd:YAG . . . . .	101
9.2	Fluoreszenzmikroskopie . . . . .	102
9.3	Fluoreszenzspektroskopie . . . . .	104

9.3.1	Versuchsaufbau . . . . .	104
9.3.2	Unpolarisierte Fluoreszenzspektroskopie . . . . .	107
9.3.3	Polarisationsabhängige Fluoreszenzspektroskopie . . . . .	109
9.4	Fluoreszenzdynamik . . . . .	111
<b>10</b>	<b>Wellenleiterlaser</b>	<b>115</b>
10.1	Wechselwirkung von Strahlung und Materie . . . . .	115
10.2	Grundlagen der Laserphysik . . . . .	117
10.3	Bisher mit fs-Laserpulsen hergestellte Wellenleiterlaser . . . . .	123
10.4	Nd:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb . . . . .	125
10.4.1	Laserexperimente . . . . .	125
10.4.2	Simulation des Laserprozesses . . . . .	131
10.4.3	Abschätzung der Ausbreitungsverluste . . . . .	133
10.4.4	Bestimmung der Brechungsindexänderung . . . . .	134
10.5	Nd:YAG-Einzelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb . . . . .	135
10.6	Passiv gütegeschalteter Nd:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser . . . . .	136
10.7	Yb:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb . . . . .	138
10.7.1	Laserexperimente . . . . .	138
10.7.2	Simulation des Laserprozesses . . . . .	140
10.8	Zusammenfassung . . . . .	142
<b>11</b>	<b>Strukturierung mit MHz-Repetitionsrate</b>	<b>143</b>
<b>12</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>147</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>150</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>165</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>169</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Absorptionsprozesse in Dielektrika bei Einstrahlung von fs-Pulsen . . . . .	6
2.2	Schematische Darstellung der Absorption durch freie Ladungsträger und der Stoßionisation . . . . .	8
2.3	Prozesse, die während und nach der Bestrahlung mit fs-Pulsen auftreten . . . . .	10
2.4	Entwicklung der freien Elektronendichte . . . . .	11
2.5	Schematische Darstellung der Temperaturentwicklung . . . . .	12
2.6	Schematische Darstellung einiger in ionischen Kristallen vorkommender Farbzentren . . . . .	17
2.7	Indikatrix eines uniaxialen Kristalls . . . . .	19
3.1	Energieniveauschema von Nd:YAG und Yb:YAG . . . . .	24
4.1	Aufbau zur Erzeugung von Materialmodifikationen . . . . .	27
4.2	Schematische Darstellung der Fokussierung der fs-Laserpulse in die Proben . . . . .	28
4.3	Sphärische Aberration . . . . .	30
4.4	Intensitätsverteilung der fs-Pulse im Fokus des 50× Objektivs . . . . .	32
4.5	Abhängigkeit der Zerstörschwelle von der Verfahrensgeschwindigkeit bzw. dem Pulsüberlapp . . . . .	35
5.1	Mikroskopaufnahmen von Einzel- und Doppelspuren in Nd:YAG im Hellfeld, differentiellem Interferenz-Kontrast, Dunkelfeld und Polarisationskontrast . . . . .	40
5.2	Polarisationskontrastaufnahmen in der Aufsicht bei verschiedenen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichts einer Doppelspur in Yb:YAG . . . . .	42
5.3	Polarisationskontrastaufnahmen der Spurquerschnitte bei verschiedenen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichts . . . . .	43
5.4	Schematische Darstellung der Indikatrix im zentralen Bereich einer Doppelspur . . . . .	44
5.5	Hellfeld-Mikroskopaufnahme einer Spur vor Politur der Endfläche und schematische Darstellung der Verzerrung des Fokus an der Endfläche . . . . .	45
5.6	DIC-Mikroskopaufnahmen von Zerstörungen der Oberfläche eines Nd:YAG-Kristalls . . . . .	46
6.1	Brechung und Reflexion . . . . .	50
6.2	Wellenleitung durch Totalreflexion . . . . .	51
6.3	Schematische Darstellung der Kopplung eines Gaußstrahls in einen Wellenleiter . . . . .	58
6.4	Schematische Darstellung der Kopplung zwischen einer einlaufenden Mode und der Mode eines Systems . . . . .	59
6.5	Koppeleffizienz zwischen zwei Grundmoden . . . . .	60

## Abbildungsverzeichnis

6.6	Experimenteller Aufbau für die Aufnahme der Modenprofile und zur Messung der transmittierten Leistung . . . . .	64
6.7	Schematische Darstellung der wellenleitenden Bereiche bei Einzel- und Doppelspuren . . . . .	65
6.8	Nahfeldaufnahmen der geführten Mode bei Einzelspuren . . . . .	66
6.9	Intensitätsprofil der geführten Mode . . . . .	67
6.10	Nahfeldaufnahme der geführten Mode einer Doppelspur . . . . .	68
6.11	Nahfeldaufnahme der geführten Mode . . . . .	69
6.12	Maximale Intensität des transmittierten Lichts eines Spurpaarwellenleiters in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel des eingestrahlten Laserlichts . . . . .	71
6.13	Normiertes Intensitätsprofil der geführten Mode eines Spurpaarwellenleiters in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel des eingestrahlten Laserlichts . . . . .	71
6.14	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenleiterverluste durch Berechnung der Koppel-effizienz . . . . .	72
6.15	Transmittierte Leistung in Abhängigkeit von der Länge eines Spurpaarwellenleiters und Dämpfung verschiedener Spurpaarwellenleiter . . . . .	77
6.16	Experimenteller Aufbau zur Aufnahme des Streulichts . . . . .	79
6.17	Intensitätsverlauf des gestreuten Lichts entlang eines Wellenleiters . . . . .	79
6.18	Intensitätsprofil des gestreuten Lichts entlang eines Wellenleiters . . . . .	80
6.19	Aufbau zur Bestimmung der Brechungsindexänderung durch Auswertung des Fernfelds . . . . .	82
6.20	Aufbau zur Ermittlung der Brechungsindexänderung durch Bestimmung des maximalen Einkoppelwinkels . . . . .	83
6.21	Experimentell ermitteltes Modenprofil, gefiltertes Modenprofil und errechnete Brechungsindexänderung . . . . .	86
6.22	Brechungsindexprofil in x- und y-Richtung . . . . .	87
7.1	AFM-Aufnahme des Spurquerschnitts einer Einzelspur . . . . .	90
7.2	AFM-Aufnahme des Querschnitts einer Spur nach Ätzen . . . . .	91
7.3	Mikroskopaufnahmen einer geätzten Spur . . . . .	92
7.4	Entwicklung der Ätztiefe der Spuren in Abhängigkeit von der Pulsenergie . . . . .	93
9.1	Experimenteller Aufbau zur Aufnahme von Fluoreszenzbildern . . . . .	103
9.2	Fluoreszenzmikroskopieaufnahme einer Doppelspur in Nd:YAG . . . . .	104
9.3	Versuchsaufbau zur orts aufgelösten Bestimmung der Fluoreszenzspektren . . . . .	105
9.4	Nummerierung der in diesem Abschnitt betrachteten Übergänge zwischen dem $^4F_{3/2}$ - und dem $^4I_{11/2}$ -Multipllett in Nd:YAG . . . . .	108
9.5	Unpolarisiertes Fluoreszenzspektrum des Nd:YAG-Kristalls . . . . .	109
9.6	Polarisationsabhängige Fluoreszenzspektren des Nd:YAG-Kristalls . . . . .	112
9.7	Versuchsaufbau zur Bestimmung der orts aufgelösten Lebensdauer . . . . .	113
9.8	Fluoreszenzabklingkurve des Nd:YAG-Kristalls . . . . .	114
10.1	Schematische Darstellung der Absorption, der spontanen und stimulierten Emission . . . . .	115
10.2	Schematische Darstellung eines Laserresonators . . . . .	117

10.3	Schematische Darstellung der Übergänge zwischen den Energieniveaus eines Vier-Niveau-Lasers und eines Quasi-Drei-Niveau-Lasers . . . . .	118
10.4	Schematische Darstellung der Dynamik der Güteschaltung . . . . .	122
10.5	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Laserexperimente . . . . .	126
10.6	Ausgangsleistung der Nd:YAG-Doppelspurwellenleiterlaser in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung . . . . .	127
10.7	Emissionsspektrum und Modenprofil des Nd:YAG-Doppelspurwellenleiterlasers	128
10.8	Mikroskopaufnahme der zerstörten Spiegelbeschichtung des Nd:YAG-Kristalls	131
10.9	Berechnung der Dichte angeregter Ionen und der berechneten Leistungscharakteristik des Nd:YAG-Doppelspurwellenleiterlasers . . . . .	133
10.10	Abschätzung der Ausbreitungsverluste nach Findlay und Clay . . . . .	134
10.11	Leistungscharakteristik und Lasermode des Nd:YAG-Einzelspurwellenleiterlasers	135
10.12	Zeitliche Entwicklung der Ausgangsleistung des gütegeschalteten Nd:YAG-Wellenleiterlasers . . . . .	137
10.13	Leistungscharakteristik und Emissionsspektrum des Yb:YAG-Doppelspurwellenleiterlasers . . . . .	138
10.14	Nahfeldaufnahme der Lasermode des Yb:YAG-Doppelspurwellenleiterlaser . . . . .	139
10.15	Foto des Yb:YAG-Kristalls während des Laserbetriebs . . . . .	140
10.16	Berechnete Dichte angeregter Ionen und berechnete Leistungscharakteristik des Yb:YAG-Doppelspurwellenleiterlasers . . . . .	141
11.1	Aufbau zur Erzeugung von Materialmodifikationen mit MHz-Repetitionsrate . . . . .	143
11.2	Hellfeld- und Polarisationskontrast-Mikroskopaufnahme einer Doppelspur in der Aufsicht . . . . .	144
11.3	Hellfeld- und Polarisationskontrast-Mikroskopaufnahme einer Doppelspur im Querschnitt . . . . .	145
11.4	Nahfeldaufnahmen der geführten Mode eines Doppelspurwellenleiters . . . . .	145

## *Abbildungsverzeichnis*

# Tabellenverzeichnis

2.1	Farbzentrenerzeugung durch fs-Laserbestrahlung in kristallinen Materialien . . .	18
2.2	Erzeugung spannungsinduzierter Brechungsindexänderung durch fs-Laserbestrahlung in kristallinen Materialien . . . . .	21
3.1	Physikalische Eigenschaften von undotiertem YAG . . . . .	23
3.2	Physikalische Eigenschaften von Nd(1%):YAG . . . . .	25
3.3	Physikalische Eigenschaften von Yb(7%):YAG . . . . .	25
4.1	Technische Daten der verwendeten Mikroskopobjektive . . . . .	29
4.2	Technische Daten des Verschiebetisches HPS-170 . . . . .	29
4.3	Zusammenfassung der wellenleitenden Eigenschaften von Einzelspuren . . . . .	37
4.4	Zusammenfassung der wellenleitenden Eigenschaften von Doppelspuren . . . . .	38
6.1	Verluste durch Fresnelreflexion eines Wellenleiters in YAG . . . . .	58
6.2	Erzeugung wellenleitender Strukturen durch spannungsinduzierte Brechungsindexänderung nach der fs-Laserbestrahlung in kristallinen Materialien . . . . .	63
6.3	Abmessungen der Moden verschiedener Doppelspurwellenleiter . . . . .	69
6.4	Ausbreitungsverluste und Koppel effizienzen der Doppelspurwellenleiter . . . . .	74
9.1	Auflistung der Rotverschiebung der Übergänge in Nd:YAG . . . . .	110
9.2	Auflistung der Linienbreite der Übergänge in Nd:YAG . . . . .	111
10.1	Verwendete Auskoppelgrade für die Nd-YAG-Wellenleiterlaser . . . . .	127

## *Tabellenverzeichnis*

# 1 Einleitung

Die stetig wachsenden Forderungen im Bereich der Telekommunikation nach höheren Übertragungsraten und höheren Bandbreiten bei immer geringerer Leistungsaufnahme können nur mit gleichzeitig steigender Miniaturisierung und zunehmender Integrierbarkeit optischer Bauteile erfüllt werden. Dabei müssen optische Signale generiert, moduliert oder verstärkt und mit Hilfe von Kopplern und Verzweigern verteilt werden. Die hierfür verwendeten optischen Elemente haben typischerweise Abmessungen von einigen hundert Mikrometern bis wenige Mikrometern.

Grundlage dieser Bauteile bilden Lichtwellenleiter. Je nach Wellenleitergeometrie wird das Licht in ein oder zwei transversalen Dimensionen geführt, wodurch hohe Wechselwirkungslängen erzielt werden können. Bei gleichzeitig geringen transversalen Abmessungen der Wellenleiter sind zusätzlich hohe Intensitäten des geführten Lichts möglich. Dies macht Wellenleiter unter anderem für die Frequenzkonversion interessant. Aber auch Laseranwendungen profitieren von der Wellenleitergeometrie, da sowohl Pumpmode als auch Lasermode geführt werden und somit ein exzellenter Modenüberlapp existiert. In Verbindung mit Wellenleitern, die geringe Ausbreitungsverluste aufweisen, können somit prinzipiell effiziente Laser mit geringen Schwellpumpleistungen realisiert werden, die der Ausgangspunkt zur Generierung optischer Signale in einem hochintegrierten optischen Chip sind.

Die Strukturierung von Kristallen reicht bis in die 50er und 60er Jahren des letzten Jahrhunderts zurück. Damals wurde die Erzeugung von Farbzentren in Kristallen intensiv untersucht und erste Diskussionen bezüglich der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse geführt [Sei54]. Die Erzeugung von Farbzentren in  $\text{CaF}_2$  oder  $\text{LiF}$  wurde zum Beispiel durch additive Verfärbung oder durch die Bestrahlung der Kristalle mit Elektronen, Gamma- und Röntgenstrahlung erzielt [Pen88]. Insbesondere bei der Bestrahlung der Kristalle kann man bereits von einer Art Volumenstrukturierung sprechen, da sowohl Elektronen als auch Gamma- und Röntgenstrahlung punktgenau dem Bedarf entsprechend eingestrahlt werden können. Das Konzept der Strukturierung von Kristallen durch Erzeugung von Farbzentren wurde so weit verbessert, dass zum Beispiel mittels der Elektronenstrahl-Lithografie Strukturen bestehend aus Farbzentren auf einer Mikrometerskala im Volumen von Kristallen erzeugt werden konnten [Ort81]. 1998 präsentierten Monteverdi et al. schließlich den ersten optisch aktiven Wellenleiter auf Farbzentrenbasis [Mon98]. Allerdings unterliegt diese Art der Volumenstrukturierung diversen Einschränkungen. Dies ist insbesondere der Fall, wenn die Strukturen in unterschiedlichen Tiefen im Material erzeugt werden sollen.

Mit der Entwicklung von Femtosekunden-Lasersystemen, die mittels der Chirped Pulse Amplification hohe Pulsspitzenleistungen erreichen können, steht seit 1988 eine neue Strahlungsquelle zur Volumenstrukturierung transparenter Materialien zur Verfügung [Mai88]. Aufgrund der hohen Spitzenintensität im Fokus der Femtosekunden-Laserpulse wird Energie mittels eines nichtlinearen Absorptionsprozesses effektiv und nahezu ausschließlich im fokalen Volumen deponiert. Dieser Energieeintrag kann zu einer Materialmodifikation führen, die mit einer Änderung des Brechungsindex einhergeht. Da die Modifikation auf den Fokus der fs-Pulse be-

## 1 Einleitung

schränkt ist, können bei starker Fokussierung Fokussabmessungen im Mikrometerbereich und dementsprechend kleine Strukturen erzeugt werden.

Durch die Einstrahlung von fs-Pulsen konnten ebenfalls Farbzentren in transparenten Materialien generiert werden. 2004 wurde der erste durch fs-Pulse strukturierte Farbzentren-Wellenleiterlaser in LiF durch Kawamura et al. demonstriert [Kaw04]. Allerdings konnten nur wenige kristalline Materialien, wie zum Beispiel LiF oder  $\text{CaF}_2$ , mit dieser Methode strukturiert werden [Zha04, Dic04]. Für Anwendungen im Bereich der Telekommunikation oder für die Realisierung effizienter Wellenleiterlaser mit hohen Ausgangsleistungen sind diese Materialien relativ ungeeignet.

Eine Alternative stellt die fs-Laserstrukturierung von Glas dar, die erstmalig von Davis et al. 1996 demonstriert wurde [Dav96]. Hierbei wurden die fs-Pulse in die Probe fokussiert und diese während der Bestrahlung verschoben. Die so erzeugten Spuren modifizierten Materials wiesen einen höheren Brechungsindex als das unveränderte Glas auf und eigneten sich daher als Lichtwellenleiter. Aufgrund des nichtlinearen Absorptionsprozesses entsprach die Abmessung des Spurquerschnitts von wenigen Mikrometern der Größe des Fokus. Somit stellt die fs-Laserstrukturierung von Glas ein geeignetes Verfahren zur Erzeugung dreidimensionaler Mikrostrukturen dar. In den folgenden Jahren wurde diese Technik verbessert und eine Reihe weiterer Anwendungen präsentiert. So wurden Verzweiger [Hom99, Pos10], Koppler [Str01] oder auch Gitter [Lee07] in Gläsern erzeugt. Neben diesen optisch passiven Geräten konnte im Jahre 2004 von Taccheo et al. der erste mit fs-Laserpulsen geschriebene Wellenleiterlaser in Glas demonstriert werden [Tac04]. Seitdem wurden weitere Wellenleiterlaser in Ytterbium- oder Erbium-Ytterbium-dotierten Gläsern realisiert, die differentielle Wirkungsgrade bis zu 21% bei Ausgangsleistungen bis zu 100 mW besaßen [Ose08, Ams09].

Für die Herstellung effizienterer mit fs-Laserpulsen geschriebener Wellenleiterlaser mit hohen Ausgangsleistungen ist es von Vorteil, Wellenleiter in Materialien zu erzeugen, die im Vergleich zu Ytterbium- oder Erbium-Ytterbium-dotierten Gläsern höhere Emissions- und Absorptionwirkungsquerschnitte besitzen, eine längere Fluoreszenz-Lebensdauer des oberen Laserniveaus aufweisen und zusätzlich eine hohe thermische Leitfähigkeit haben. Hierfür bieten sich prinzipiell kristalline Wirtsmaterialien an. Allerdings konnten bisher erst wenige transparente kristalline Materialien mit Hilfe von fs-Laserpulsen erfolgreich strukturiert werden. So wurden Wellenleiter zum Beispiel in Saphir [Apo04],  $\text{LiNbO}_3$  [Bur06],  $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  (KYW) [Bor07],  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  (KGdW) [Bai09] und  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG) [Okh05, Sie06] erzeugt. Die zugrunde liegenden physikalischen Effekte, die letztendlich zur Bildung der Wellenleiter führten, sind noch nicht vollständig verstanden und Gegenstand der aktuellen Forschung. Abgesehen von dem bereits erwähnten Farbzentren-Wellenleiterlaser konnten bisher nur in Neodym-dotiertem YAG [Okh05, Tor08] und in Ytterbium-dotiertem KGdW bzw. KYW [Bai09] weitere Wellenleiterlaser demonstriert werden. Einzig der Wellenleiterlaser in einer Nd:YAG-Keramik zeichnete sich durch einen hohen differentiellen Wirkungsgrad von 60% aus, wie er von Wellenleiterlasern in Glas bisher nicht erreicht wurde. Allerdings betrug die maximale Ausgangsleistung vergleichsweise geringe 80 mW [Tor08].

Ziel dieser Arbeit war es, effiziente Wellenleiterlaser mit hohen Ausgangsleistungen in ein-kristallinem Nd:YAG und Yb:YAG mittels der fs-Laserstrukturierung herzustellen. Hierzu wurde im Gegensatz zu [Okh05] mit Hilfe der fs-Laserstrukturierung eine Materialmodifikation erzeugt, durch die es zu einer durch mechanische Spannungen induzierten Änderung des Brechungsindex kam. Aufgrund der erzielten Brechungsindexänderung konnten Wellenleiter mit

geringen Ausbreitungsverlusten hergestellt werden, die sowohl in Nd:YAG als auch in Yb:YAG effizienten Laserbetrieb mit hohen Ausgangsleistungen ermöglichen. Bevor dies allerdings anhand verschiedener Experimente dargelegt wird, folgt im Anschluss an diese Einleitung eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Wechselwirkung von fs-Laserpulsen mit dielektrischen Materialien. Die optischen und mechanischen Eigenschaften Neodym- und Ytterbium-dotierter YAG-Kristalle werden danach beschrieben. Anschließend wird der Strukturierungsprozess erläutert und die erzeugten Strukturen mit Hilfe der Lichtmikroskopie untersucht. Eine ausführliche Charakterisierung der geschriebenen Wellenleiter erfolgt in den Kapiteln 6 bis 9. Anschließend werden die Laserexperimente vorgestellt und im letzten Kapitel die ersten Ergebnisse zur Strukturierung der YAG-Kristalle mit einem 1 MHz-fs-Lasersystem präsentiert.

## *1 Einleitung*

## 2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien

Dielektrische Materialien weisen eine Bandlücke von mehreren Elektronenvolt auf und sind somit bis in den ultravioletten Wellenlängenbereich transparent. Ausgehend von einem idealen Dielektrikum, das keine freien Leitungsbandelektronen besitzt, kann dementsprechend eine Absorption des einfallenden Lichts nur durch nichtlineare Effekte erzielt werden. Um diese effektiv nutzen zu können, werden hohe Intensitäten des eingestrahnten Lichts von mehr als  $5 \cdot 10^{20} \text{ W/m}^2$  benötigt [Gat08]. Kommerziell erhältliche Femtosekunden-Lasersysteme können diese Intensität bei starker Fokussierung der fs-Pulse überschreiten. Somit steht ein vielseitiges Werkzeug zur Volumenstrukturierung dielektrischer Materialien auf einer Mikrometerskala zur Verfügung. In den folgenden Abschnitten werden die grundlegenden Prozesse der nichtlinearen Absorption vorgestellt. Hierbei wird zwischen Prozessen unterschieden, die während und solchen, die nach dem fs-Puls auf einer Femtosekunden- bis Millisekundenskala stattfinden.

### 2.1 Absorptionsprozesse in idealen Dielektrika

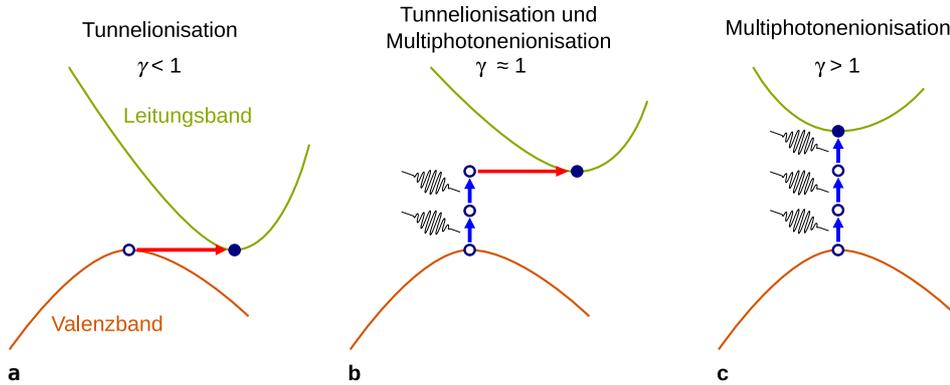
Um die Absorption der Photonen eines fs-Laserpulses in Dielektrika beschreiben zu können, ist ein Verständnis der Erzeugung freier Elektronen und der Entwicklung der freien Elektronendichte während der Einstrahlung des Pulses erforderlich. Eine Rategleichung stellt hierfür die mathematische Grundlage dar. Sie beschreibt die zeitliche Änderung der Elektronendichte, unter Berücksichtigung der Multiphotonenionisation, der Tunnelionisation und der Stoßionisation.

#### 2.1.1 Photoionisation

In einem idealen Dielektrikum stellt die Oberkante des voll besetzten Valenzbands das höchste besetzte Energieniveau dar. Das energetisch höher gelegene Leitungsband ist durch die Bandlücke mit der Energiedifferenz  $E_g$  vom Valenzband getrennt und enthält keine Elektronen. Innerhalb der Bandlücke existieren keine erlaubten Energiezustände. Photonen können also nur dann absorbiert werden, wenn sie genügend Energie besitzen, um ein Valenzbandelektron in das Leitungsband anzuregen. In dielektrischen Materialien mit einer Bandlücke von mehreren Elektronenvolt wären hierfür Photonen im ultravioletten Spektralbereich notwendig. Fs-Lasersysteme auf Basis eines Ti:Saphir-Lasers stellen allerdings Pulse mit einer zentralen Wellenlänge von etwa 800 nm zur Verfügung. Somit sollte es zu keiner Absorption des Laserlichts kommen. Da diese Pulse aber sehr hohe Intensitäten aufweisen, können nichtlineare Absorptionsprozesse mit genügend hoher Wahrscheinlichkeit stattfinden. Die im Folgenden beschriebene Multiphotonenionisation und Tunnelionisation sind bei den hohen erreichbaren Intensitäten der fs-Pulse

## 2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien

wichtige Erzeuger freier Ladungsträger.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Absorptionsprozesse in Dielektrika bei Einstrahlung von fs-Pulsen durch Tunnelionisation (a); Tunnelionisation und Multiphotonenionisation (b); Multiphotonenionisation (c); sowie Angabe des Werts des Keldysh-Parameters  $\gamma$  (siehe Gleichung 2.3) [Sch01b, Ams08]

Unter einer Multiphotonenionisation versteht man die simultane Absorption mehrerer Photonen durch ein Valenzbandelektron, wodurch dieses vom Valenzband in das Leitungsband angeregt wird und als freies Elektron vorliegt [Kel65, Sch01b]. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.1(c) dargestellt. Damit eine entsprechende Absorption möglich ist, muss die gesamte absorbierte Energie größer als die Bandlücke  $E_g$  sein, also der Bedingung

$$k \cdot \hbar\omega \geq E_g \quad (2.1)$$

genügen. Hierbei ist  $\omega$  die Frequenz des eingestrahnten Laserlichts und  $k$  die Anzahl der Photonen, die benötigt werden, um die Bandlücke  $E_g$  zu überwinden.  $\hbar$  ist das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Für die in dieser Arbeit benutzten YAG-Kristalle mit einer Bandlücke von etwa 6,7 eV bedeutet dies, dass bei einer Wellenlänge des Lichts von 800 nm fünf Photonen benötigt werden [Sla69].

Einen weiteren nichtlinearen Prozess, durch den freie Ladungsträger erzeugt werden können, stellt die Tunnelionisation dar [Kel65, Sch01b, Tiw05]. Durch das starke elektromagnetische Feld des eingestrahnten fs-Pulses kann die Bandstruktur des Dielektrikums verzerrt werden. Hierdurch kann das Potential, durch das ein Valenzbandelektron an ein Ion gebunden ist, gesenkt werden. Somit besteht die Möglichkeit, dass dieses gebundene Elektron durch die verbleibende geringe Potentialbarriere tunneln kann. Anschließend liegt es als freies Leitungsbandelektron vor. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.1(a) dargestellt.

Die Multiphotonenionisation und die Tunnelionisation können innerhalb eines gemeinsamen theoretischen Modells beschrieben werden [Kel65]. Hierbei ergibt sich die Photoionisationsrate bei Einstrahlung eines elektromagnetischen Felds in ein Dielektrikum zu

$$R = \frac{2\omega}{9\pi} \left( \frac{m\omega}{\hbar} \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} \right)^{3/2} Q \left( \gamma, \frac{\tilde{E}_g}{\hbar\omega} \right) \cdot \exp \left\{ -\pi \left[ \frac{\tilde{E}_g}{\hbar\omega} + 1 \right] \cdot \left[ K \left( \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) - E \left( \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) \right] / E \left( \frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) \right\}. \quad (2.2)$$

## 2.1 Absorptionsprozesse in idealen Dielektrika

$[x]$  ist hierbei die Aufrundungsfunktion. Mit Hilfe der Funktion  $Q\left(\gamma, \frac{\tilde{E}_g}{\hbar\omega}\right)$  wird berücksichtigt, dass nur eine diskrete Anzahl Photonen absorbiert werden kann. Diese Funktion ist in Gleichung 39 in [Kel65] dargestellt.  $K(x)$  und  $E(x)$  sind die vollständigen elliptischen Integrale der ersten bzw. zweiten Art [Bro91].  $\tilde{E}_g$  ist die effektive Bandlücke und  $\gamma$  der Keldysh-Parameter

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[ \frac{mcn\epsilon_0 E_g}{I} \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

mit der Intensität des Laserlichts  $I$ , dem Brechungsindex des Dielektrikums  $n$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$ , der Elementarladung des Elektrons  $e$  und der effektiven Masse  $m$  des Elektrons. Gleichung 2.2 kann nun für zwei Grenzfälle betrachtet werden. Bei geringer Frequenz und hoher Intensität des eingestrahlt Lichts, also unter dem Grenzfall, dass  $\gamma < 1$  ist, vereinfacht sich Gleichung 2.2 zur Ionisationsrate durch die Tunnelionisation:

$$R_{TI} = \frac{2}{9\pi^2} \frac{E_g}{\hbar} \left( \frac{mE_g}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left( \frac{e\hbar E}{m^{1/2} E_g^{3/2}} \right)^{5/2} \exp \left[ -\frac{\pi m^{1/2} E_g^{3/2}}{2 e\hbar E} \left( 1 - \frac{1}{8} \frac{m\omega^2 E_g}{e^2 E^2} \right) \right]. \quad (2.4)$$

$E$  ist hierbei die elektrische Feldstärke der eingestrahlt elektromagnetischen Wellen. Da für die Tunnelionisation Laserpulse mit hoher Intensität notwendig sind, spielt diese nur bei Pulsdauern von weniger als 10 fs eine entscheidende Rolle [Len98, Mao04].

Für den Grenzfall, dass die Frequenz des eingestrahlt Lichts hoch und dessen Intensität gering ist, ergibt sich ein Wert für den Keldysh-Parameter von  $\gamma > 1$ . Gleichung 2.2 geht dann in den Grenzfall der Multiphotonenionisation über. Die Ionisationsrate der Multiphotonenionisation kann mit

$$R_{MPI} = \frac{2}{9\pi} \omega \left( \frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \Phi \left[ \left( 2 \left[ \frac{\tilde{E}_g}{\hbar\omega} + 1 \right] - \frac{2\tilde{E}_g}{\hbar\omega} \right)^{1/2} \right] \cdot \exp \left[ 2 \left[ \frac{\tilde{E}_g}{\hbar\omega} + 1 \right] \left( 1 - \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2 E_g} \right) \right] \left( \frac{e^2 E^2}{16m\omega^2 E_g} \right)^{\left\langle \frac{\tilde{E}_g}{\hbar\omega} + 1 \right\rangle} \quad (2.5)$$

berechnet werden, wobei  $\Phi[z] = \int_0^\infty e^{(y^2 - z^2)} dy$  ist.

Die für die Materialbearbeitung verwendeten fs-Lasersysteme erzeugen in der Regel Laserpulse mit einer festen zentralen Frequenz. Die Intensität der Pulse kann hingegen gut variiert werden. Unter diesem Gesichtspunkt kann die Multiphotonenionisationsrate in eine einfachere Form gebracht werden. Die Materialeigenschaften des Dielektrikums sowie die Frequenz des eingestrahlt Laserlichts werden in dem Multiphotonenabsorptionskoeffizienten  $\sigma_k$  zusammengefasst. Die Multiphotonenionisationsrate ergibt sich dann zu [Kel65, Sch01b]

$$R_{MPI}(I) = \sigma_k I^k. \quad (2.6)$$

Nimmt der Keldysh-Parameter hingegen einen Wert von  $\gamma \approx 1$  an, so sind sowohl die Tunnelionisation als auch die Multiphotonenionisation an der Erzeugung freier Ladungsträger beteiligt. Zu einer Ionisation kommt es, indem in einem ersten Schritt eine Multiphotonenionisation

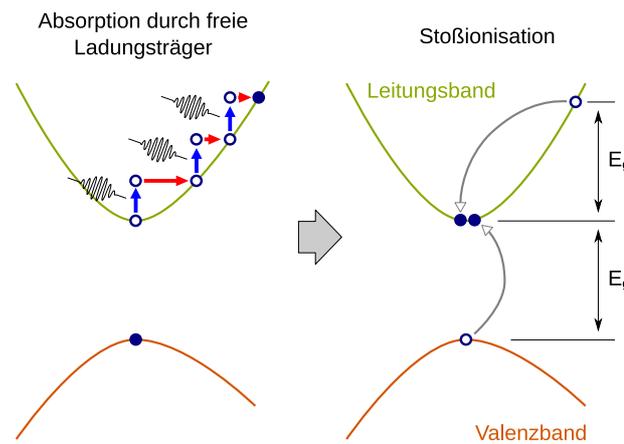
## 2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien

mit  $k \cdot \hbar\omega < E_g$  stattfindet und anschließend das Elektron durch die verbleibende Potentialbarriere tunnelt [Sch01b]. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.1(b) dargestellt. In diesem Fall muss Gleichung 2.2 zur Beschreibung der Ionisation genutzt werden.

Eine intensitätsabhängige Berechnung der Photoionisationsrate unter Verwendung von Gleichung 2.2 bei einer Wellenlänge der einfallenden fs-Laserpulse von 800 nm am Beispiel von Quarzglas mit einer Bandlücke von 7,5 eV findet sich in [Sch01b].

### 2.1.2 Avalanche-Ionisation

Nachdem durch die Multiphotonenionisation und die Tunnelionisation freie Ladungsträger im Leitungsband generiert wurden, kann es zur sogenannten Avalanche-Ionisation kommen [Blo74, Spa81]. Die Avalanche-Ionisation setzt sich aus den zwei nacheinander ablaufenden Prozessen der Absorption durch freie Ladungsträger und der Stoßionisation zusammen. Eine schematische Darstellung der Vorgänge, die zur Avalanche-Ionisation führen, ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Freie Ladungsträger, in diesem Fall Leitungsbandelektronen, können Photonen absorbieren und dabei Energie gewinnen. Um sowohl die Energieerhaltung als auch die Impulserhaltung zu gewährleisten, kann ein freies Elektron nur dann ein Photon absorbieren, wenn während des Prozesses eine Wechselwirkung zwischen dem Elektron und einem Phonon stattfindet oder das Elektron an einer Defektstelle gestreut wird [Sch01b].



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der Absorption durch freie Ladungsträger und der Stoßionisation, die zur Avalanche-Ionisation führen [Sch01b]

Sobald ein Elektron durch die sukzessive Absorption von Photonen eine Energie von mindestens  $2E_g$  erreicht hat, kann es einen Stoß mit einem Valenzelektron durchführen und die Hälfte der Energie an dieses abgeben. Nach dem Stoß befinden sich die beiden Stoßpartner an der Leitungsbandunterkante. Beide Elektronen können nun durch Absorption weiterer Photonen Energie gewinnen und weitere Stoßionisationen durchführen. Die Folge dieses Prozesses ist ein exponentieller Anstieg der Elektronendichte im Leitungsband. Die mit diesem Vorgang einhergehende Avalanche-Ionisationsrate ist durch

$$R_{AI}(I) = \alpha I(t) \quad (2.7)$$

gegeben, wobei  $\alpha$  die Avalanche-Rate darstellt [Spa81]. Die Avalanche-Ionisationsrate  $R_{AI}$  hängt linear von der Intensität  $I(t)$  ab.

### 2.1.3 Die Ratengleichung

Mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Prozessen der Tunnelionisation, der Multiphotonenionisation und der Avalanche-Ionisation können freie Ladungsträger durch die Bestrahlung von Dielektrika mit fs-Pulsen erzeugt werden. Mit den Ionisationsraten kann nun eine Differentialgleichung aufgestellt werden, die eine Berechnung der zeitlichen Entwicklung der freien Elektronendichte ermöglicht. Diese sogenannte Ratengleichung wurde zuerst von Stuart et al. aufgestellt [Stu96b] und seitdem kontinuierlich weiterentwickelt [Len98, Ret06].

Die einfachste Form der Ratengleichung beschreibt die Erzeugung freier Ladungsträger durch Multiphotonenionisation und Avalanche-Ionisation [Stu96b]. Sie hat die Form

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = R_{AI}(I)n_e(t) + R_{MPI}(I) = \alpha I(t)n_e(t) + \sigma_k I(t)^k. \quad (2.8)$$

Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung beschreibt hierbei die zeitliche Zunahme der freien Elektronendichte  $n_e$  durch Avalanche-Ionisation. Der zweite Term steht für die Zunahme durch Multiphotonenionisation. Die Tunnelionisation wurde von Stuart et al. in dieser Ratengleichung nicht berücksichtigt, da die Dauer der Laserpulse zwischen 140 fs und 1 ns lag und diese somit vernachlässigt werden kann (siehe Abschnitt 2.1.1) [Stu96b].

In dieser Ratengleichung werden Verlustprozesse, wie z.B. Rekombination der Elektronen oder Elektroneneinfang an Fehlstellen (Trapping), vernachlässigt. Entsprechende Ergänzungen der Ratengleichung werden in [Mao04, Xu07] beschrieben. Auch Elektron-Phononkopplung und eine damit verbundene Erwärmung des Kristallgitters spielt für das Absorptionsverhalten der fs-Pulse keine Rolle, da die Dauer des fs-Pulses kurz ist gegenüber der Zeit, die benötigt wird, um Energie von den freien Elektronen auf das Gitter zu übertragen. Dementsprechend können Absorption und Wärmeeffekte getrennt voneinander betrachtet werden [Stu96a].

Eine detaillierte Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der Absorption eines fs-Pulses und des sich anschließend ausbildenden Einflusses der Wärme auf einer Zeitskala von wenigen Femtosekunden bis hin in den Millisekunden-Bereich wird im folgenden Abschnitt gegeben.

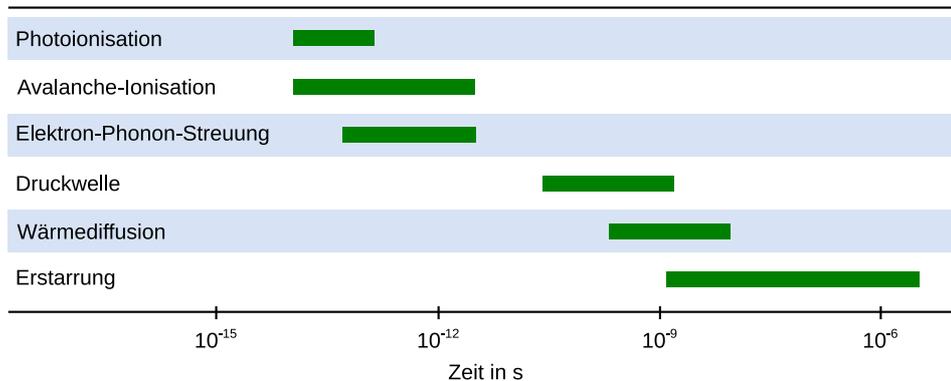
## 2.2 Durch fs-Laserpulse ausgelöste Prozesse in Dielektrika

Durch die Absorption eines fs-Laserpulses in einem Dielektrikum werden eine Reihe hochkomplexer Prozesse innerhalb des bestrahlten Bereichs in Gang gesetzt, die letztendlich zu einer Materialmodifikation führen können. Der zeitliche Zusammenhang dieser aufeinander aufbauenden Prozesse ist in Abbildung 2.3 dargestellt und wird im folgenden Abschnitt genauer erörtert.

### 2.2.1 Prozesse während des fs-Pulses

Die Entwicklung der freien Elektronendichte während der Einstrahlung eines fs-Pulses kann unter anderem mit Gleichung 2.8 berechnet werden. Hierbei zeigt sich, dass mit Beginn des Pulses freie Elektronen ausschließlich durch die Photoionisation erzeugt werden. Das Ionisationsregime kann hierbei durch den Keldysh-Parameter nach Gleichung 2.3 bestimmt werden. Sobald die ersten freien Elektronen generiert wurden, stehen diese als Startelektronen für die Avalanche-Ionisation zur Verfügung.

## 2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien



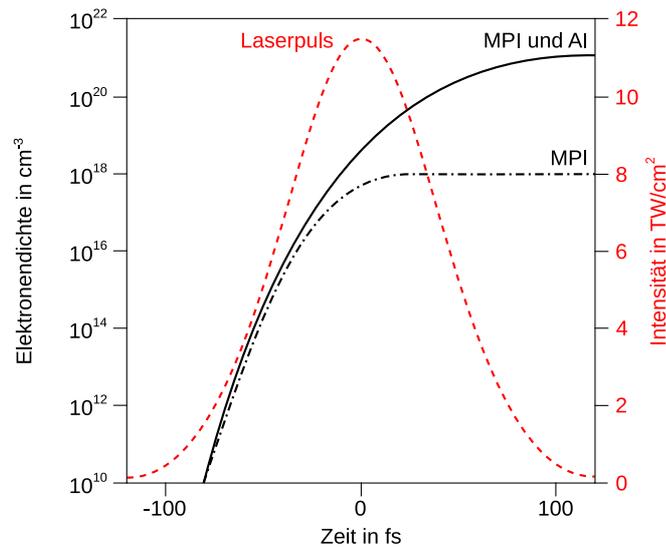
**Abbildung 2.3:** Auflistung der Prozesse, die während und nach der Bestrahlung mit fs-Pulsen auftreten und deren zeitliche Abfolge nach [Gat08]

Eine für Dielektrika typische zeitliche Zunahme der freien Elektronendichte unter Einstrahlung eines fs-Pulses ist beispielhaft für Quarzglas bei einer Pulsdauer von 100 fs und einer Spitzenintensität von etwa  $12 \text{ TW/cm}^2$  in Abbildung 2.4 dargestellt. Diesen Berechnungen wurde die Erzeugung freier Ladungsträger durch die Multiphotonenionisation und die Avalanche-Ionisation zu Grunde gelegt. Zusätzlich wurde der Fall berechnet, dass einzig die Multiphotonenionisation freie Ladungsträger produziert [Stu96a]. Wie zu erkennen ist, wird innerhalb der ersten 100 fs ein Großteil der freien Elektronen von etwa  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  durch die Multiphotonenionisation erzeugt. Nachdem der Puls die maximale Intensität überschritten hat, findet hingegen die weitere Erhöhung der freien Elektronendichte auf etwa  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  hauptsächlich durch die Avalanche-Ionisation statt.

Bei Erreichen einer freien Elektronendichte von etwa  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  kommt es zu einer Zerstörung des Materials. Das untere Limit ist dadurch gekennzeichnet, dass die Energiedichte der Leitungsbandelektronen in erster Näherung der Bindungsenergie des Gitters entspricht [Stu96a]. Die obere Grenze wird als kritische Elektronendichte bezeichnet. Bei dieser Dichte wird das durch die freien Elektronen gebildete Elektronenplasma für den fs-Puls reflektierend und kann dementsprechend keine weitere Energie mehr aufnehmen [Stu96a]. Findet die Absorption des Pulses an der Oberfläche des Dielektrikums statt, kommt es bei dieser freien Elektronendichte direkt zu einer Ablation des Materials entweder durch die Coulombexplosion [Her01] oder durch den schlagartigen Wärmeübertrag vom Elektronengas auf das Gitter [Sch01b, Her01]. Findet die Absorption hingegen im Volumen eines Dielektrikums statt, kann das Material nicht ablatiert werden. Es kommt in der Regel zu einer unmittelbaren lokalen Zerstörung des Materials [Sch01b].

Welchen Anteil an der Erzeugung der freien Ladungsträger die Photoionisation bzw. die Avalanche-Ionisation hat, ist stark vom Material und von der Pulsdauer der fs-Pulse abhängig. So wurden von Xu et al. experimentelle Ergebnisse der Oberflächenablation mit den theoretischen Vorhersagen für den in dieser Arbeit benutzen kristallinen YAG verglichen. Es zeigte sich, dass bei Pulsdauern von weniger als 150 fs die freien Ladungsträger einzig durch die Pho-

## 2.2 Durch fs-Laserpulse ausgelöste Prozesse in Dielektrika



**Abbildung 2.4:** Entwicklung der freien Elektronendichte in Quarzglas bei Einstrahlung eines 100 fs langen gaußförmigen Pulses mit einer Spitzenleistung von etwa 12 TW/cm $^2$ ; dargestellt ist der Intensitätsverlauf des fs-Pulses (Laserpuls) und die freie Elektronendichte erzeugt durch die Multiphotonenionisation (MPI) und durch die Kombination aus Multiphotonenionisation und Avalanche-Ionisation (MPI und AI) [Stu96a]

toionisation erzeugt werden. Bei Pulsdauern von mehr als 200 fs ist die Avalanche-Ionisation der Hauptproduzent freier Elektronen [Xu07].

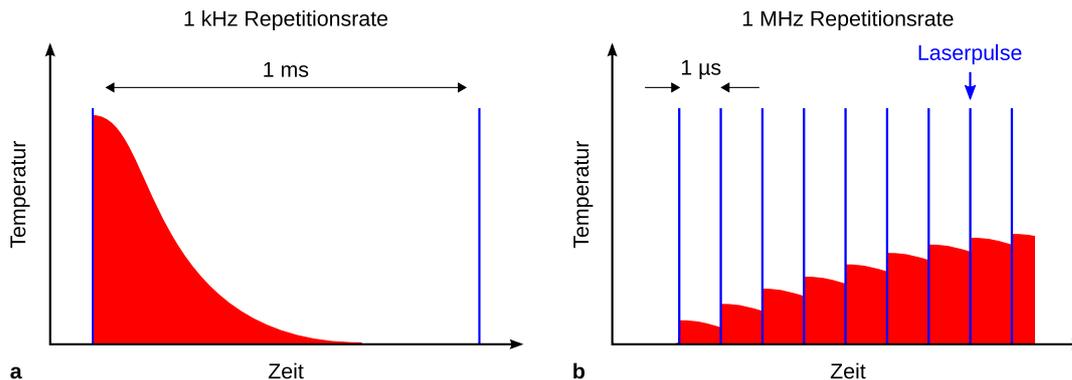
### 2.2.2 Prozesse nach dem Ende des fs-Pulses

Nach dem Ende des fs-Pulses verbleibt am Ort der Absorption ein heißes Elektronengas in einem kalten Gitter. Dessen Energie wird von den freien Elektronen durch Elektron-Phonon-Streuung auf das Gitter übertragen. Nach 10 ps bis 100 ps stellt sich durch diesen Prozess ein neues Temperaturgleichgewicht ein [Bul02]. Wurde während der Zeitdauer des fs-Pulses eine genügend hohe Energie durch das Elektronengas aufgenommen, so kann nach dem Erreichen des Temperaturgleichgewichts das Material in geschmolzener Form vorliegen [Gat08]. Zusätzlich ist es auch möglich, dass es durch die schnelle Erhitzung wenige Nanosekunden nach dem fs-Puls zur Ausbildung einer Druckwelle kommt, die sich vom heißen Volumen weg bewegt [Sak07]. Die Abkühlung des Materials durch Wärmediffusion findet schließlich auf einer Zeitskala von einigen Mikrosekunden statt [Gat08]. Während dieser Zeitspanne erstarrt schließlich auch eventuell geschmolzenes Material.

Abhängig vom Material und den Parametern des verwendeten fs-Lasersystems kann es durch die in diesem Abschnitt beschriebenen Prozesse zu einer Materialmodifikation kommen. Die Materialmodifikationen können unterschiedlichste Formen annehmen. Teilweise konnte noch nicht zufriedenstellend ermittelt werden, wie diese entstehen. In Abschnitt 2.5 wird ein Überblick über Modifikationen gegeben, durch die eine Brechungsindexveränderung in der bestrahlten Region dielektrischer Materialien hervorgerufen werden konnte.

## 2.3 Einfluss der Repetitionsrate

Bisher wurden die Absorption und die darauf folgenden Prozesse für einen einzelnen fs-Puls behandelt. Experimentell werden hingegen in der Regel mehrere zeitlich aufeinander folgende Pulse auf die gleichen Position innerhalb eines Dielektrikums eingestrahlt. Die Repetitionsrate der fs-Laserpulse kann hierbei abhängig vom verwendeten fs-Lasersystem grob in zwei Klassen eingeteilt werden. Die Repetitionsrate von CPA-Lasersystemen<sup>1</sup> liegt in der Regel zwischen wenigen Hz und einigen kHz. fs-Oszillatoren erzeugen hingegen fs-Pulse mit einer Wiederholrate von typischerweise mehreren 10 MHz.



**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung der Temperaturentwicklung innerhalb des bestrahlten Bereichs während 1 ms bei einer Repetitionsrate von 1 kHz (a) und während 9 µs bei 1 MHz (b)

Bei einer Repetitionsrate von 1 kHz sind zwei aufeinander folgende Pulse zeitlich 1 ms voneinander getrennt. Bei 1 MHz beträgt der zeitliche Abstand hingegen nur noch 1 µs. Für den Absorptionsprozess durch die Photoionisation und die Avalanche-Ionisation, die auf der Zeitskala der Pulslänge von einigen 100 fs ablaufen, spielt die Repetitionsrate keine Rolle. Auch die Übertragung der Energie von dem heißen Elektronengas auf das Gitter ist abgeschlossen, bevor der nächste Puls eingestrahlt wird. Anders verhält es sich hingegen für die Wärmediffusion und die Erstarrung. Beide Prozesse laufen auf einer Zeitskala von Nano- bis Mikrosekunden ab und liegen damit in einem Zeitbereich, der dem zeitlichen Abstand zweier Pulse eines MHz-Systems entspricht. Die hierdurch hervorgerufenen Effekte auf das bestrahlte Material sollen anhand einer einfachen Abschätzung für YAG verdeutlicht werden.

Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass durch den fs-Puls ein infinitesimal kleines Volumen erwärmt wird. Somit kann die örtliche Wärmeverteilung als Delta-Funktion betrachtet werden. Im Laufe der Zeit wird sich die Wärme aufgrund der Wärmediffusion über einen größeren Raumbereich ausdehnen. Diese Ausdehnung kann mit der thermischen Diffusionslänge, gegeben durch

$$L(t) = (Dt)^{1/2}, \quad (2.9)$$

abgeschätzt werden.  $D$  ist hierbei die thermische Diffusion und  $t$  die Zeit [Pro95]. Die thermische Diffusion beträgt für YAG etwa  $0,05 \text{ cm}^2/\text{s}$  [Bod09]. Mit diesem Wert und Gleichung 2.9 ergibt sich eine Ausdehnung des Wärmebereichs nach 1 µs auf etwa  $2 \text{ µm}$  und nach 1 ms auf etwa  $70 \text{ µm}$ . Dies bedeutet, dass sich das erwärmte Volumen nach 1 ms auf etwa das  $4 \cdot 10^4$ -fache gegenüber dem Volumen nach 1 µs ausgedehnt hat. Berücksichtigt man zusätzlich, dass

<sup>1</sup>CPA = Chirped Pulse Amplification

die Fokusbereiche bei der fs-Laservolumenstrukturierung nur wenige Mikrometer betragen, ist die Temperaturverringering im fokalen Volumen nach  $1\ \mu\text{s}$  vernachlässigbar gering.

Ausgehend von dieser Abschätzung kann angenommen werden, dass bei einer Repetitionsrate von 1 kHz die jeweiligen Folgepulse ein weitestgehend abgekühltes Material vorfinden. Bei einer Wiederholfrequenz von 1 MHz weist der bestrahlte Bereich hingegen noch eine deutliche Temperaturerhöhung gegenüber dem nicht bestrahlten Material auf. Somit kommt es bei dieser Wiederholrate zu einer sukzessiven Temperaturzunahme von Puls zu Puls des bestrahlten Bereichs [Gat06]. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt.

Aufgrund der Temperaturakkumulation bei Verwendung von MHz-fs-Lasersystem konnten Materialmodifikationen in Glas realisiert werden, wie sie mit kHz-Systemen nicht möglich sind. So wurde zum Beispiel beobachtet, dass mit steigender Repetitionsrate die Ausdehnung der Modifikationen zunahm. Die Modifikationen waren teilweise bis zu 50 mal ausgedehnter als der bestrahlte Bereich [Sch01a, Eat05].

## 2.4 Vorteile der Volumenstrukturierung mit fs-Laserpulsen

Für die Materialbearbeitung werden je nach Anwendungsgebiet die unterschiedlichsten Lasersysteme eingesetzt, die Pulse mit Pulsdauern von Nano-, Piko-, und Femtosekunden erzeugen. Insbesondere für die Volumenstrukturierung dielektrischer Materialien auf einer Mikrometerskala bieten fs-Lasersysteme Vorteile gegenüber Systemen mit längeren Pulsdauern.

Folgende Abschätzung, die für Pulse mit einer Dauer von mehr als einigen 10 ps gilt, verdeutlicht diesen Vorteil. Pulse mit diesen Pulslängen besitzen in der Regel nicht die Intensität, um durch die Photoionisation freie Ladungsträger zu erzeugen. Somit erfolgt der gesamte Absorptionsprozess über die Avalanche-Ionisation, ausgehend von bereits vorhandenen freien Elektronen. In transparenten Festkörpern stammen diese Elektronen zum Beispiel von Verunreinigungen oder von Defektstellen [Sch01b]. Die freie Elektronendichte beträgt etwa  $10^8\ \text{cm}^{-3}$  [Blo74]. Wird nun für den Fall der Volumenstrukturierung ein Fokusbereich von  $10\ \mu\text{m}$  bei einer Rayleigh-Länge von  $75\ \mu\text{m}$  angenommen, so beträgt das fokale Volumen etwa  $10^{-8}\ \text{cm}^3$ . Somit befindet sich im Schnitt ein Elektron innerhalb des fokalen Volumens. Da durch die Avalanche-Ionisation die freie Elektronendichte exponentiell ansteigt, ist dieser Prozess stark von der Anzahl der Startelektronen abhängig. Schon kleine Fluktuationen in der Anzahl der freien Startelektronen führen daher zu unterschiedlich hohen freien Elektronendichten nach Ende des Pulses. Die letztendlich erzeugte Materialmodifikation schwankt demnach stark von Puls zu Puls [Bas72].

fs-Pulse besitzen im Gegensatz zu ns- und langen ps-Pulsen genügend hohe Intensitäten, um durch die Photoionisation freie Elektronendichten von bis zu  $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$  zu erzeugen (siehe Abschnitt 2.2.1). Ausgehend von dieser Elektronendichte spielen kleine Schwankungen für den Endzustand nach der Avalanche-Ionisation keine Rolle. Somit ist der Endzustand und damit auch die Modifikationsschwelle von Puls zu Puls nahezu identisch [Du94].

Ein weiterer Vorteil der Volumenstrukturierung mit fs-Laserpulsen ist, dass die für die anfängliche Erzeugung der freien Ladungsträger verantwortliche Photoionisation stark intensitätsabhängig ist (siehe Abschnitt 2.1.1). Somit kann diese einzig in einem Bereich stattfinden, der auf den Fokus der fs-Pulse beschränkt ist oder sogar kleiner als der Fokus sein kann. Auch die Avalanche-Ionisation ist hauptsächlich auf den Fokus beschränkt, da in Bereichen außerhalb

des fokalen Volumens während der kurzen Pulsdauer keine signifikante Erhöhung der freien Elektronendichte erzielt werden kann. Somit ist es mit Hilfe von fs-Pulsen möglich, in allen Dielektrika Strukturen auf einer Mikrometerskala zu erzeugen, die sogar kleiner als der Fokus sein können [Liu97].

### 2.5 Bisher erzeugte Modifikationen in dielektrischen Materialien mit fs-Laserpulsen

Zur Erzeugung wellenleitender Strukturen innerhalb eines homogenen Materials ist eine lokale Änderung des Brechungsindex notwendig. fs-Lasersysteme stellen ein relativ neues Werkzeug zur Realisierung dieser Brechungsindexänderungen dar. Abhängig vom Material und den Laserparametern können die durch die fs-Pulse modifizierten Bereiche direkt als Wellenleiter genutzt werden oder erst durch eine komplexen Anordnung der geschriebenen Strukturen Wellenleitung ermöglichen.

In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über die bisher in der Fachliteratur berichteten Modifikationen in dielektrischen Materialien gegeben, die durch die Bestrahlung mit fs-Laserpulsen hervorgerufen wurden. In vielen Materialien war es möglich, mit Hilfe dieser Strukturveränderungen Wellenleiter zu erzeugen.

#### 2.5.1 Mikroexplosionen in Dielektrika

Werden fs-Laserpulse in das Volumen eines Dielektrikums fokussiert, kann es abhängig von den Laserparametern zu Mikroexplosionen im Material kommen. Wichtig ist hierbei, dass der fs-Laserpuls entweder stark fokussiert wird [Gam06] oder bei schwächerer Fokussierung die Selbstfokussierung der Laserpulse ausgenutzt wird [Gle97]. Das Volumen, in dem die nicht-lineare Absorption des Laserpulses stattfindet, sollte in beiden Fällen nur einige  $0,1 \mu\text{m}^3$  groß sein. Innerhalb des Absorptionsbereichs wird ein heißes Elektronenplasma erzeugt. Während einer Zeitspanne von wenigen Pikosekunden wird die Energie auf das Gitter übertragen. Da die Wärmediffusion auf dieser Zeitskala vernachlässigt werden kann, kommt es zu einer extremen Erwärmung. Rechnungen für Quarzglas und einem Laserpuls mit einer Pulsdauer von 100 fs und einer Pulsenergie von  $0,5 \mu\text{J}$  ergaben eine Temperatur von  $10^6$  K in einem Volumen von  $0,1 \mu\text{m}^3$  [Gle97]. Mit der schlagartigen Erwärmung des Materials geht eine Druckerhöhung einher. Wird der aufgebaute Druck größer als der Elastizitätsmodul des umliegenden Materials, kommt es zu einer Mikroexplosion, bei der eine Schockwelle das Material durchläuft. Diese drückt das Material auswärts und erzeugt so einen Hohlraum im Zentrum der Mikroexplosion, der von stark verdichtetem Material umgeben ist. Während der Abkühlung erstarrt diese Struktur, ohne dabei in den Ursprungszustand zurückzukehren. Das Resultat der Mikroexplosion ist ein Hohlraum am Ort des Fokus des fs-Laserpulses mit einem Durchmesser von etwa 200 nm, der von hoch verdichtetem Material umgeben ist. Der Bereich innerhalb der durch die Mikroexplosion erzeugten Strukturen in Quarzglas weist eine Brechungsindexänderung von 0,05 auf [Gle97]. Somit stellen Mikroexplosionen eine Möglichkeit dar, komplexe photonische Strukturen zu erzeugen, die als Wellenleiter fungieren könnten. Eine weitere Eigenschaft der durch die Mikroexplosionen erzeugten Strukturen ist, dass sie hohe mechanische Spannungen auf das

## 2.5 Bisher erzeugte Modifikationen in dielektrischen Materialien mit fs-Laserpulsen

umliegende Material ausüben [Zho05]. Somit sind spannungsinduzierte Änderungen des Brechungsindex in der Umgebung der Strukturen zu erwarten (siehe Abschnitt 2.5.3).

Mikroexplosionen konnten bisher in verschiedenen transparenten Materialien, wie zum Beispiel Quarzglas [Gle97], Saphir [Gle97] oder Polystyrol [Gam06], beobachtet werden.

### 2.5.2 Brechungsindexänderung in Glas durch fs-Laserbestrahlung

Der Schwerpunkt der fs-Volumenstrukturierung lag in den letzten Jahren bei der Bearbeitung verschiedenster Gläser, wobei ein Großteil der Experimente mit Quarzglas (fused silica) durchgeführt wurden. Der durch die fs-Laserbestrahlung ausgelöste Modifikationsprozess in Gläsern, der zur Ausbildung einer gleichmäßigen Brechungsindexänderung beiträgt, ist dabei noch nicht vollständig verstanden. Im Folgenden werden die wichtigsten Erklärungsmodelle erörtert. Des Weiteren wird das neue Themengebiet der Laser induzierten Kristallisation in Glas vorgestellt.

#### Brechungsindexänderung durch Änderung der fiktiven Temperatur

Quarzglas besteht aus einer nicht kristallinen Matrix aus Silizium- und Sauerstoffatomen [Pas98]. Die Struktur der Matrix und damit auch die Dichte des Materials kann durch schnelles Abkühlen des heißen Glases variiert werden. Durch ein rasches Abkühlen kann die Glasmatrix in einer Struktur eingefroren werden, die einer Struktur des Glases bei einer höheren sogenannten fiktiven Temperatur entspricht [Gal85, Hak00]. Entscheidend ist hierbei, dass mit der Strukturänderung der Matrix auch eine Änderung des Brechungsindex des Glases einhergeht [Brü70].

Im Fall der Bearbeitung von Quarzglas mit fs-Laserpulsen wird durch den nichtlinearen Absorptionsprozess ausschließlich ein sehr kleines Volumen im Fokus der Pulse mit einem hohen Wärmegradienten stark aufgeheizt. Stretsov et al. zeigten, dass im Fokus Temperaturänderungen von nur 100°C bis hin zu 3300°C durch Variation der Pulsenergie erzielt werden können [Str02]. Nach Ende des jeweiligen Pulses kann die Wärme effektiv in das umgebende kalte Material abtransportiert werden. Somit kühlt das heiße Glas im Fokus des Pulses schnell ab und behält dabei eine Struktur bei, die einer hohen fiktiven Temperatur entspricht. Das Resultat dieses Prozesses ist eine Dichtezunahme des Quarzglases im Fokus mit einer daraus resultierenden Brechungsindexerhöhung gegenüber dem nicht bestrahlten Glas. Die Brechungsindexänderung liegt typischerweise bei einigen  $10^{-3}$  [Cha01, Dav96, Wil02]. Auch in anderen Gläsern kommt es durch diesen Mechanismus zu Brechungsindexänderungen, die allerdings auch negativ sein können [Nol04, Bha05].

#### Erzeugung von Farbzentren

Durch die fs-Laserbestrahlung können in Quarzglas Farbzentren erzeugt werden. Von besonderer Bedeutung sind hierbei self-trapped Excitons, Sauerstoffleerstellen und nonbridging-oxygen-hole-center (NBOHC) Defekte. Der Entstehungsmechanismus und die spektroskopischen Eigenschaften dieser Defektstellen werden in [Mao04, Rei07, Ams08] beschrieben.

Durch die lokale Erzeugung von Farbzentren kommt es zu einer lokalen Änderung der Ab-

## 2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien

sorptionseigenschaften des Materials. Über die Kramers-Kronig-Relation

$$n(\omega) = 1 + \frac{c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega \quad (2.10)$$

besteht ein Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  und dem Brechungsindex  $n$  [Flü58], wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\omega$  die Frequenz des eingestrahnten Lichts sind. Somit kann durch die gezielte Erzeugung von Farbzentren der Brechungsindex lokal verändert werden.

Die Rolle der Farbzentren bei der Produktion von Wellenleitern in Glas ist noch nicht vollständig geklärt. Durch die Farbzentrenbildung konnten Brechungsindexerhöhungen von etwa  $10^{-3}$  nachgewiesen werden [Str02]. Doch zeigte sich, dass diese Farbzentren bei Temperaturen ab  $400^\circ\text{C}$  ausheilten und die Wellenleitung der in Quarzglas geschriebenen Wellenleiter dennoch unverändert blieb [Wil02]. Farbzentren können dementsprechend nicht der alleinige Verursacher der Brechungsindexerhöhung in Quarzglas sein.

### Strukturänderung der Glasmatrix

Im Gegensatz zur Brechindexänderung durch Erwärmung und anschließendem raschen Abkühlen des Glases kann es durch die Einstrahlung von fs-Laserpulsen zu einer Strukturveränderung auf atomarer Ebene kommen.

Die Matrix eines unbestrahlten Quarzglases besteht aus Ringstrukturen, die aus Paaren von Silizium- und Sauerstoffatomen gebildet werden. Bei Quarzglas werden diese Ringe hauptsächlich aus sechs oder fünf Si-O-Paaren gebildet. Ringe mit vier oder drei Si-O-Paaren liegen hingegen kaum vor [Pas98].

Um Informationen über die Art der Ringstrukturen der Glasmatrix von Quarzglas zu erhalten, das durch fs-Laserpulse modifiziert wurde, wurden von Chan et al. Raman-Spektren aufgenommen. Hierbei stellte sich heraus, dass durch die Bestrahlung der Anteil der vier- und dreifach Ringe erhöht wurde. Das erhöhte Vorhandensein dieser kleineren Ringe führt zu einer Änderung der Bindungswinkel innerhalb der Glasmatrix, die mit einer Dichteerhöhung des modifizierten Materials einhergeht. Zusätzlich konnte die Änderung des Anteils der vier- und dreifach Ringe an der Glasmatrix mit einer Erhöhung des Brechungsindex von etwa  $10^{-3}$  in Verbindung gebracht werden [Cha01].

### Laser-induzierte Kristallisation in Glas

Eine weitere Möglichkeit einer Brechungsindexänderung in Glas besteht darin, das Schmelzen und die anschließende Abkühlung des Glases im Fokus der fs-Laserpulse so kontrolliert durchzuführen, dass es zu einer Kristallisation des Materials kommt. Dies gelang erstmalig Miura et al., die Glas mit der Zusammensetzung  $47,5\text{BaO}:5\text{Al}_2\text{O}_3:47,5\text{B}_2\text{O}_3$  (mol %) für diese Experimente nutzten. Nach dem Ende der fs-Laserbestrahlung konnten sie innerhalb des Glases einzelne BBO-Kristalle ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ) am Ort des Fokus der fs-Laserpulse nachweisen. Durch Verschieben der Probe, während die fs-Pulse in das Glas fokussiert wurden, konnten kurze Spuren einkristalliner BBO-Kristalle erzeugt werden [Miu00].

Kontinuierliche Linien kristallinem  $\text{Ba}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$  in einem Glas mit der Zusammensetzung  $33,3\text{BaO}:16,7\text{TiO}_2:50\text{SiO}_2$  (mol %) konnten von Dai et al. erzeugt werden [Dai07]. Die Bre-

## 2.5 Bisher erzeugte Modifikationen in dielektrischen Materialien mit fs-Laserpulsen

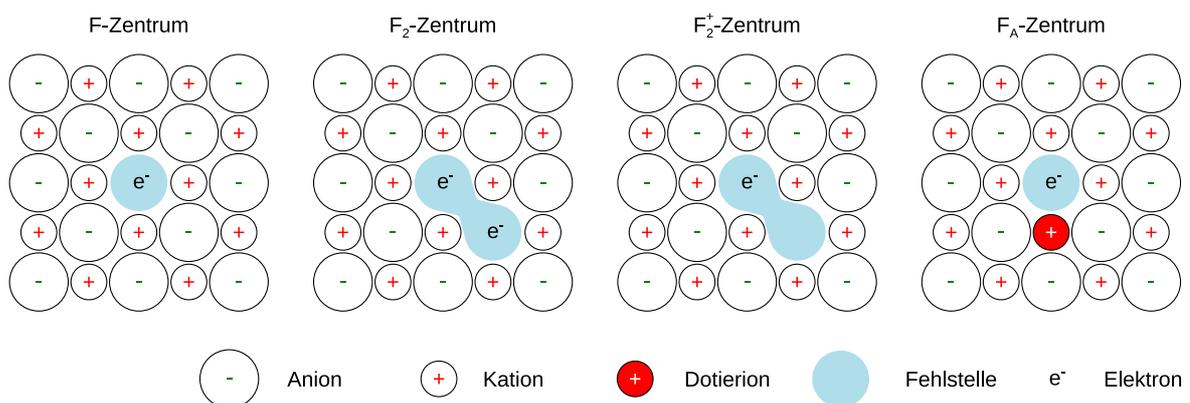
chungsindexerhöhung des kristallinen Bereichs gegenüber dem Glas betrug etwa  $3 \cdot 10^{-3}$ . Obwohl bisher noch keine Wellenleitung innerhalb dieser Kanäle demonstriert wurde, eignet sich dieses Verfahren damit prinzipiell für die Erzeugung kristalliner Wellenleiter.

### 2.5.3 Brechungsindexänderung in Kristallen durch fs-Laserbestrahlung

Bei einer geringen Anzahl kristalliner Materialien konnten Brechungsindexänderungen durch die fs-Laserbestrahlung beobachtet werden. Allerdings ist der Entstehungsmechanismus im Gegensatz zum Quarzglas teilweise nur unzureichend aufgeklärt.

#### Erzeugung von Farbzentren

Im Abschnitt 2.5.2 wurde der Zusammenhang zwischen der lokalen Erzeugung von Farbzentren und einer dadurch verursachten Brechungsindexänderung beschrieben. Farbzentren können durch die fs-Laserbestrahlung nicht nur in Gläsern, sondern auch in Kristallen produziert werden. In nichtleitenden ionischen Kristallen sind Farbzentren Punktdefekte, an die ein oder mehrere Elektronen gebunden sind. In der Regel werden Farbzentren mit F-Zentrum abgekürzt. In Abbildung 2.6 ist das einfachste F-Zentrum in einem Kristall dargestellt. Es handelt sich hierbei um eine Anionenfehlstelle. Diese hat eine effektive positive Ladung, womit sich ein Elektron an diese Fehlstelle binden kann. Bilden mehrere F-Zentren in direkter Nachbarschaft einen Komplex, so bezeichnet man dieses Komplexzentrum als  $F_n$ -Zentrum, wobei  $n = 2, 3, \dots$  die Anzahl der benachbarten F-Zentren ist. Die Ladung eines F-Zentrums wird durch hochgestellte + oder - angegeben. Farbzentren, die ein Dotierion als direkten Nachbarn haben, werden mit einem tiefgestellten A gekennzeichnet. Eine weitergehende Klassifizierung kann in [Pen88] nachgeschlagen werden.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung einiger in ionischen Kristallen vorkommender Farbzentren

Neben der lokalen Änderung der Absorptionseigenschaften des Materials und der damit einhergehenden Änderung des Brechungsindex weisen Farbzentren mehrere Niveaus auf, zwischen denen elektronische Übergänge stattfinden können. Dank dieser Eigenschaft konnten Farbzentrenlaser zum Beispiel in LiF oder KCl demonstriert werden [Ger86, Pen88]. Zusätzlich wurde ein Farbzentrenlaser innerhalb eines Farbzentren-Wellenleiters realisiert [Kaw04].

## 2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien

Der Entstehungsprozess der Farbzentren durch fs-Laserbestrahlung ist stark materialabhängig und nur unvollständig erforscht. Eine der diskutierten Theorien zur Erzeugung von Farbzentren mittels fs-Laserbestrahlung geht davon aus, dass bereits im ursprünglichen Kristall anionische Gitterfehlstellen vorhanden sind. Durch den fs-Puls werden freie Elektronen generiert, die sich nach dem Ende des fs-Pulses an die Fehlstellen binden und so F-Zentren bilden [Cou07, Zha04]. Ein anderer Ansatz betrachtet die Entstehung von Farbzentren durch die Ausbildung von Gitterfehlstellen nach einer Elektronenanregung. Für eine ausführliche Diskussion dieses Mechanismus sei auf [Ito82] verwiesen.

In Tabelle 2.1 sind kristalline dielektrische Materialien aufgelistet, in denen durch fs-Laserbestrahlung Farbzentren erzeugt werden konnten.

Material	Brechungsindex- änderung $\Delta n$	Quelle
CaF <sub>2</sub>		[Zha04]
LiF	$1,4 \cdot 10^{-2}$	[Kaw04]
NaCl		[Dic04]
KCl		[Dic07]
KBr		[Dic07]
YLiF <sub>4</sub>		[Cou07]
Ce:Gd <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub>	$5,36 \cdot 10^{-4}$	[Zha05]
Ce,Ca:YAG		[Sie06]

**Tabelle 2.1:** Farbzentrenerzeugung durch fs-Laserbestrahlung in kristallinen Materialien; Angabe der induzierten Brechungsindexänderung soweit verfügbar

### Spannungsinduzierte Brechungsindexänderung

Wird auf ein kristallines Material eine externe Kraft ausgeübt, findet eine Deformation des Kristallgitters statt, wodurch sich eine mechanische Spannung innerhalb des Materials aufbaut. Durch die mechanische Spannung kommt es zu einer Änderung des Brechungsindex. Die Brechungsindexänderung hängt hierbei von der Stärke der Spannungen und deren örtlicher Verteilung ab. Im Folgenden wird zuerst die Doppelbrechung vorgestellt und anschließend der theoretische Zusammenhang zwischen mechanischer Spannung und der Brechungsindexänderung erläutert.

Die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie kann auf die Interaktion des elektrischen Felds einer elektromagnetischen Welle mit den Ladungen im Material zurückgeführt werden [Trä07]. Die durch das elektrische Feld hervorgerufene Änderung innerhalb eines Kristalls wird durch die dielektrische Verschiebung

$$D_i = \sum \varepsilon_{ij} \varepsilon_0 E_j \quad (2.11)$$

beschrieben, mit  $i, j = 1, 2, 3$ , den Komponenten in x-, y- und z-Richtung.  $\varepsilon_{ij}$  sind die Komponenten des dielektrischen Tensors und  $\varepsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante. Der dielektrische

## 2.5 Bisher erzeugte Modifikationen in dielektrischen Materialien mit fs-Laserpulsen

Tensor kann immer in Diagonalf orm mit den Diagonalelementen  $\epsilon_i$  dargestellt werden. Der Wert der einzelnen Diagonalelemente hängt von der Symmetrie des Kristallgitters ab.

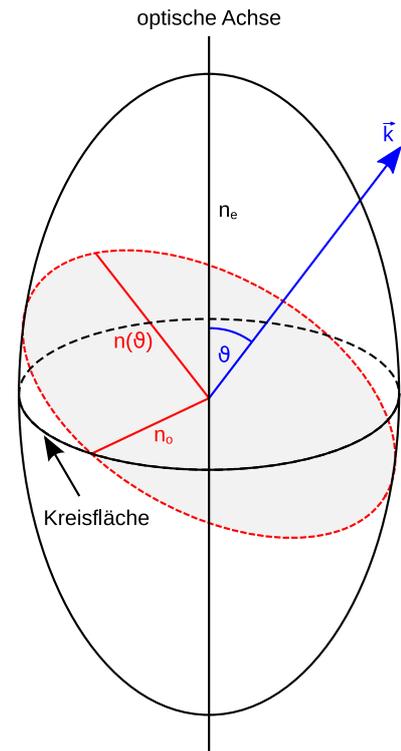
Das einfachste System stellen kubische Kristalle dar, bei denen die Diagonalelemente identisch sind und somit  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon$  gilt. Hierdurch vereinfacht sich Gleichung 2.11 zu  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ . Dies hat zur Folge, dass Licht unabhängig von der Ausbreitungsrichtung keine Änderung der Polarisation erfährt. Kristalle, die diese Eigenschaft aufweisen, werden als optisch isotrop bezeichnet. Die in dieser Arbeit untersuchten YAG-Kristalle gehören dieser Gruppe an.

Eine weitere Gruppe bilden die uniaxialen Kristalle, bei denen zwei der drei Werte des dielektrischen Tensors gleich sind und somit  $\epsilon_1 = \epsilon_2 \neq \epsilon_3$  gilt. Diese Kristalle sind optisch anisotrop. Aufgrund des Zusammenhangs  $n_i = \sqrt{\epsilon_i/\epsilon_0}$  [Sal08] ist die Propagation einer elektromagnetischen Welle von deren Ausbreitungsrichtung und deren Polarisation abhängig. Um diesen Zusammenhang zu veranschaulichen, ist in Abbildung 2.7 die sogenannte optische Indikatrix für einen uniaxialen Kristall dargestellt. Die Indikatrix ist ein Rotationsellipsoid, dessen große Halbachse durch den außerordentlichen Brechungsindex  $n_e$  und dessen kleine Halbachse durch den ordentlichen Brechungsindex  $n_o$  gegeben sind. Die große Halbachse wird optische Achse genannt. Das elektrische Feld einer Welle, die sich in Richtung  $\vec{k}$  ausbreitet, wird für die weitere Betrachtung in zwei senkrecht zueinander stehende Komponenten zerlegt. Diese Komponenten können mit den entsprechenden Polarisationsanteilen gleichgesetzt werden. Die erste Komponente ist sowohl zur Ausbreitungsrichtung als auch zur optischen Achse senkrecht, liegt dementsprechend in der Kreisfläche und erfährt den ordentlichen Brechungsindex. Die zweite Polarisationskomponente ist ebenfalls senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und senkrecht zur ersten Komponente. Dieser Polarisationsanteil erfährt einen von der Propagationsrichtung der Welle abhängigen Brechungsindex

$$n(\vartheta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \vartheta + n_e^2 \cos^2 \vartheta}}, \quad (2.12)$$

wobei  $\vartheta$  der Winkel zwischen der optischen Achse und der Ausbreitungsrichtung ist. Da somit die beiden Polarisationskomponenten im Allgemeinen unterschiedliche Brechungsindizes erfahren, kommt es zu einer Polarisationsänderung der Welle beim Durchlaufen eines uniaxialen Kristalls. Es treten hierbei zwei Spezialfälle auf. Licht, das parallel zur optischen Achse durch den Kristall propagiert, erfährt keine Änderung der Polarisation, da beide Polarisationskomponenten den ordentlichen Brechungsindex erfahren. Licht, das sich senkrecht zur optischen Achse ausbreitet, erfährt nur dann keine Polarisationsänderung, wenn es entweder parallel zur Achse des ordentlichen oder zur Achse des außerordentlichen Brechungsindex polarisiert ist.

Die letzte Gruppe umfasst die biaxialen Kristalle, bei denen alle drei Diagonalkomponenten des dielektrischen Tensors voneinander verschieden sind. Für eine Beschreibung der optischen



**Abbildung 2.7:** Indikatrix eines uniaxialen Kristalls

## 2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien

Eigenschaften dieser Kristalle sei auf [Sal08] verwiesen.

Wie bereits beschrieben, ist YAG ein optisch isotropes Material und zeigt dementsprechend keine Doppelbrechung. Wird aber eine mechanische Spannung innerhalb des Kristalls erzeugt, kann YAG dennoch anisotrop werden. Wird diese Spannung durch eine externe Kraft, durch thermische Ausdehnung oder durch die Kombination beider Einflüsse hervorgerufen, so kann die Spannung mit der Differentialgleichung

$$-\nabla\sigma = -\nabla \cdot \left( \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha \\ 0 \end{bmatrix} (1 + \nu) \cdot \Delta T \right) = F \quad (2.13)$$

beschrieben werden [Sch05].  $\sigma$  ist hierbei der Spannungstensor,  $\epsilon_{x/y}$  die Normal-Dehnungskomponenten,  $\gamma_{xy}$  die Scherspannungskomponente,  $\nu$  das Poisson-Verhältnis,  $\alpha$  der Ausdehnungskoeffizient,  $F$  die wirkende Kraft und  $\Delta T$  die Temperaturänderung, die für die thermische Ausdehnung des Materials verantwortlich ist. In Gleichung 2.13 wird angenommen, dass die Dehnung nur in der  $xy$ -Ebene vorliegt und in  $z$ -Richtung Null ist.

Ist der Spannungstensor  $\sigma$ , zum Beispiel durch Lösen der Gleichung 2.13 bekannt, kann die durch die Spannung hervorgerufene Brechungsindexänderung berechnet werden. Der Zusammenhang zwischen Spannungstensor und Brechungsindexänderung wird hierbei durch den elasto-optischen Effekt<sup>2</sup> beschrieben. Für eine theoretische Beschreibung dieses Effekts sei auf [Mue35, Wem70, Liu05] verwiesen. Die Brechungsindexänderung ergibt sich hierbei zu

$$\Delta n = -C\sigma, \quad (2.14)$$

wobei  $C$  der photo-elastischen Tensor ist [Sch05]. Dieser Zusammenhang zwischen Spannung und Brechungsindexänderung kann ausgenutzt werden, um wellenleitende Strukturen in Kristallen herzustellen. Hierfür ist es notwendig, durch die gezielte Erzeugung mechanischer Spannungen eine Brechungsindexänderung innerhalb eines Kristalls herzustellen, die Wellenleitung ermöglicht. Da diese Brechungsindexänderung im Allgemeinen nicht homogen in alle Richtungen ist, kann zusätzlich Doppelbrechung auftreten.

In Tabelle 2.2 sind diejenigen Kristalle aufgelistet, in denen bereits durch eine spannungsinduzierte Änderung des Brechungsindex Wellenleiter erzeugt wurden. In allen Fällen war die experimentelle Herangehensweise sehr ähnlich. fs-Pulse wurden unter die Oberfläche der jeweiligen Probe fokussiert und so eine Materialveränderung im Fokus hervorgerufen. Durch diese Modifikation wurde eine mechanische Spannung im umliegenden Kristall induziert, die letztendlich zu einer lokalen Brechungsindexerhöhung führte. Durch eine dreidimensionale Strukturierung der Kristalle konnten so Wellenleiter erzeugt werden. Die Art der Materialmodifikation im Fokus hing stark vom verwendeten Kristall ab. Sie reichte von einer Umwandlung des kristallinen Materials in amorphes [Gor03, Apo04, Nej05], über Dichteänderungen durch Mikroexplosionen [McM08], bis hin zu einer Zerstörung der Kristallstruktur [Apo04, Bur06, Cam07, Bor07].

---

<sup>2</sup>auch als photo-elastischer oder piezo-optischer Effekt bezeichnet

## 2.5 Bisher erzeugte Modifikationen in dielektrischen Materialien mit fs-Laserpulsen

Material	Brechungsindex- änderung $\Delta n$	Quelle
Quartz	$1 \cdot 10^{-2}$	[Gor03]
Saphir	$1 \cdot 10^{-4}$	[Apo04]
Silizium	$1 \cdot 10^{-3}$	[Nej05]
LiNbO <sub>3</sub>	$8 \cdot 10^{-4}$	[Bur06]
YGG	–	[Sie06]
KTP	–	[Cam07]
KYW	–	[Bor07]
LiTaO <sub>3</sub>	$1 \cdot 10^{-2}$	[McM08]

**Tabelle 2.2:** Erzeugung spannungsinduzierter Brechungsindexänderung durch fs-Laserbestrahlung in kristallinen Materialien; Angabe der Brechungsindexänderung soweit verfügbar

### Brechungsindexänderungen in LiNbO<sub>3</sub>

In LiNbO<sub>3</sub> wurden mit fs-Laserpulsen einer zentralen Wellenlänge von 800 nm und einer Pulsdauer von 40 fs Paare paralleler Spuren etwa 200  $\mu\text{m}$  unter die Oberfläche der Kristalle geschrieben. Für diese Experimente wurde zur Fokussierung der Laserpulse ein Mikroskopobjektiv mit einer NA von 0,65 verwendet. Die einzelnen Spuren eines Spurpaars wurden mit einer Pulsenergie von 18  $\mu\text{J}$  geschrieben und hatten einen Abstand von 17  $\mu\text{m}$ . Im Zentrum der Doppelspuren konnte Wellenleitung aufgrund einer spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindex von etwa  $8 \cdot 10^{-4}$  demonstriert werden [Bur06].

Bei bedeutend geringeren Pulsenergien von etwa 0,5  $\mu\text{J}$  wurden hingegen Brechungsindexerhöhungen oberhalb des Fokus der fs-Pulse erreicht, indem Defekte im bestrahlten Bereich erzeugt wurden [Bur06] bzw. das kristalline Material möglicherweise in amorphes umgewandelt wurde [Tho06]. Die so erzeugten Strukturen sind allerdings nur bis Temperaturen von 150°C stabil [Bur07].

### Brechungsindexänderung in dotierten YAG-Kristallen

Okhrimchuk et al. strukturierten mit einem 1 kHz-fs-Lasersystem, das Pulse mit einer Pulsdauer von 150 fs und einer Wellenlänge von 800 nm erzeugte, einen mit 0,8% Nd dotierten YAG-Kristall. Die fs-Pulse mit einer Pulsenergie von 2  $\mu\text{J}$  wurden mit einem Mikroskopobjektiv mit einer NA von 0,65 etwa 200  $\mu\text{m}$  unter die Oberfläche der Probe fokussiert und der Kristall gleichzeitig mit einer Geschwindigkeit von 500  $\mu\text{m/s}$  verfahren. Am Ort des Fokus konnte eine Brechungsindexverringerng von etwa  $4 \cdot 10^{-4}$  erzeugt werden. Über den zu Grunde liegenden Modifikationsmechanismus wurden keine Aussagen gemacht [Okh05].

Neben Nd:YAG konnten mit einem ähnlichen Versuchsaufbau Brechungsindexverringerngen von etwa  $3 \cdot 10^{-3}$  in Cr<sup>4+</sup>,Mg<sup>2+</sup>:YAG demonstriert werden. Allerdings wurden auch hier keine Untersuchungen zur Strukturveränderung des modifizierten Bereichs durchgeführt [Okh09].

### **Brechungsindexänderung in Nd:YAG-Keramiken**

Mit einem kHz-fs-Lasersystem konnten Torchia et al. Wellenleiter in einer Nd(2%):YAG-Keramik erzeugen. Hierzu fokussierten sie die fs-Pulse mit einer Pulsdauer von 120 fs bei einer zentralen Wellenlänge von 796 nm mit einem Mikroskopobjektiv mit einer NA von 0,3 etwa 500  $\mu\text{m}$  unter die Oberfläche der Probe. Bei einer gleichzeitig erfolgten Translation der Keramik mit einer konstanten Geschwindigkeit von 50  $\mu\text{m/s}$  wurden Paare zweier paralleler Spuren mit einem Abstand von 20  $\mu\text{m}$  geschrieben. Die Brechungsindexänderung betrug etwa  $7 \cdot 10^{-4}$  [Tor08]. Spektroskopische Untersuchungen an diesen Spurpaarwellenleitern zeigten, dass der Hauptanteil der Brechungsindexerhöhung durch eine spannungsinduzierte Brechungsindexänderung hervorgerufen wurde [Ród09].

# 3 Materialien

Bereits in [Sie06] wurden erste grundlegende Untersuchungen zur Strukturierung verschiedener Kristalle mit Laserstrahlung durchgeführt. Hierbei zeigte sich, dass mit Hilfe von fs-Laserpulsen Wellenleiter in dotierte  $Y_3Al_5O_{12}$ -Kristalle (YAG) geschrieben werden können. Ausgehend von diesen Untersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit undotierte, Nd-dotierte und Yb-dotierte YAG-Kristalle mit fs-Laserpulsen strukturiert. Im Folgenden werden diese Materialien kurz vorgestellt.

## 3.1 Yttrium Aluminium Granat als Wirtsmaterial

YAG ist eines der bekanntesten und am besten untersuchten Wirtsgitter für Laserionen. Es wird kommerziell in hoher Qualität nach dem Czochralski-Verfahren hergestellt. Da das Material eine hohe Härte aufweist, kann es einfach bearbeitet werden und ist gut handhabbar. YAG ist für Laseranwendungen aufgrund seiner relativ hohen Wärmeleitfähigkeit sehr interessant. In Tabelle 3.1 sind einige physikalische Eigenschaften des Materials aufgeführt.

Der Brechungsindex von YAG kann mit der Sellmeier Gleichung

$$n(\lambda) = \sqrt{\frac{2,28200 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,01185} + \frac{3,27644 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 282,734}} + 1 \quad (3.1)$$

berechnet werden, wobei  $\lambda$  die Wellenlänge ist [Zel98]. Diese Gleichung wird im weiteren Verlauf für die Berechnung aller Brechungsindizes sowohl undotierter als auch dotierter YAG-Kristalle herangezogen. Zwar ergibt sich mit steigender Konzentration der Dotierionen eine Erhöhung des Brechungsindex, diese Abhängigkeit ist allerdings sehr gering. So erhöht sich zum Beispiel der Brechungsindex mit steigender Yb-Dotierung um  $2 \cdot 10^{-4}$  pro at. % [Pel95]. Für alle weiteren Berechnungen, insbesondere der Fresnel-Reflexion (siehe Abschnitt 6.3.3), kann diese Änderung vernachlässigt werden.

$Y_3Al_5O_{12}$ (YAG)		
Gittersymmetrie	kubisch	[Yod51]
Gitterkonstante	$a = 12,0 \text{ \AA}$	[Yod51]
Schmelzpunkt	1930°C	[Pet05]
Dichte	4,56 g/cm <sup>3</sup>	[Yod51]
Wärmeleitfähigkeit	11,7 W/(m·K)	[Zag93]
Mohs-Härte	8,5	[For99]

**Tabelle 3.1:** Physikalische Eigenschaften von undotiertem YAG

### 3.2 Neodym-dotierter YAG

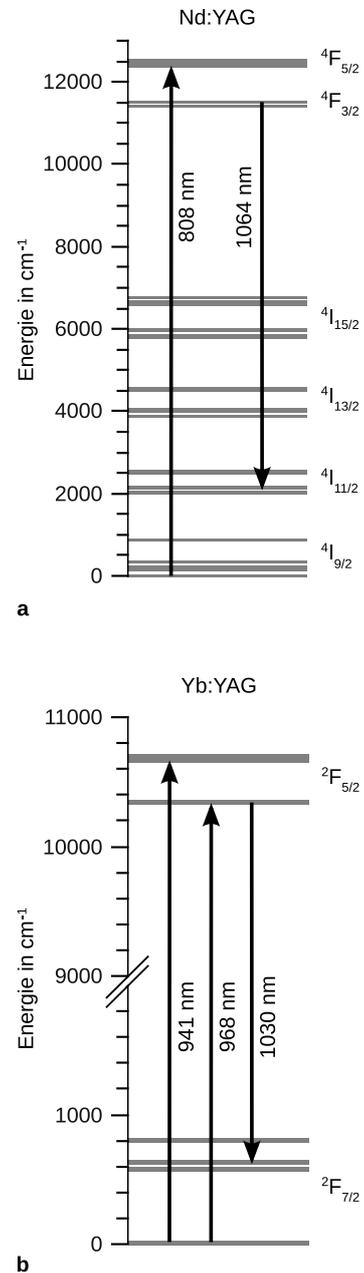
Neben der Erzeugung passiver wellenleitender Bauteile durch die Strukturierung mit fs-Laserpulsen, wie zum Beispiel Wellenleiter, Koppler oder Verzweiger, sollen auch Wellenleiterlaser hergestellt werden. Hierfür ist es notwendig, YAG mit einem aktiven Ion, wie zum Beispiel Neodym, zu dotieren. Neodym (Nd) gehört mit einer Ordnungszahl von  $Z = 60$  zur Gruppe der Seltenen Erden bzw. den Lanthaniden. Wird Neodym in YAG eingebaut, substituiert es das Yttrium und liegt anschließend als  $\text{Nd}^{3+}$  vor. Durch den Einfluss des Kristallfelds auf das Nd-Ion werden Dipolübergänge innerhalb der 4f-Schale erlaubt (siehe Abschnitt 9.1). Dies ermöglicht es, Nd:YAG als aktives Medium eines Vier-Niveaulasers zu nutzen. Die Anregung findet hierbei in der Regel vom  ${}^4\text{I}_{9/2}$ -Grundzustand in das  ${}^4\text{F}_{5/2}$ -Niveau bei einer Wellenlänge von 808 nm statt. Anschließend kommt es zu einem schnellen nichtstrahlenden Zerfall in das obere Laserniveau  ${}^4\text{F}_{3/2}$ . Der in dieser Arbeit behandelte Laserübergang bei einer Wellenlänge von 1064 nm findet aus dem  ${}^4\text{F}_{3/2}$  in das  ${}^4\text{I}_{11/2}$ -Niveau statt (siehe Abbildung 3.1(a)) und besitzt im Vergleich zu anderen Wirtsmaterialien und Dotierionen einen sehr hohen Emissionswirkungsquerschnitt.

Aufgrund von Kreuzrelaxations- und Upconversionprozessen, die von der Nd-Konzentration abhängen, kommt es während des Laserbetriebs zu zusätzlichen Verlusten. Um diese Verluste möglichst klein zu halten und damit einen effizienten Laserbetrieb zu ermöglichen, werden Dotierungskonzentrationen über 1% vermieden [Dan73, Deb81]. Aus diesem Grund wurden in dieser Arbeit Dotierungskonzentrationen von 0,55% und 1% Nd gewählt.

In Tabelle 3.2 sind die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften von Nd(1%):YAG aufgelistet.

### 3.3 Ytterbium-dotierter YAG

Wie Neodym gehört auch Ytterbium (Yb) zu den Seltenen Erden. Es hat die Ordnungszahl  $Z = 70$  und wird ebenfalls als trivalentes  $\text{Yb}^{3+}$  auf den Yttrium-Platz in YAG eingebaut.  $\text{Yb}^{3+}$ :YAG besitzt eines der einfachsten Energieniveauschemas der Seltenen Erden, da es nur zwei 4f-Energieniveaus besitzt (siehe Abbildung 3.1(b)). Den Grundzustand bildet das stark-aufgespaltenen  ${}^2\text{F}_{7/2}$ -Multipllett, gefolgt vom  ${}^2\text{F}_{5/2}$ -Multipllett, das energetisch etwa  $10\,000\text{ cm}^{-1}$  über dem Grund-



**Abbildung 3.1:** Energieniveauschema von Nd:YAG [Kon64] (a) und Yb:YAG [Bog76] (b)

Nd(1%):YAG		
Nd-Gitterplätze	$1,39 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	[Cze02]
Fluoreszenzlebensdauer des $^4F_{3/2}$ -Multipletts	230 $\mu\text{s}$	[Sve98]
Wärmeleitfähigkeit	8 W/(m·K)	[Mac09]
Starkniveaus des $^4F_{3/2}$ -Multipletts	11414, 11502 $\text{cm}^{-1}$	[Kon64]
Starkniveaus des $^4I_{11/2}$ -Multipletts	2001, 2029, 2111, 2146, 2473, 2526 $\text{cm}^{-1}$	[Kon64]
Wirkungsquerschnitte		
$\sigma_{abs}$	$7,9 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ @ 808 nm	[Cze02]
$\sigma_{em}$	$28 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ @ 1064 nm	[Sve98]

Tabelle 3.2: Physikalische Eigenschaften von Nd(1%):YAG

Yb(7%):YAG		
Yb-Gitterplätze	$9,73 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	[Cze02]
Fluoreszenzlebensdauer des $^2F_{5/2}$ -Multipletts	950 $\mu\text{s}$	[Sum94a]
Wärmeleitfähigkeit	7 W/(m·K)	[Gau03]
Starkniveaus des $^2F_{7/2}$ -Multipletts	0, 565, 612, 785 $\text{cm}^{-1}$	[Bog76]
Starkniveaus des $^2F_{5/2}$ -Multipletts	10327, 10624, 10679 $\text{cm}^{-1}$	
Wirkungsquerschnitte		
$\sigma_{abs}$	$8,2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ @ 941 nm $8,3 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ @ 968 nm	[Pet09]
$\sigma_{em}$	$18,9 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ @ 1030 nm	
$\sigma_{reabs}$	$1,2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ @ 1030 nm	

Tabelle 3.3: Physikalische Eigenschaften von Yb(7%):YAG

### 3 Materialien

zustand liegt. Die energetische Lage der Stark-Niveaus ist in Tabelle 3.3 aufgelistet. Das 5d-Multiplett liegt ca.  $100\,000\text{ cm}^{-1}$  über dem Grundzustand.

Eine Besonderheit des Yb-Ions stellt die relativ starke Kopplung der Übergänge innerhalb der 4f-Schale an das Kristallgitter dar. Dies äußert sich in einer phononischen Verbreiterung der Absorptions- und Emissionslinien der Übergänge innerhalb dieser Schale.

Ein Quasi-Dreiniveaulaser lässt sich auf Basis von Yb:YAG realisieren, indem das System bei einer Wellenlänge von 941 nm bzw. auf der Null-Phononen-Linie bei 968 nm gepumpt wird (siehe Abbildung 3.1(b)). Der Laserübergang hat eine Wellenlänge von 1030 nm. Aufgrund des geringen Quantendefekts von weniger als 10% lässt sich theoretisch ein Wirkungsgrad von über 90% erreichen.

Yb besitzt gegenüber Nd den Vorteil, dass prinzipiell höhere Dotierungskonzentrationen verwendet werden können, da aufgrund des einfachen Energieniveauschemas keine unerwünschten Prozesse wie Kreuzrelaxation, Upconversion oder Absorption aus angeregten Zuständen während des Laserbetriebs auftreten können. Allerdings kommt es bei Dotierungskonzentrationen, die über 10% liegen, bzw. bei Dichten angeregter Ionen von mehr als  $1,3 \cdot 10^{21}\text{ cm}^{-3}$  zu Verlustprozessen, die bisher nicht vollständig identifiziert werden konnten [Lar05]. Um diese Verlustprozesse vermeiden zu können, wurde die Yb-Konzentration der Yb:YAG-Proben in dieser Arbeit zu 7% gewählt. In Tabelle 3.3 sind die für diese Arbeit relevanten physikalischen Eigenschaften von Yb(7%):YAG zusammengefasst.

## 4 Strukturierung der Proben

Im folgenden Abschnitt wird die Strukturierung der YAG-Kristalle mit fs-Laserpulsen behandelt. Als erstes wird der Versuchsaufbau beschrieben und die Fokusgröße sowie die Pulsdauer der fs-Laserpulse diskutiert. Anschließend wird die Zerstörschwelle der Kristalle angegeben und die grundlegenden Ergebnisse der Voruntersuchungen zur Eingrenzung der optimalen Schreibparameter zusammengefasst.

### 4.1 Strukturierungsaufbau

In Abbildung 4.1 ist der für die Volumenstrukturierung bei einer Repetitionsrate von 1 kHz verwendete Aufbau dargestellt. Die fs-Pulse wurden hierbei mit einem kommerziellen fs-Lasersystem (CPA-2010, Clark-MXR) erzeugt. Das System bestand aus einem Erbium-dotierten fs-Fasersozillator, der ultrakurze Pulse mit einer Energie von wenigen nJ bei einer Wellenlänge von 1550 nm und einer Repetitionsrate von 36 MHz erzeugte. Die fs-Pulse wurden frequenzverdoppelt und anschließend in einem Gitterstrecker zeitlich gestreckt. Jede Millisekunde wurde mit einer Pockelszelle ein Puls aus dem Pulszug in einen regenerativen Verstärker eingekoppelt und verstärkt. Als Verstärkermedium diente ein Ti:Saphir-Kristall, der durch einen blitzlampen-gepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser gepumpt wurde. Nachdem der im Verstärker umlaufende Puls seine maximale Verstärkung erreicht hatte, wurde er mit Hilfe der Pockelszelle ausgekoppelt und in einem Gitterkompressor komprimiert. Am Ausgang des Lasersystems standen letztendlich linear polarisierte Pulse mit einer Pulsdauer von 150 fs, einer Pulsenergie von 1 mJ bei einer Wellenlänge von 775 nm, einer Beugungsmaßzahl von 1,1 und einer Repeti-

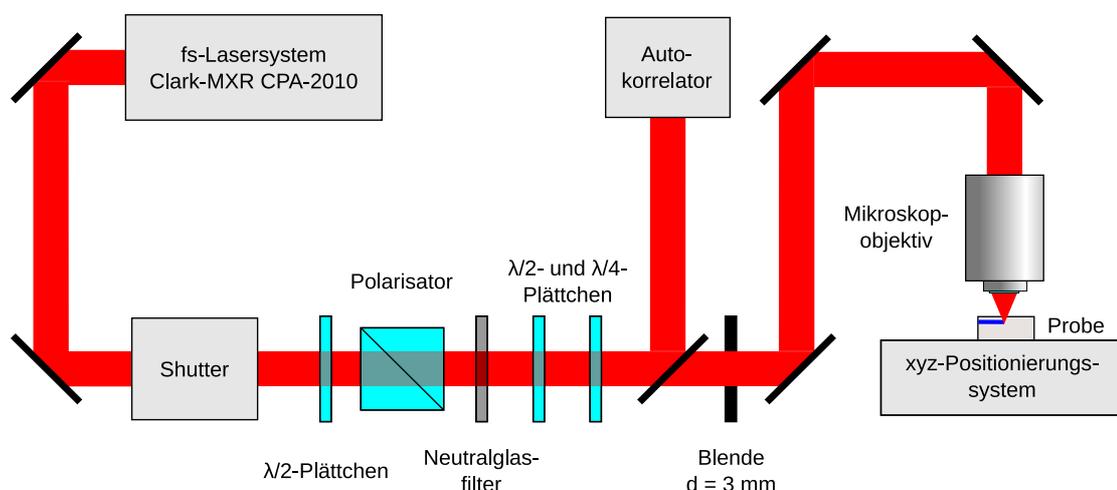
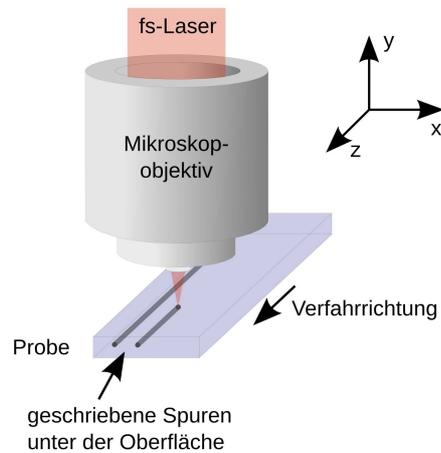


Abbildung 4.1: Aufbau zur Erzeugung von Materialmodifikationen in YAG

#### 4 Strukturierung der Proben

tionsrate von 1 kHz zur Verfügung.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung der Fokussierung der fs-Laserpulse in die Proben

Mit einem Shutter (LS200, nmLaser Products) war es möglich, aus dem kHz-Pulszug kurze Pulszüge zu erstellen bzw. Einzelpulse zu selektieren. Die Pulsenergie konnte durch die Kombination aus  $\lambda/2$ -Plättchen und Polarisator kontinuierlich variiert werden. Um mit genügend hoher Präzision Pulsenergien im Bereich weniger  $\mu\text{J}$  einstellen zu können, wurde die Leistung des bereits abgeschwächten Laserstrahls mit einem 1,5 mm dicken Neutralglasfilter (NG9, Schott) zusätzlich verringert. Mit Hilfe eines weiteren  $\lambda/2$ -Plättchens und eines  $\lambda/4$ -Plättchens wurde die Polarisation der Pulse den Experimenten entsprechend angepasst. Durch die Nutzung einer Blende mit einem Durchmesser von 3 mm wurden Reflexe im Randbereich der Laserpulse geblockt, die bei Durchgang durch den Shutter erzeugt wurden.

Eine Kontrolle der Pulslänge wurde mit einem Autokorrelator (Mini, APE Angewandte Physik und Elektronik GmbH) durchgeführt, in den die Pulse mit einem Klappspiegel eingekoppelt wurden. Diese Kontrolle fand vor und nach jedem Strukturierungsdurchgang statt.

In Abbildung 4.2 ist eine schematische Darstellung der Fokussierung dargestellt. Zusätzlich sind die im weiteren Verlauf der Arbeit verwendeten Achsen- bzw. Richtungsbezeichnungen angegeben. Eine Übersicht der in dieser Arbeit verwendeten Mikroskopobjektive und deren technische Daten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Pulse wurden, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, mit dem  $20\times$  bzw. dem  $50\times$  Objektiv unter die Oberfläche der Proben fokussiert. Die fs-Laserpulse wurden hierbei parallel zur y-Richtung eingestrahlt, während die Proben in z-Richtung verschoben wurden. Da die Hersteller der Mikroskopobjektive keine Zerstörschwelle angaben, wurde die maximale Pulsenergie für das  $20\times$  Objektiv auf  $50\ \mu\text{J}$  und für das  $50\times$  Objektiv auf  $15\ \mu\text{J}$  begrenzt. Aufgrund des verwendeten Strahldurchmessers von 3 mm wird nicht die gesamte Apertur der Objektive ausgenutzt. Hierdurch reduziert sich die NA im Fall des  $50\times$  Objektivs auf eine effektive NA von 0,59.

Die Translation der Proben wurde mit einem Positionierungssystem durchgeführt, das in alle drei Raumrichtungen verfahren werden konnte. Für die Strukturierung wurden die Proben in z-Richtung mit einem hochpräzisen, computergesteuerten, motorgetriebenen Verschiebetisch (HPS-170, Micos) verfahren. Die technischen Daten des Tisches sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Positionierung der Proben in x- und y-Richtung wurden mit einem manuellen Präzisionsverschiebetisch durchgeführt.

Hersteller	Kennzeichnung	Vergrößerung	NA	Arbeitsabstand in mm	Bezeichnung in dieser Arbeit
Zeiss	Pol 10/0,22 (SN: 5178286)	10×	0,22	≈ 20	Zeiss 10×
Newport	N-20X-APO-IR	20×	0,35	10,0	20×
Prior	20x Plan 20/0,40	20×	0,40	≈ 0,3	Prior 20×
Newport	N-40X-TIR	40×	0,60	3,0	40×
Zeiss	LD Epiplan 50x/0,50 (SN: 442850)	50×	0,50	7,0	Zeiss 50×
Olympus	M50 (SN: 400672)	50×	0,65	≈ 0,6	50×

**Tabelle 4.1:** Technische Daten der verwendeten Mikroskopobjektive

Verschiebetisch HPS-170	
Verfahrweg	52 mm
Geradheit / Ebenheit	±0,75 μm
Neigungswinkel (Pitch)	20 μrad
Scheerwinkel (Yaw)	40 μrad
Auflösung	50 nm
Bi-direktionale Wiederholbarkeit	±50 nm

**Tabelle 4.2:** Technische Daten des Verschiebetischs HPS-170 der Firma Micos

### 4.1.1 Bestimmung der Fokusgröße

Durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Prozesse der Photoionisation und der Avalanche-Ionisation findet eine effiziente Absorption der fs-Pulse hauptsächlich im fokalen Volumen statt. Das fokale Volumen ist hierbei durch den Durchmesser der Strahltaile und der Rayleigh-Länge der fokussierten Laserstrahlung festgelegt. Somit ist die Fokussierung und damit die Wahl des Mikroskopobjektivs ein entscheidender Faktor für die minimal erreichbare Strukturgröße.

#### Minimale Fokusgröße

Die Ausdehnung der Strahltaile senkrecht zur Ausbreitungsrichtung wird durch den minimalen Strahlradius

$$w_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi \cdot NA} \quad (4.1)$$

#### 4 Strukturierung der Proben

festgelegt, wobei  $M^2$  die Beugungsmaßzahl,  $\lambda$  die Wellenlänge des zu fokussierenden Lichts und NA die numerische Apertur des Mikroskopobjektivs sind [Joh98]. Hierbei wird angenommen, dass zwischen dem Objektiv und der Strahltaile entlang der Ausbreitungsrichtung keine Brechungsindexänderung auftritt. Der minimale Strahlradius entspricht dem Radius des Fokus und gibt den Punkt an, an dem die Intensität parallel zu Ausbreitungsrichtung auf  $1/e^2$  abgefallen ist. In Ausbreitungsrichtung wird das fokale Volumen durch die Rayleigh-Länge beschrieben. Die Rayleigh-Länge ist ausgehend von der Strahltaile die Distanz, innerhalb der sich die Querschnittsfläche des Strahls verdoppelt bzw. sich der Strahlradius auf  $\sqrt{2}w_0$  vergrößert hat. Sie kann mit

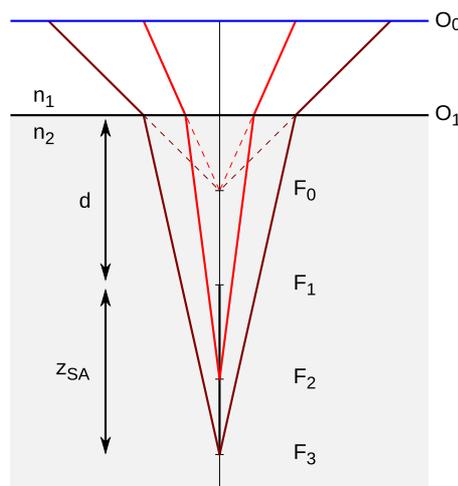
$$z_R = M^2 \frac{\lambda}{\pi \cdot NA^2} \quad (4.2)$$

berechnet werden [Joh98]. Sowohl der Fokaldurchmesser als auch die Rayleigh-Länge sind von der NA des verwendeten Mikroskopobjektivs abhängig. Je höher die NA ist, desto kleinere Strukturen können erzeugt werden. Mit dem  $50\times$  Objektiv sollte mit dem für die Strukturierung verwendeten fs-Lasersystem theoretisch ein Fokaldurchmesser von etwa  $1\ \mu\text{m}$  und eine Rayleigh-Länge von  $800\ \text{nm}$  erreichbar sein. Aufgrund von Beugungseffekten an den verwendeten Optiken kann es allerdings zu einer Vergrößerung des fokalen Volumens kommen [Wil04].

Werden die fs-Laserpulse in das Volumen eines Kristalls fokussiert, so kann sich der Fokus auch in Ausbreitungsrichtung vergrößern. Dieser Effekt wird durch den Einfluss der sphärischen Aberration aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds zwischen Luft und Kristall hervorgerufen und soll im Folgenden anhand eines einfachen Modells näher betrachtet werden.

#### Sphärische Aberration

In Abbildung 4.3 ist die Fokussierung eines Laserpulses in einen Kristall mit dem Brechungsindex  $n_2$  dargestellt. Der Kristall ist von Luft mit dem Brechungsindex  $n_1 \approx 1$  umgeben und es gilt  $n_2 > n_1$ . Das Objektiv befindet sich in der  $O_0$ -Ebene. Zur Verdeutlichung der sphärischen Aberration sind Strahlen mit unterschiedlichem Öffnungswinkel eingezeichnet. Beim Übergang



**Abbildung 4.3:** Auswirkung der sphärischen Aberration bei Fokussierung in ein Medium mit höherem Brechungsindex als das umgebende Material

von der Luft in den Kristall in der  $O_1$ -Ebene kommt es zur Brechung, die sich gemäß dem Snellius'schen Brechungsgesetz nach Gleichung 6.6 beschreiben lässt. Dies hat zur Folge, dass sich die Lichtstrahlen nicht mehr im ursprünglichen Brennpunkt  $F_0$  treffen, sondern in einem Bereich von  $F_1$  bis  $F_3$  fokussiert werden.  $F_1$  ist hierbei der Fokus der Paraxialstrahlen<sup>1</sup> mit  $|O_1F_1| = n_2 \cdot |O_1F_0|$ . Die Ausdehnung des Fokus in Ausbreitungsrichtung ist gegeben durch

$$z_{SA} = |F_1F_3| = \frac{d}{n_2} \left( \sqrt{\frac{n^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n_2 \right), \quad (4.3)$$

wobei  $d$  der Abstand zwischen Kristalloberfläche und dem Punkt  $F_1$  ist [Sun05]. Durch die sphärische Aberration kommt es somit grundsätzlich zu einer Vergrößerung des Fokus in Ausbreitungsrichtung, wenn von einem optisch dünneren Medium in ein optisch dichteres fokussiert wird. Bei Fokussieroptiken mit geringer NA entspricht die Fokausdehnung etwa der Rayleigh-Länge. Erst bei großen NAs wird der Einfluss der sphärischen Aberration dominant. Neben der Abhängigkeit der Fokausdehnung von der NA ergibt sich nach Gleichung 4.3 zusätzlich eine lineare Abhängigkeit von der Fokussiertiefe, wobei mit zunehmender Tiefe des Fokus dessen Ausdehnung ansteigt.

Gleichung 4.3 stellt eine grobe Näherung dar. Die tatsächliche Intensitätsverteilung im Fokus kann abhängig von der NA und der Fokustiefe sehr komplexe Formen annehmen. So sind zum Beispiel Verteilungen mit mehreren Intensitätsmaxima entlang der Ausbreitungsrichtung möglich [Sun05]. Die Ergebnisse detaillierter Untersuchungen über die Auswirkung der sphärischen Aberration und der Schreiftiefe auf den Querschnitt von Wellenleitern in Quarzglas sind in [Sun05, DB07] zusammengefasst.

Neben der Zunahme der Ausdehnung in Ausbreitungsrichtung kommt es durch sphärische Aberration und Beugungseffekte auch zu einer Vergrößerung des Fokusdurchmessers. So wurde in [Wil04] berechnet, dass beim Fokussieren in Glas mit einer NA von 0,5 und einer Fokustiefe von 150  $\mu\text{m}$  unter Berücksichtigung der sphärischen Aberration und von Beugungseffekten eine Verdopplung des Fokusdurchmessers gegenüber der Ausbreitung eines ungestörten Gaußstrahls auftritt.

### Experimentelle Bestimmung des Fokusdurchmessers

Der theoretische Fokusdurchmesser, der mit dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv bei Fokussierung der fs-Pulse erzielt werden kann, beträgt etwa 1  $\mu\text{m}$ . Da die zugrunde liegende Gleichung nur den minimal möglichen Durchmesser ergibt, wurde der Fokusdurchmesser zusätzlich experimentell ermittelt. Diese Messung wurde allerdings in Luft durchgeführt, womit die Auswirkung der sphärischen Aberration nicht berücksichtigt ist.

Der Fokusdurchmesser wurde bestimmt, indem die fs-Pulse mit dem  $50\times$  Objektiv fokussiert und die Intensitätsverteilung des Fokus mit einem weiteren Objektiv (Zeiss  $50\times$ ) auf den CCD-Sensor einer Kamera (FK-7512-IQ, Pieper) abgebildet wurde. Die Vergrößerung der Abbildung wurde ermittelt, indem nachträglich ein Mikrometermaßstab in der Fokusebene des  $50\times$  Objektivs positioniert und ebenfalls auf den CCD-Sensor abgebildet wurde.

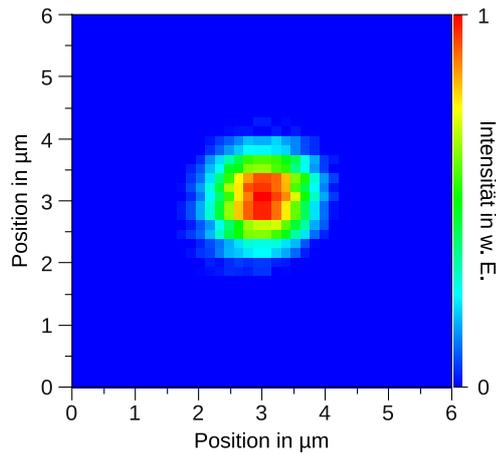
In Abbildung 4.4 ist die gemessene Intensitätsverteilung der fs-Pulse im Fokus des Objektivs dargestellt. Der Fokusdurchmesser beträgt etwa 2  $\mu\text{m}$  sowohl in x- als auch in y-Richtung und

<sup>1</sup>Fokus eines einfallenden Strahls, dessen Einfallswinkel gegen Null geht

## 4 Strukturierung der Proben

ist damit etwa doppelt so groß wie der theoretisch bestimmte Wert. Die Intensitätsverteilung ist annähernd gaußförmig und es treten keine Nebenmaxima auf.

Da die Messung in Luft durchgeführt wurde, stellen die ermittelten  $2\ \mu\text{m}$  nur die untere Grenze der Fokusgröße dar. Durch sphärische Aberration und eine Verringerung der NA durch den Brechungsindexunterschied zwischen Luft und Probe hat der tatsächliche Fokus im Material einen größeren Durchmesser.



**Abbildung 4.4:** Intensitätsverteilung der fs-Pulse im Fokus des  $50\times$  Objektivs

### 4.1.2 Bestimmung der Pulsdauer

Der Brechungsindex eines Materials ist wellenlängenabhängig. Diese als Dispersion bezeichnete Abhängigkeit kann für YAG quantitativ durch Gleichung 3.1 beschrieben werden. Die Dispersion hat direkte Auswirkung auf die Propagation eines fs-Pulses. Da sich die verschiedenen spektralen Anteile des Pulses mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten im Medium ausbreiten, kommt es zu einer zeitlichen Verbreiterung des Pulses. Eine ausführliche Beschreibung dieses Zusammenhangs kann in [Die96] nachgeschlagen werden.

Wie im Abschnitt 4.1 beschrieben, wurde die Pulslänge mit einem Autokorrelator vor dem Mikroskopobjektiv bestimmt. An dieser Stelle des Versuchsaufbaus war es möglich, durch Justage des Kompressors des fs-Lasersystems die spezifizierte Pulsdauer von 150 fs zu erzielen. Somit konnte eine Pulsverbreiterung durch die optischen Elemente bis zu diesem Punkt des Aufbaus kompensiert werden.

Eine direkte Bestimmung der Pulsdauer hinter dem Mikroskopobjektiv am Ort der Probe war ohne aufwendige Umbauten nicht möglich. Daher wurde die zeitliche Pulsverbreiterung durch die Dispersion des Glases innerhalb des  $50\times$  Mikroskopobjektivs in einem zusätzlichen Versuchsaufbau bestimmt, indem die Pulse mit dem Mikroskopobjektiv fokussiert und durch eine Linse kollimiert wurden. Die Bestimmung der Pulsdauer fand anschließend mit dem Autokorrelator statt und zeigte, dass die fs-Pulse bei der Propagation durch das Objektiv und der Linse keine messbare zeitliche Verbreiterung erfahren.

## 4.2 Präparation der Proben

Neben undotierten YAG-Kristallen wurden 0,55 at.% und 1 at.% Nd-dotierte sowie 7 at.% Yb-dotierte YAG-Kristalle strukturiert. Die Proben hatten in der Regel die Form eines Quaders. Die zueinander parallele Ober- und Unterseite (xz-Ebenen; siehe Abbildung 4.2) sowie zwei der sich gegenüberliegenden parallelen Stirnflächen (xy-Ebenen) wurden geläppt und anschließend mechanisch poliert. Die Politur erfolgte hierbei in zwei Stufen. Im ersten Schritt wurde Microgrit WCA 12  $\mu\text{m}$  und anschließend Microgrit WCA 5  $\mu\text{m}$  verwendet. Nach der Politur hatten die Proben eine Höhe von 2 mm bis 3 mm bei einer Länge von 5 mm bis 30 mm und eine Breite von 10 mm bis 20 mm.

Von den Stirnflächen (xy-Ebenen) der Proben, an denen weiterführende Untersuchungen durchgeführt werden sollten, wurde nach der fs-Laserstrukturierung durch Läppen etwa 50  $\mu\text{m}$  bis 150  $\mu\text{m}$  abgetragen und diese anschließend mechanisch poliert. Dieses Vorgehen war notwendig, da die geschriebenen Strukturen nicht bis an die Stirnflächen heranreichten (siehe Abschnitt 5.5).

## 4.3 Bestimmung der Zerstörschwelle

Als Zerstörschwelle wird die minimale Pulsenergie definiert, ab der eine Materialveränderung durch die fs-Laserbestrahlung festgestellt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierfür das in Abschnitt 5 beschriebene Mikroskop verwendet. Die Höhe der Zerstörschwelle hängt von vielen Parametern ab. Die wichtigsten werden im Folgenden kurz vorgestellt.

### Fokussierung

Durch die in Abschnitt 2.1 beschriebene nichtlineare Absorption kann die Energie der fs-Pulse effektiv im Volumen eines Dielektrikums deponiert werden. Die nichtlinearen Absorptionsprozesse sind hierbei intensitätsabhängig. Durch die Verkleinerung des fokalen Volumens kann somit bei gleichbleibender Pulsenergie die Intensität erhöht werden. Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass die Zerstörschwelle mit steigender NA des Mikroskopobjektivs sinkt. Wird allerdings die NA so weit erhöht, dass durch die sphärische Aberration (siehe Abschnitt 4.1.1) das fokale Volumen vergrößert wird, sollte die Zerstörschwelle entsprechend steigen.

### Schreibtiefe

Aufgrund der sphärischen Aberration kommt es mit steigender Schreibtiefe zu einer Vergrößerung des fokalen Volumens. Dementsprechend ist eine Zunahme der Zerstörschwelle mit steigender Schreibtiefe zu erwarten.

### Pulsdauer

In Experimenten zur Oberflächenablation konnte beobachtet werden, dass die Zerstörschwelle von der Pulsdauer abhängt. Für Pulse mit einer Pulslänge  $\tau_{Puls}$  länger als 10 ps ist die Zerstörschwelle proportional zu  $\sqrt{\tau_{Puls}}$ . Bei kürzeren Pulsen, insbesondere bei Pulslängen kleiner als 1 ps, weicht der Zusammenhang zwischen Pulsdauer und Zerstörschwelle zwar deutlich von

## 4 Strukturierung der Proben

dieser Gesetzmäßigkeit ab, die Zerstörschwelle sinkt dennoch weiterhin mit kürzer werdender Pulsdauer. Für eine ausführliche Darstellung sei auf [Tie99] verwiesen. Inwiefern diese Erkenntnisse der Oberflächenbearbeitung auf die Volumenstrukturierung übertragen werden können, muss allerdings experimentell überprüft werden.

### Wellenlänge

Zusätzlich zu den bisher beschriebenen Effekten hat auch die Wellenlänge der fs-Pulse einen Einfluss auf die Zerstörschwelle. Je nach Wellenlänge werden unterschiedlich viele Photonen benötigt, um Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband anzuregen. Dies wirkt sich direkt auf den Wirkungsquerschnitt der nichtlinearen Absorptionseffekte aus, die während der fs-Bestrahlung auftreten. So konnte zum Beispiel für  $\text{SiO}_2$  und  $\text{CaF}_2$  gezeigt werden, dass mit kleiner werdender Wellenlänge die Zerstörschwelle sinkt [Jia06].

### Pulsüberlapp / Verfahrensgeschwindigkeit

Bei der Oberflächenmaterialbearbeitung mit ultrakurzen Pulsen wurde ebenfalls festgestellt, dass es einen Zusammenhang zwischen der Anzahl der Pulse, die am gleichen Ort auf der Oberfläche auftreffen, und der Zerstörschwelle existiert. Die Zerstörschwelle wird hierbei mit steigender Pulsanzahl kleiner.

Wird die Materialoberfläche Pulsen ausgesetzt, deren Pulsernergie unterhalb der Zerstörschwelle liegt, erzeugen diese Defektstellen auf Gitterebene. Die entstandenen Defektstellen können Strahlung effizient absorbieren und Energie in das umliegende Material transferieren. Durch sukzessive Generierung zusätzlicher Defektstellen mit jedem weiteren Puls wird nach dem  $n$ -ten Puls die Zerstörschwelle überschritten und das Material ablatiert [Ash99, Her01].

Dieser Mechanismus kann auf das Volumen des Materials übertragen werden, wobei allerdings bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten die Proben mit einer konstanten Geschwindigkeit verfahren wurden. Somit ergibt sich ein geschwindigkeitsabhängiger Überlapp zweier aufeinander folgender Pulse und damit eine Abhängigkeit der Zerstörschwelle von der Verfahrensgeschwindigkeit  $v$ . Der relative Überlapp zweier aufeinander folgender Pulse kann mit

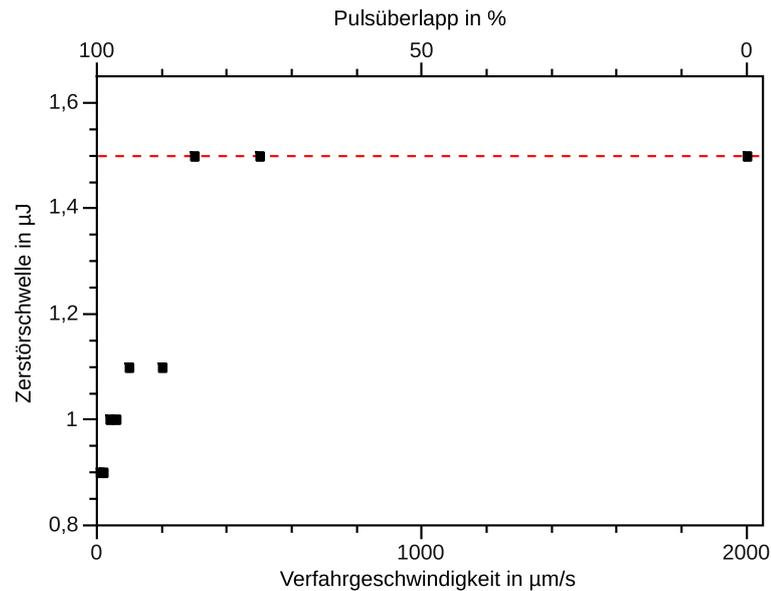
$$O = 1 - \frac{v}{d \cdot R_{rep}}, \quad (4.4)$$

berechnet werden, wobei  $d$  der Fokusbereich und  $R_{rep}$  die Repetitionsrate des fs-Lasersystems ist [Cho07].

### Experimentelle Bestimmung der Zerstörschwelle

Die Abhängigkeit zwischen Verfahrensgeschwindigkeit und Zerstörschwelle wurde für das  $50\times$  und das  $20\times$  Mikroskopobjektiv in undotiertem YAG bestimmt. Hierfür wurden die fs-Pulse in den Kristall  $300\ \mu\text{m}$  unter die Oberfläche fokussiert und die Probe verfahren. Die Pulsenergie wurde solange erhöht, bis bei konstant gehaltener Geschwindigkeit eine Materialmodifikation beobachtet werden konnte. Dieses Verfahren wurde für verschiedene Geschwindigkeiten durchgeführt.

Die experimentell bestimmte Zerstörschwelle bei Fokussierung mit dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv in Abhängigkeit von der Verfahrensgeschwindigkeit bzw. dem Pulsüberlapp ist in Abbildung



**Abbildung 4.5:** Abhängigkeit der Zerstörschwelle von der Verfahrensgeschwindigkeit bzw. dem Pulsüberlapp in undotiertem YAG bei Fokussierung mit dem 50 $\times$  Mikroskopobjektiv

4.5 dargestellt. Für die Berechnung des Pulsüberlapps wurde ein Fokussdurchmesser von 2  $\mu\text{m}$  zu Grunde gelegt (siehe Abschnitt 4.1.1). Bei der langsamsten verwendeten Verfahrensgeschwindigkeit von 10  $\mu\text{m/s}$  beträgt die Zerstörschwelle 0,9  $\mu\text{J}$ . Sie stieg auf 1,5  $\mu\text{J}$  bei 300  $\mu\text{m/s}$  und änderte sich mit weiter steigender Verfahrensgeschwindigkeit nicht mehr. Ab einer Verfahrensgeschwindigkeit von 2 mm/s hatten zwei zeitlich aufeinander folgende Pulse keinen Überlapp mehr. Somit betrug die Zerstörschwelle für einen einzelnen Puls 1,5  $\mu\text{J}$ . Wurden die fs-Pulse hingegen mit dem 20 $\times$  Mikroskopobjektiv in das Material fokussiert, erhöhte sich die Zerstörschwelle auf 25  $\mu\text{J}$  bei einer Verfahrensgeschwindigkeit von 10  $\mu\text{m/s}$  und 100  $\mu\text{m/s}$ .

## 4.4 Strukturierung der Proben

Im Rahmen dieser Arbeit wurden undotierte YAG-Kristalle, 0,55% sowie 1% dotierte Nd:YAG-Kristalle und 7% dotierte Yb:YAG-Kristalle strukturiert. Die Strukturierung der Kristalle erfolgte mit dem in Abbildung 4.1 dargestellten Aufbau, indem die fs-Laserpulse 300  $\mu\text{m}$  unter die Oberfläche der Proben fokussiert und die Proben gleichzeitig mit einer konstanten Geschwindigkeit verfahren wurden. Die Laserpulse waren parallel zur Schreibrichtung polarisiert. Die Fokussierung, die Verfahrensgeschwindigkeit und die Pulsenergie wurden variiert, um die Schreibparameter zu bestimmen, mit denen optimale wellenleitende Strukturen erzeugt werden können.

### Zusammenfassung der Voruntersuchungen

In einem ersten Schritt wurden Einzelspuren in undotiertem YAG mit unterschiedlichen Parametern in die Kristalle geschrieben. Hierbei wurden zur Fokussierung das 20 $\times$  und das 50 $\times$  Mikroskopobjektiv verwendet. Als Verfahrensgeschwindigkeiten wurden 10  $\mu\text{m/s}$ , 50  $\mu\text{m/s}$ , 100  $\mu\text{m/s}$ , 200  $\mu\text{m/s}$  und 500  $\mu\text{m/s}$  gewählt. Die Pulsenergien für die Strukturierung mit dem 20 $\times$  Objektiv

#### 4 Strukturierung der Proben

tiv lagen im Bereich von  $25\ \mu\text{J}$  bis  $50\ \mu\text{J}$  und für das  $50\times$  Objektiv im Bereich von  $0,5\ \mu\text{J}$  bis  $15,0\ \mu\text{J}$ . Die einzelnen Spuren hatten einen Abstand von  $250\ \mu\text{m}$ , um einen möglichen Einfluss der Spuren untereinander möglichst gering zu halten.

Neben Einzelspuren wurden in einem zweiten Schritt zusätzlich Paare paralleler Spuren in undotiertem YAG erzeugt, die  $6\ \mu\text{m}$  bis  $33\ \mu\text{m}$  voneinander getrennt waren. Die einzelnen Paare hatten wie die Einzelspuren einen Abstand von  $250\ \mu\text{m}$  und wurden mit dem  $20\times$  und dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv bei Verfahrgeschwindigkeiten von  $10\ \mu\text{m/s}$  und  $100\ \mu\text{m/s}$  geschrieben. Bei einer Fokussierung der Pulse mit dem  $20\times$  Objektiv wurden Pulsenergien von  $30\ \mu\text{J}$ ,  $40\ \mu\text{J}$  und  $50\ \mu\text{J}$  eingestellt. Die Strukturierung mit dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv erfolgte bei einer Pulsenergie von  $4\ \mu\text{J}$ .

Die Abhängigkeit der durch den Wellenleiter transmittierten Leistung von den Schreibparametern bei einer Wellenlänge von  $632,8\ \text{nm}$  konnte in den meisten Fällen aufgrund der großen Unterschiede mit dem bloßen Auge erfasst werden. Hierzu wurde der in Abschnitt 6.5 vorgestellten Aufbau verwendet. Die gewonnenen Erkenntnisse für die Einzelspuren sind in qualitativer Form in Tabelle 4.3 kurz zusammengefasst. Wie zu erkennen ist, konnten mit dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv und der langsamsten verwendeten Verfahrgeschwindigkeit von  $10\ \mu\text{m/s}$  die besten Ergebnisse für Einzelspuren erzielt werden. In Tabelle 4.4 sind die Ergebnisse der Voruntersuchungen an den Doppelspuren zusammengefasst. Die höchste transmittierte Leistung konnte bei Fokussierung mit dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv bei einer Verfahrgeschwindigkeit von  $10\ \mu\text{m/s}$  und einer Pulsenergie von  $4\ \mu\text{J}$  erreicht werden.

#### **Strukturierung der Proben mit optimierten Parametern**

Ausgehend von diesen Resultaten wurden alle weiteren Strukturierungen mit dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv und einer Verfahrgeschwindigkeit von  $10\ \mu\text{m/s}$  durchgeführt. Hierbei wurden die Einzelspuren mit Pulsenergien von  $1\ \mu\text{J}$  bis  $10\ \mu\text{J}$  erzeugt. Zusätzlich wurden Spurpaare bestehend aus zwei parallelen Spuren mit Abständen von  $6\ \mu\text{m}$  bis  $33\ \mu\text{m}$  bei Pulsenergien von  $1,0\ \mu\text{J}$  bis  $4,0\ \mu\text{J}$  hergestellt. Neben undotiertem YAG wurden ebenfalls YAG-Kristalle strukturiert, die mit  $0,55\%$  und  $1\%$  Nd bzw.  $7\%$  Yb dotiert waren.

Eine detaillierte Beschreibung der Charakterisierungsmethoden und der zugrunde liegenden Theorie wird in den folgenden Abschnitten dieser Arbeit anhand der wellenleitenden Strukturen gegeben, die mit den zum Zeitpunkt dieser Arbeit optimalen Schreibparametern hergestellt wurden.

Objektiv	Verfahren- geschwin- digkeit in $\mu\text{m/s}$	Pulsenergie in $\mu\text{J}$	Beobachtung
20×	200 – 500	40	keine Wellenleitung
20×	50 – 100	40	Wellenleitung: – geringe transmittierte Leistung
20×	10	40	Wellenleitung: – mittlere transmittierte Leistung
20×	100	25 – 30	keine Wellenleitung
20×	100	35 – 50	Wellenleitung: – geringe transmittierte Leistung – mit steigender Pulsenergie nimmt die transmittierte Leistung zu
20×	10	25	keine Wellenleitung
20×	10	30 – 50	Wellenleitung: – geringe transmittierte Leistung – Leistung höher als bei 100 $\mu\text{m/s}$ – Mit steigender Pulsenergie nimmt die transmittierte Leistung zu
50×	100	1,0 – 7,0	keine Wellenleitung
50×	100	8,0 – 15,0	Wellenleitung: – transmittierte Leistung nimmt mit steigender Pulsenergie zu – Leistung höher als mit 20× Objektiv
50×	10	0,5 – 0,8	keine Wellenleitung
50×	10	0,9 – 2,0	Wellenleitung: – höchste transmittierte Leistung
50×	10	2,5 – 8,0	Wellenleitung: – hohe transmittierte Leistung – hohe Leistungsunterschiede bei Spuren mit den gleichen Schreibparametern

**Tabelle 4.3:** Zusammenfassung der wellenleitenden Eigenschaften von Einzelspuren in undotiertem YAG in Abhängigkeit von der Fokussierung, der Verfahrensgeschwindigkeit und der Pulsenergie

#### 4 Strukturierung der Proben

Objektiv	Verfahren- geschwindigkeit in $\mu\text{m/s}$	Pulsenergie in $\mu\text{J}$	Abstand in $\mu\text{m}$	Beobachtung
20×	100	30	6 – 33	keine Wellenleitung
20×	100	40, 50	6 – 10	keine Wellenleitung
20×	100	40, 50	12 – 24	Wellenleitung: – sehr geringe transmittierte Leistung bei 40 $\mu\text{J}$ – geringe transmittierte Leistung bei 50 $\mu\text{J}$ – Leistung steigt mit höherem Spurabstand
20×	100	40, 50	26 – 33	Wellenleitung: – transmittierte Leistung geringer als bei 24 $\mu\text{J}$ – Leistung verringert sich mit höherem Spurabstand
20×	10	50	6 – 10	keine Wellenleitung
20×	10	50	12 – 24	Wellenleitung: – mittlere transmittierte Leistung – Leistung steigt mit höherem Spurabstand
20×	10	50	26 – 33	Wellenleitung: – transmittierte Leistung geringer als bei 24 $\mu\text{J}$ – Leistung verringert sich mit höherem Spurabstand
50×	10	4	6 – 10	keine Wellenleitung
50×	10	4	12 – 24	Wellenleitung: – sehr hohe transmittierte Leistung – Leistung höher als bei Einzelspuren – Leistung steigt mit höherem Spurabstand
50×	10	4	27 – 33	Wellenleitung: – transmittierte Leistung geringer als bei 24 $\mu\text{J}$ – Leistung verringert sich mit höherem Spurabstand

**Tabelle 4.4:** Zusammenfassung der wellenleitenden Eigenschaften von Doppelspuren in undotiertem YAG in Abhängigkeit von der Fokussierung, der Verfahrensgeschwindigkeit, der Pulsenergie und dem Spurabstand

# 5 Mikroskopie

Die Mikroskopieuntersuchungen der erzeugten Strukturen wurden mit einem Lichtmikroskop (DM4000M, Leica Microsystems) durchgeführt. Die Aufnahmen der Strukturen wurden im Hellfeld-, Dunkelfeld-, im Polarisationskontrast- und im differentiellen Interferenz-Kontrast-Modus erstellt. Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse werden im folgenden Abschnitt erläutert.

## 5.1 Hellfeld

Bei der Hellfeldmikroskopie im Durchlicht handelt es sich um eine Standardmethode der Mikroskopie. Hierbei wird die Probe mit Weißlicht durchleuchtet und so die Strukturen auf weißem Hintergrund sichtbar gemacht [Mur01].

In Abbildung 5.1(1)–(5) sind entsprechende Mikroskopaufnahmen der geschriebenen Einzelspuren dargestellt. Die Blickrichtung wurde hierbei parallel zur y-Achse gewählt (Achsenbezeichnung siehe Abbildung 4.2). Diese Blickrichtung wird im Folgenden als Aufsicht bezeichnet.

Die Spuren sind als wenige Mikrometer breite dunkle Streifen zu erkennen, deren Breite mit steigender Pulsenergie kaum zunimmt. Auf einer Skala von wenigen Mikrometern zeigte das Zentrum der Spuren eine deutliche Körnigkeit. Die Kanten der Spuren waren nicht gleichmäßig glatt, sondern unregelmäßig geformt. Mit steigender Pulsenergie wurden die Spuren unregelmäßiger und zusätzlich stieg der Kontrast zwischen Spur und Umgebung stark an. Ab  $1,3 \mu\text{J}$  konnten Risse im umliegenden Material beobachtet werden, die von den Spuren ausgingen. Bei höheren Pulsenergien wurden die Risse länger und deren Anzahl nahm stark zu. So hatten sie bei einer Pulsenergie von  $5 \mu\text{J}$  eine Länge von bis zu  $40 \mu\text{m}$ .

In Abbildung 5.1(6) ist eine Hellfeld-Mikroskopaufnahme in der Aufsicht eines Spurpaars in Yb:YAG dargestellt. Die Pulsenergie betrug  $1,3 \mu\text{J}$ . Die einzelnen Spuren waren etwa  $27 \mu\text{m}$  voneinander getrennt. Spurpaare zeigten die selben Merkmale wie Einzelspuren.

Die Risse können als ein Zeichen für hohe mechanische Spannungen im Kristall gedeutet werden. Die Spannungen wurden während des Schreibvorganges erzeugt. Es besteht die Möglichkeit, dass diese nicht vollständig relaxiert sind. Ob dies tatsächlich der Fall ist, wird in Abschnitt 5.4 mit Hilfe des Polarisationskontrasts untersucht.

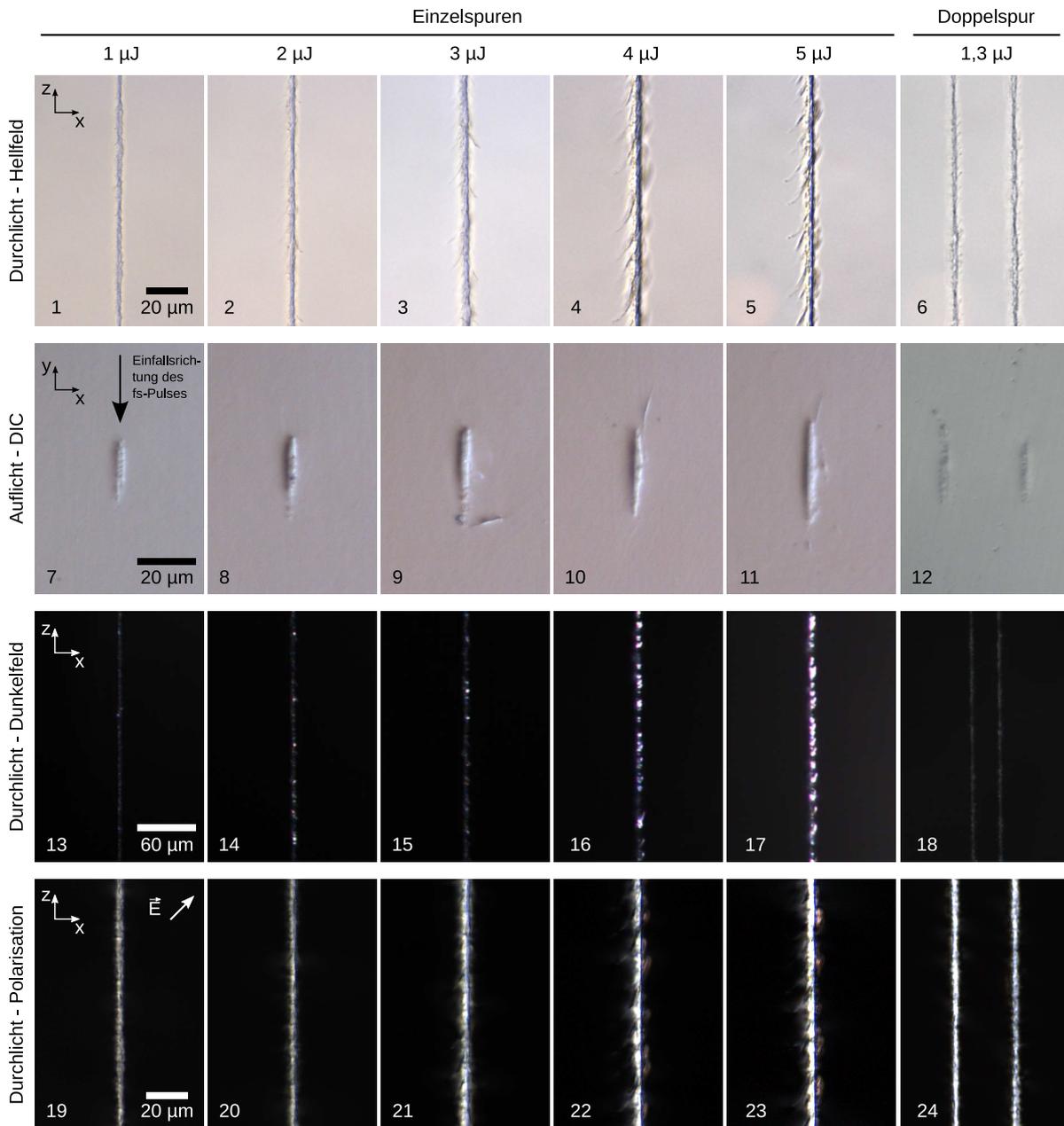
## 5.2 Differentieller Interferenz-Kontrast

Der differentielle Interferenz-Kontrast<sup>1</sup> konnte mit dem hier verwendeten Mikroskop im Auflicht-Modus benutzt werden, um geringe Höhenänderungen der Oberfläche sichtbar zu machen. Dies

---

<sup>1</sup>engl.: Differential Interference Contrast (DIC) oder auch Nomarski Interference Contrast

## 5 Mikroskopie



**Abbildung 5.1:** Mikroskopaufnahmen von Einzel- und Doppelspuren in Nd(1%):YAG geschrieben mit einer Pulsenergie von 1  $\mu\text{J}$  bis 5  $\mu\text{J}$  im Hellfeld, differenziellem Interferenz-Kontrast (DIC), Dunkelfeld und Polarisationskontrast; die Dunkelfeld- und die Polarisationskontrast-Bilder der Einzelspuren wurden mit den selben Kameraeinstellungen und der selben Intensität der Lichtquelle erstellt. Die Aufnahmen 1 bis 6 und 13 bis 24 zeigen die Spuren in der Aufsicht, die Aufnahmen 7 bis 12 im Querschnitt

wird erreicht, indem mit einem speziellen Prisma der linear polarisierte Beleuchtungsstrahl in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilstrahlen aufgeteilt wird, die räumlich wenige 10 nm voneinander getrennt sind. Beide Teilstrahlen besitzen eine feste Phasenbeziehung zueinander. Nach Durchgang durch das Mikroskopobjektiv werden die Teilstrahlen an der Probenoberfläche reflektiert und teilweise gestreut. Ist die Oberfläche nicht eben, so kommt es durch die unterschiedliche Weglänge beider Strahlen zu einem Gangunterschied und damit zu einer relativen Phasenverschiebung. Die beiden Teilstrahlen durchlaufen anschließend ein weiteres Mal das Objektiv und das Prisma. Beim Passieren des Prismas werden beide Teilstrahlen übereinander gelegt und anschließend durch einen Analysator zur Interferenz gebracht. Abhängig von der Phasenverschiebung und damit von der Oberflächenmorphologie kommt es zu Helligkeitsunterschieden im erzeugten Abbild der Oberfläche [Mur01]. Durch die Helligkeitsunterschiede erhält das Bild ein plastisches, dreidimensionales Aussehen. Hierbei ist allerdings anzumerken, dass eine Vertiefung in der Oberfläche nicht zwangsläufig als Vertiefung im DIC-Bild auftreten muss, sondern auch das Aussehen einer Erhöhung haben kann. Ob es sich um eine Erhöhung oder Vertiefung handelt, kann mit dem verwendeten Mikroskop allerdings nicht bestimmt werden.

DIC-Auflichtaufnahmen des Querschnitts der Einzelspuren (xy-Ebene) sind in den Abbildungen 5.1(7)–(12) dargestellt. Diese Aufnahmen wurden nach Läppen und Polieren der Endflächen des Kristalls erstellt. Die geschriebenen Spuren sind in diesen Bildern sichtbar, da sie eine Vertiefung bzw. Erhöhung in der sonst weitestgehend ebenen Oberfläche darstellen. Vergleiche mit Hellfeldaufnahmen ergaben, dass die DIC-Aufnahmen den Spurquerschnitt bei gleichzeitig höherem Kontrast wiedergeben.

Wie anhand der Abbildungen 5.1(7)–(12) zu sehen ist, wiesen die Spuren einen elliptischen Querschnitt auf. Dies kann durch den Einfluss der sphärischen Aberration entsprechend Abschnitt 4.1.1 erklärt werden. Hierbei war die Breite der Spuren in x-Richtung mit ca. 3  $\mu\text{m}$  bei allen verwendeten Pulsenergien konstant. Die Ausdehnung der Spuren in y-Richtung war hingegen von der Pulsenergie abhängig. Mit steigender Pulsenergie wurden die Spuren höher. Bei 1  $\mu\text{J}$  hatten die Spuren eine Höhe von etwa 20  $\mu\text{m}$ . Bei 5  $\mu\text{J}$  waren sie hingegen bereits ca. 34  $\mu\text{m}$  hoch.

In den Bildern (9) bis (11) sind die bereits in den Hellfeldaufnahmen beobachteten Risse sichtbar. Diese Risse befanden sich in allen untersuchten Proben fast ausschließlich im oberen bzw. im unteren Teil der Spur. Bis auf wenige Ausnahmen entstanden keine Risse seitlich der Spuren.

Die Doppelspuren (siehe Abbildung 5.1(12)) wiesen in Bezug auf Form und Ausdehnung die gleichen Eigenschaften wie die Einzelspuren auf. Auch die Risse befanden sich bei ihnen fast ausschließlich am oberen und unteren Ende der Spuren. Es konnten nahezu keine Risse gefunden werden, die in das Zentrum der Doppelspuren hineinragten.

Die DIC-Aufnahmen liefern zusätzliche Informationen über die Materialmodifikation. Da das Ende der Spuren entweder als Erhöhung bzw. Vertiefung in der Kristalloberfläche vorlag, kann gefolgert werden, dass während der Politur das modifizierte Material leichter bzw. schwerer abgetragen wurde als kristalliner YAG. Somit wies die Materialmodifikation eine von YAG abweichende Härte auf. Weiterführende Untersuchungen mit dem Raster-Kraft-Mikroskop sind in Abschnitt 7 aufgeführt.

### 5.3 Dunkelfeld

Mit dem Dunkelfeld-Modus ist es möglich, Streuzentren innerhalb einer Probe sichtbar zu machen. Dies wird erreicht, indem durch die Verwendung einer Zentralfeldblende innerhalb des Kondensors das Beleuchtungslicht kegelförmig am Objektiv vorbeigeführt, die Probe aber gleichzeitig vollständig ausgeleuchtet wird. Im Gegensatz zum Beleuchtungslicht wird Licht, das an Strukturen in der Probe gestreut wird, vom Objektiv aufgesammelt. Somit werden mit dieser Methode Streuzentren hell auf schwarzem Untergrund sichtbar gemacht [Mur01].

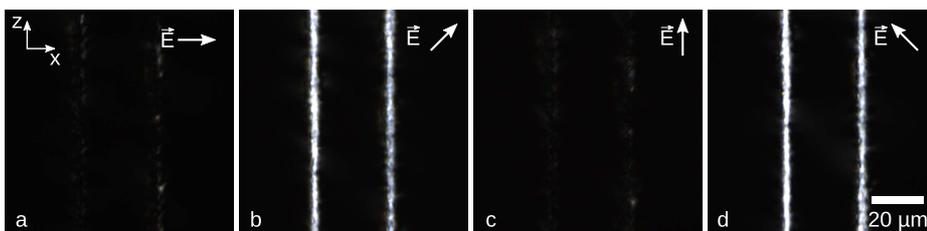
Die Dunkelfeldaufnahmen der Spuren sind in Abbildung 5.1(13)–(18) dargestellt. Sie zeigen, dass an allen geschriebenen Spuren Licht gestreut wird. Mit steigender Pulsenergie nimmt die Streuung zu. Ab Pulsenergien von  $2\ \mu\text{J}$  kann der Hauptanteil der Streuung auf Risse zurückgeführt werden. Auch Spuren, die mit einer Pulsenergie von  $1\ \mu\text{J}$  erzeugt wurden, zeigen eine im Vergleich zu den anderen Spuren zwar schwache, aber vorhandene Streuung. Da die Streuzentren ungleichmäßig verteilt sind, kann geschlossen werden, dass es sich bei den Spuren um eine inhomogen verteilte Materialveränderung handelte.

### 5.4 Polarisationskontrast

Der Polarisationskontrast ist eine Mikroskopiemethode im Durchlicht, mit der eine vorhandene optische Anisotropie, wie zum Beispiel spannungsinduzierte Doppelbrechung (siehe Abschnitt 2.5.3), detektiert werden kann. Bei dieser Methode wird das unpolarisierte Beleuchtungslicht mit einem Polarisator linear polarisiert und analog zur Hellfeldmikroskopie die Probe beleuchtet. Das durch die Probe transmittierte Licht passiert einen zweiten Polarisator, auch als Analysator bezeichnet, und erzeugt danach ein Bild der Probe. Stehen Polarisator und Analysator senkrecht zueinander, so kann im Fall einer optisch isotropen Probe, wie zum Beispiel YAG, kein Licht den Analysator passieren. Kommt es aber aufgrund einer optischen Anisotropie in der Probe zu einer Änderung der Polarisation, so kann Licht den Analysator passieren. Helle Bereiche in dem so erzeugten Abbild der Probe stehen dementsprechend für Regionen, in denen die Polarisation des einfallenden Lichts verändert wurde [Mur01].

#### Aufsicht

Polarisationskontrast-Aufnahmen der Spuren in der Aufsicht sind in Abbildung 5.1(19)–(24) dargestellt. Das einfallende Licht war mit einem Winkel von  $45^\circ$  zur z-Achse linear polari-



**Abbildung 5.2:** Polarisationskontrastaufnahmen in der Aufsicht bei verschiedenen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichts einer Doppelspur in Yb:YAG mit  $26\ \mu\text{m}$  Abstand, geschrieben mit  $1,3\ \mu\text{J}$

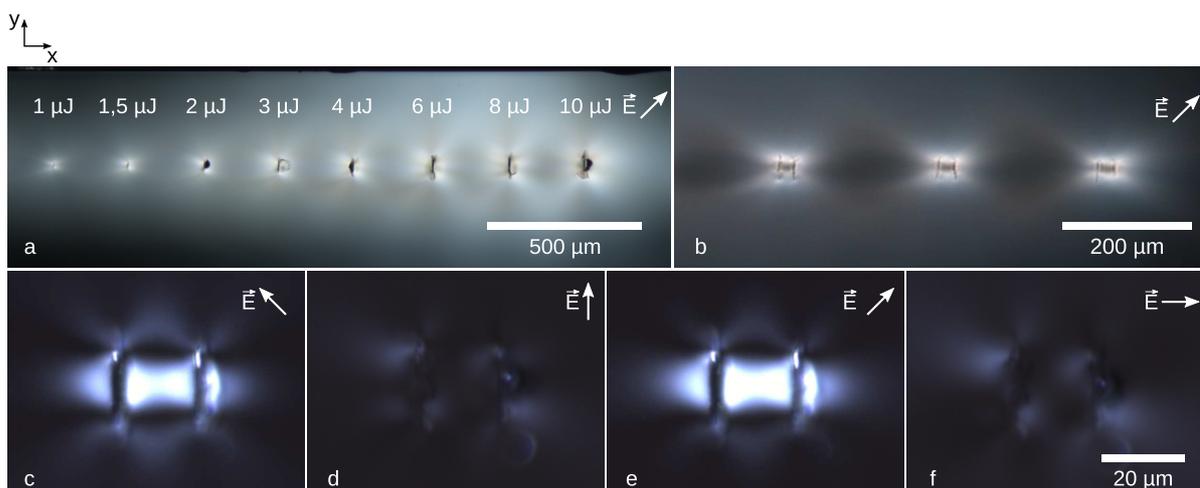
siert. Die Spuren sind deutlich als helle Linien zu erkennen. Die Helligkeit der Spuren nimmt mit steigender Pulsenergie zu. In der Umgebung der Einzelspuren und im Zentrum der Doppelspuren kann keine Polarisationsänderung des transmittierten Lichts nachgewiesen werden. In Abbildung 5.2 ist eine Doppelspur im Polarisationskontrast bei verschiedenen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichts dargestellt. Die Doppelspur wurde in Yb:YAG bei einer Pulsenergie von  $1,3 \mu\text{J}$  geschrieben und hatte einen Abstand von  $26 \mu\text{m}$ .

Unabhängig von der Polarisation des Beleuchtungslichts konnte in der Umgebung und im Zentrum der Doppelspuren keine Polarisationsänderung des transmittierten Lichts nachgewiesen werden. Allerdings zeigten die Spuren Doppelbrechung. Es konnte nur dann keine Polarisationsänderung des transmittierten Lichts beobachtet werden, wenn das Beleuchtungslicht entweder parallel zur x-Achse oder parallel zur y-Achse polarisiert war. Dementsprechend ist das modifizierte Material optisch anisotrop.

### Querschnitt

In Abbildung 5.3(a) ist ein Polarisationskontrastbild der Querschnitte von Einzelspuren und in Abbildung 5.3(b) von Doppelspuren in einem  $9 \text{ mm}$  langen, Nd-dotierten YAG-Kristall dargestellt. Sowohl bei den Einzelspuren als auch bei den Doppelspuren ist eine Polarisationsänderung des transmittierten Lichts in der Umgebung der Spuren sichtbar. Im Fall der Einzelspuren wurde der Bereich, in dem eine Änderung der Polarisation des Lichts stattfand, bei steigender Pulsenergie größer. Die Spuren selbst erscheinen in diesen Aufnahmen als dunkle Balken im Zentrum des Bereichs der Polarisationsänderung.

In Abbildung 5.3(b) sind Doppelspuren im Querschnitt dargestellt. Auch hier zeigte sich, dass die Umgebung der Doppelspuren analog zu den Einzelspuren eine spannungsinduzierte Doppelbrechung aufwies. Aufgrund der Länge des Kristalls und der Abschirmung des Lichts durch die Spuren wurde der Bereich zwischen den Spuren nur unzureichend ausgeleuchtet. Somit können mit der hier verwendeten Durchlicht-Mikroskopiemethode keine Aussagen über



**Abbildung 5.3:** Polarisationskontrastaufnahmen der Spurquerschnitte bei verschiedenen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichts; Einzelspuren in einem  $9 \text{ mm}$  langen Nd:YAG Kristall, geschrieben mit unterschiedlichen Pulsenergien (a) und Doppelspuren, geschrieben mit  $1,5 \mu\text{J}$  (b); Doppelspuren in einer  $45 \mu\text{m}$  dicken undotierten YAG-Scheibe, geschrieben mit  $1,5 \mu\text{J}$  (c-f)

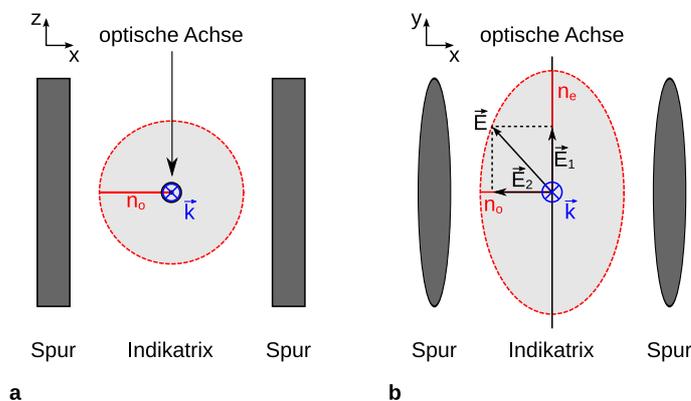
die Doppelbrechung im Zentrum der Spuren getroffen werden.

Um diese Limitierung zu umgehen, wurde von einem strukturierten, undotierten YAG-Kristall eine dünne Scheibe mit einer Dicke von  $45\ \mu\text{m}$  präpariert. Die Polarisationskontrastaufnahmen der Scheibe sind in Abbildung 5.3(c–f) bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichts dargestellt. Der Bereich im Zentrum der Doppelspuren wies eine starke Doppelbrechung auf. Wie anhand der Bilder (d) und (f) zu erkennen ist, wurde die Polarisation des transmittierten Lichts nicht geändert, wenn es parallel zur y-Achse bzw. parallel zur x-Achse polarisiert war (Achsenbezeichnung siehe Abbildung 4.2). Die höchste transmittierte Intensität wurde erreicht, wenn das Licht einen Polarisationswinkel von  $-45^\circ$  (Abbildung (c)) bzw.  $+45^\circ$  zur y-Achse (Abbildung (e)) besaß. Die Doppelbrechung war im Zentrum ausgeprägter als in der Umgebung der Doppelspuren, wie an den Helligkeitsunterschieden in Abbildung (c) zu erkennen ist. Einzig die direkt links und rechts an die Doppelspur angrenzenden Bereiche wiesen eine ähnlich starke Polarisationsänderung auf.

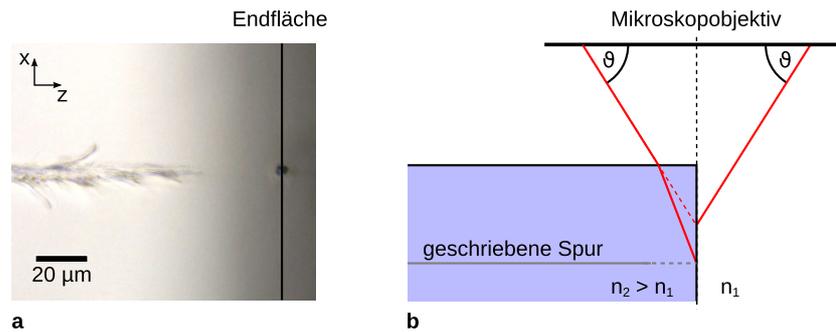
Derartige Polarisationsänderungen in isotropen Materialien werden typischerweise durch mechanische Spannungen und der damit einhergehenden Doppelbrechung hervorgerufen, wie sie bereits in Abschnitt 2.5.3 theoretisch beschrieben wurde. Da in den Querschnittsaufnahmen der Einzelspuren zu erkennen war, dass die Spuren im Zentrum des doppelbrechenden Bereichs lagen, kann davon ausgegangen werden, dass die Spannungen durch die Spuren verursacht wurden. Im Fall der Doppelspuren sei hier einschränkend bemerkt, dass die Spannungen in der dünnen Scheibe aufgrund von Relaxationsprozessen an der Oberfläche nicht exakt den Spannungen im Volumenkristall entsprechen müssen.

### Rekonstruktion der Indikatrix bei Doppelspuren

Aus dem beobachteten Zusammenhang zwischen dem Polarisationswinkel des Beleuchtungslichts und der transmittierten Intensität kann unter der Annahme eines uniaxialen optischen Systems die Indikatrix für den zentralen Bereich der Doppelspuren rekonstruiert werden. Wird das Zentrum der Doppelspuren in der Aufsicht, also entlang der y-Achse, im Polarisationskontrast betrachtet, so kann unabhängig vom Polarisationswinkel keine Polarisationsänderung des transmittierten Lichts beobachtet werden. Bei einem uniaxialen System tritt diese Eigenschaft nur dann auf, wenn das Licht parallel zur optischen Achse durch das Material propagiert. Somit



**Abbildung 5.4:** Schematische Darstellung der Indikatrix im zentralen Bereich einer Doppelspur in der Aufsicht (a) und im Querschnitt (b)



**Abbildung 5.5:** Hellfeld-Mikroskopaufnahme einer Spur in undotiertem YAG vor Politur der Endfläche (a); schematische Darstellung der Verzerrung des Fokus an der Endfläche des Kristalls (b)

lag im Fall der Doppelspuren die optische Achse parallel zur y-Achse. Der außerordentliche Brechungsindex  $n_e$  ist entsprechend der Definition ebenfalls parallel zur y-Achse. Der ordentliche Brechungsindex  $n_o$  liegt in der Ebene, die senkrecht zur optischen Achse ist (xz-Ebene). Dieser Zusammenhang ist schematisch in Abbildung 5.4(a) dargestellt.

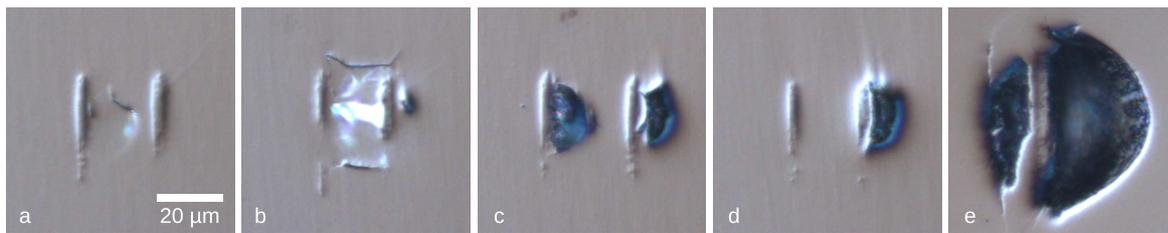
Die Lage der Brechungsindex-Achsen steht im Einklang mit der Abhängigkeit der transmittierten Intensität vom Polarisationswinkel, wie sie im Polarisationskontrast im Querschnitt beobachtet wurde (siehe Abbildung 5.4(b)). In diesem Fall breitete sich das Licht in z-Richtung aus. Entsprechend muss das Licht in zwei Komponenten zerlegt werden, die  $\vec{E}_1 || n_e || y$  bzw.  $\vec{E}_2 || n_o || x$  sind. Beide Komponenten erfahren einen unterschiedlichen Brechungsindex und breiten sich dementsprechend mit einer unterschiedlichen Geschwindigkeit aus. Die Überlagerung beider Komponenten nach Passieren des Kristalls ergibt im Allgemeinen eine Polarisationsänderung des Lichts. Einzig in zwei Fällen kommt es zu keiner Polarisationsänderung. Ist das Beleuchtungslicht  $\vec{E} || n_e || y$  oder  $\vec{E} || n_o || x$  polarisiert, so weist das transmittierte Licht keine Änderung auf (vgl. Abbildung 5.3(d) und (f)). Neben der Lage der Achsen des ordentlichen und des außerordentlichen Brechungsindex ist zur vollständigen Charakterisierung der Indikatritz zusätzlich auch die Höhe der beiden Brechungsindizes notwendig. Die Differenz der beiden Brechungsindizes könnte zum Beispiel durch den Phasenunterschied der beiden transmittierten Komponenten ermittelt werden. Entsprechende Messungen wurden allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

## 5.5 Politur der Endflächen

In Abbildung 5.5(a) ist beispielhaft eine Mikroskopaufnahme in der Aufsicht (y-Richtung, Bezeichnung der Achsen siehe Abbildung 4.2) dargestellt. Sie zeigt, dass die geschriebenen Spuren nicht bis an die Endflächen des Kristalls heranreichten. Hierfür verantwortlich war eine Verzerrung des Fokus an der Endfläche des Kristalls, wodurch die Zerstörschwelle unterschritten wurde. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.5(b) schematisch dargestellt. Für die weiteren Experimente war erforderlich, dass die Spuren bis an die Endflächen heranreichten. Somit mussten die Kristalle nach der Strukturierung durch Lappen und Polieren entsprechend verkürzt werden.

Aufgrund der mechanischen Eigenschaften lassen sich YAG-Kristalle in der Regel problemlos polieren. Die Politur der Endflächen der strukturierten Kristalle stellte sich allerdings proble-

## 5 Mikroskopie



**Abbildung 5.6:** DIC-Mikroskopaufnahmen von Zerstörungen der Oberfläche eines Nd:YAG-Kristalls im Bereich von Einzel- und Doppelspuren geschrieben mit unterschiedlichen Pulsenergien nach der Politur

matisch dar. In Abbildung 5.6 sind exemplarisch DIC-Mikroskopaufnahmen von Querschnitten mehrerer Spuren in Nd:YAG gezeigt. Wie zu erkennen ist, kam es in der unmittelbaren Umgebung der Spuren zu einer Zerstörung der Oberfläche. Zum einen bildeten sich oberflächennahe Risse (Abbildung 5.6(a) und (b)), zum anderen platzten auch Teile des Kristalls ab (Abbildung 5.6(c)–(e)). Bei Einzelspuren trat diese Problematik gehäuft bei hohen Pulsenergien auf. Spuren, die mit niedrigen Pulsenergien von  $1\ \mu\text{J}$  bis  $2\ \mu\text{J}$  geschrieben wurden, zeigten selten dieses Verhalten. Im Falle der Doppelspuren konnte die Oberflächenzerstörung allerdings auch bei niedrigen Pulsenergien gehäuft beobachtet werden.

Die hier beobachtete Bildung von Rissen und das Abplatzen von Teilen des Kristalls während der Politur unterstützt die Aussage, dass im Umkreis der Spuren starke mechanische Spannungen vorhanden waren. Da die Polarisationskontrastaufnahmen zeigten, dass die Doppelbrechung im Zentrum der Doppelspuren besonders ausgeprägt war und zusätzlich bei Doppelspuren die Oberflächenzerstörung auch bei geringen Pulsenergien auftrat, kann der Schluss gezogen werden, dass die mechanischen Spannungen im Zentrum der Doppelspuren höher als in der Umgebung der Einzelspuren waren.

### 5.6 Zusammenfassung

Durch die fs-Laserbestrahlung konnten in den YAG-Kristallen Spuren geschrieben werden. Die Spuren bestanden aus einer inhomogenen und anisotropen Materialmodifikation, wie die Dunkelfeld- und Polarisationskontrastaufnahmen zeigten. Bei Pulsenergien ab  $1,5\ \mu\text{J}$  traten Risse auf, die von den Spuren ausgingen. Der zentrale Bereich der Doppelspuren war in der Regel nicht von Rissen durchkreuzt.

Die DIC-Aufnahmen zeigten, dass die Spuren eine von der Pulsenergie unabhängige Breite von etwa  $3\ \mu\text{m}$  aufwiesen. Die Höhe der Spuren war von der Pulsenergie abhängig und stieg bei den hier untersuchten Spuren von etwa  $20\ \mu\text{m}$  auf etwa  $34\ \mu\text{m}$  bei  $5\ \mu\text{J}$  Pulsenergie an. Zusätzlich zeigten die DIC-Aufnahmen, dass die Spuren entweder höher oder tiefer als die Kristalloberfläche waren. Daher kann gefolgert werden, dass die Materialmodifikation eine von YAG abweichende Härte besaß.

Mit Hilfe der Polarisationskontrastaufnahmen konnte eine spannungsinduzierte Doppelbrechung in der Umgebung der Spuren und im Zentrum der Doppelspuren beobachtet werden. Die Doppelbrechung ist im Zentrum der Doppelspuren besonders ausgeprägt. Die Spannungen werden hierbei durch die Spuren erzeugt. Zusätzlich war es im Fall der Doppelspuren möglich, die Lage der optischen Achse parallel zur y-Richtung zu bestimmen. Der ordentliche bzw.

außerordentliche Brechungsindex ist parallel zur x- bzw. y-Achse.

## *5 Mikroskopie*

# 6 Wellenleitung

Im folgenden Kapitel werden die Eigenschaften der durch die fs-Strukturierung erzeugten Wellenleiter bestimmt. Hierzu erfolgt als erstes eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen der Wellenleitung. Anschließend werden die der Verlustbestimmung zugrunde liegenden Gesetzmäßigkeiten behandelt. Hierauf folgt die Charakterisierung der Intensitätsprofile der geführten Moden und die Bestimmung der Ausbreitungsverluste. Zum Abschluss wird der Brechungsindexunterschied zwischen der wellenleitenden Struktur und dem unmodifizierten Material ermittelt.

## 6.1 Strahlen-optisches Modell der Wellenleitung

Licht kann immer dann in einem Medium geführt werden, wenn es zu einer Reflexion des Lichts an den Grenzflächen des Mediums kommt. Handelt es sich bei der Reflexion an der Grenzfläche um den Spezialfall der Totalreflexion, können Verluste theoretisch komplett vermieden und somit Licht über beliebig lange Strecken geführt werden. Mit Hilfe einer strahlen-optischen Betrachtung der Wellenleitung werden im folgenden Abschnitt die grundlegenden Mechanismen der Führung von Licht in dielektrischen Materialien erörtert. Das strahlen-optische Modell kann allerdings nur dann angewendet werden, wenn die laterale Ausdehnung des wellenleitenden Mediums groß gegenüber der Wellenlänge des geführten Lichts ist. Auch wenn diese Bedingung nicht für alle Wellenleiter zutrifft, schafft diese Betrachtungsweise ein anschauliches Grundverständnis. Für eine exakte Beschreibung der Wellenleitung müssen hingegen die Maxwell-Gleichungen herangezogen werden (siehe Abschnitt 6.2).

### Brechung und Reflexion

Trifft ein Lichtstrahl auf die Grenzschicht zweier dielektrischer Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes, so tritt gemäß den Fresnelschen Gleichungen Reflexion und Brechung des Lichts auf. Für den Fall, dass die einfallende Welle mit der Amplitude  $A_1$  senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, ergeben sich die Amplituden  $A'_1$  der reflektierten Welle und der gebrochenen Welle  $A_2$  gemäß der Fresnelschen Gleichungen [Hon93] zu

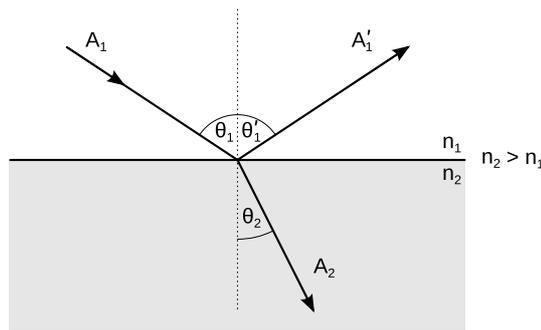
$$A'_1 = A_1 \cdot \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad (6.1)$$

$$A_2 = A_1 \cdot \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}. \quad (6.2)$$

Ist die einfallende Welle hingegen parallel zur Einfallsebene polarisiert, lauten die Fresnelschen Gleichungen

$$A'_1 = A_1 \cdot \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (6.3)$$

## 6 Wellenleitung



**Abbildung 6.1:** Brechung und Reflexion eines einfallenden Strahls mit der Amplitude  $A_1$  an der Grenzschicht zweier Medien mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  unter dem Winkel  $\theta_1$

$$A_2 = A_1 \cdot \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}. \quad (6.4)$$

$\theta_1$  ist in diesem Fall der Winkel der einfallenden Welle zum Lot, welches senkrecht auf der Grenzfläche der beiden Medien mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  steht und  $\theta_2$  ist der Winkel zwischen der gebrochenen Welle und dem Lot (siehe Abbildung 6.1). Da für die Reflexion einer optischen Welle an einer Grenzfläche das Reflexionsgesetz gilt, sind der Einfallswinkel  $\theta_1$  und der Ausfallswinkel  $\theta_1'$  gleich groß:

$$\theta_1 = \theta_1'. \quad (6.5)$$

Zusätzlich gilt für die Brechung an dieser Grenzschicht das Snelliusche Brechungsgesetz, das die Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  der beiden Medien mit dem Einfalls- und Brechungswinkel über

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (6.6)$$

in Beziehung setzt. Um die Gültigkeit der Gleichung 6.6 zu gewährleisten, müssen zwei Fälle betrachtet werden:

1. Beim Übergang der optischen Wellen von einem optisch dünneren Medium mit dem Brechungsindex  $n_1$  in ein optisch dichteres Medium mit  $n_2$  ( $n_1 < n_2$ ) ist das Brechungsgesetz immer erfüllt.
2. Beim Übergang vom optisch dichteren Medium mit  $n_1$  in ein optisch dünneres Medium mit  $n_2$  ( $n_1 > n_2$ ) ergeben sich für Gleichung 6.6 nur dann reelle Winkel für  $\theta_2$ , wenn

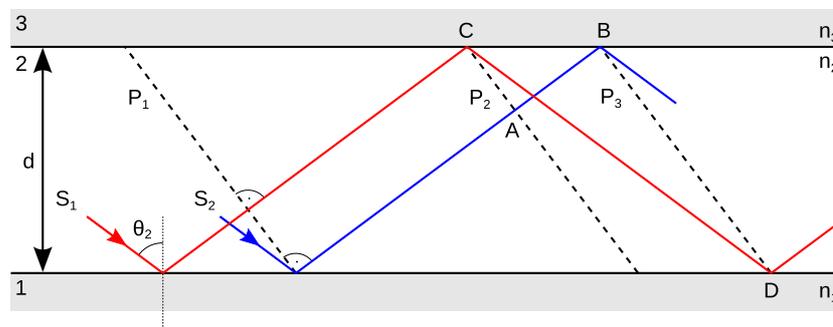
$$\sin \theta_1 \leq \frac{n_2}{n_1} = \sin \theta_g. \quad (6.7)$$

Für Winkel größer als  $\theta_g$  wird der Lichtstrahl totalreflektiert und es gilt  $A_1 = A_1'$  und  $A_2 = 0$ . Zusätzlich kommt es bei der Totalreflexion zu einer Phasenverschiebung  $\phi$  des reflektierten Strahls um

$$\tan \frac{\phi}{2} = -\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_g}}{\cos \theta_1}. \quad (6.8)$$

### Schichtwellenleiter

Die Totalreflexion kann nun genutzt werden, um einen einfachen Schichtwellenleiter mit stufenförmigem Brechungsindexprofil zu realisieren. In Abbildung 6.2 ist ein entsprechender Wellenleiter dargestellt. Er besteht aus drei Medien mit den Brechungsindizes  $n_1$ ,  $n_2$  und  $n_3$ , wobei  $n_2 > n_1, n_3$  gilt. Die Wellenleitung erfolgt in Medium 2 mit dem Brechungsindex  $n_2$  und der Dicke  $d$  aufgrund der Totalreflexion an den Grenzschichten zu den benachbarten Medien 1 und 3. Innerhalb des Mediums 2 wird im Folgenden die Ausbreitung einer ebenen Welle anhand zweier Teilstrahlen  $S_1$  und  $S_2$  beschrieben. Beide Teilstrahlen werden unter dem Winkel  $\theta_2$  an den beiden Grenzflächen des Mediums 2 totalreflektiert. Als Phasenfront werden diejenigen Orte bezeichnet, an denen beide Teilstrahlen die gleiche Phase haben. Da hier die Ausbreitung einer ebenen Welle betrachtet wird, stehen die Phasenfronten  $P_1$  bis  $P_3$  senkrecht zu diesen beiden Teilstrahlen.



**Abbildung 6.2:** Wellenleitung durch Totalreflexion in einem Wellenleiter mit stufenförmigem Brechungsindexprofil

Von einer Phasenfront zur nächsten legen die Teilstrahlen einen unterschiedlich langen Weg zurück. Dies bedeutet, dass die Teilstrahlen bei der Ausbreitung von einer Phasenfront zur nächsten eine Phasendifferenz von  $2N\pi$  mit  $N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  erhalten. Da bei der Totalreflexion zusätzlich eine Phasenänderung  $\Phi$  nach Gleichung 6.8 auftritt, muss die gesamte Phasendifferenz der Bedingung

$$\delta + \Phi_{23} + \Phi_{21} = 2N\pi \quad (6.9)$$

genügen. Die Phasenänderung  $\delta$  ergibt sich aus der Wegdifferenz  $\overline{CD} - \overline{AB}$ .  $\Phi_{12}$  und  $\Phi_{23}$  sind die Phasenänderungen durch die Totalreflexion zwischen Medium 1 und 2 bzw. zwischen den Medien 2 und 3 und können mit Gleichung 6.8 berechnet werden.

Um die weitere Beschreibung zu vereinfachen, werden die Phasenausbreitungskonstante

$$\beta = k_0 n_2 \sin \theta_2 \quad (6.10)$$

und der effektive Brechungsindex

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} = n_2 \sin \theta_2 \quad (6.11)$$

eingeführt.  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  ist hierbei die Wellenzahl im Vakuum der ebenen Wellen im Wellenleiter. Mit Hilfe der Gleichungen 6.10 und 6.11 kann Gleichung 6.9 in folgende Form gebracht

## 6 Wellenleitung

werden [Kar91]:

$$dk_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} - \arctan \left[ \frac{n_{eff}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{eff}^2} \right]^{1/2} - \arctan \left[ \frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_{eff}^2} \right]^{1/2} = N\pi. \quad (6.12)$$

Mit den Abkürzungen

$$u = k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} \quad (6.13)$$

$$v = k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2} \quad (6.14)$$

$$w = k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_3^2} \quad (6.15)$$

ergibt Gleichung 6.12 nach Umformung

$$\tan(ud - N\pi) = \frac{u(v+w)}{u^2 - v \cdot w}. \quad (6.16)$$

Mit dieser Gleichung kann nun  $\beta$  bestimmt werden. Es zeigt sich, dass nur diskrete Lösungen existieren. Dies hat zur Folge, dass sich nur für bestimmte Werte  $\beta_m$  ebene optische Wellen in dem hier behandelten Wellenleiter ausbreiten können. Diese Wellen werden Wellenleitermoden genannt und durch  $\beta_m$  charakterisiert.  $\beta_0$  wird hierbei als die Grundmode des Systems und alle Moden mit  $m > 0, m \in \mathbb{N}$  als höhere Moden bezeichnet. Höhere Moden weisen einen kleineren Reflexionswinkel  $\theta_m$  als die Grundmode auf [Oka04]. Dieser Zusammenhang ist besonders bei der Bestimmung der Ausbreitungsverluste eines Wellenleiters wichtig (siehe Abschnitt 6.3).

Ein weiteres Resultat des strahlen-optischen Modells ist, dass höhere Moden nur dann geführt werden können, wenn die sogenannte Cutoff-Wellenlänge

$$\lambda_c = 4dn_2 \sqrt{2\Delta n} \quad (6.17)$$

unterschritten wird [Oka04].  $\Delta n = n_2 - n_1$  ist hierbei die Brechungsindexänderung unter der Annahme, dass der Wellenleiter symmetrisch ist und somit  $n_1 = n_3$  gilt. Überschreitet die Wellenlänge des geführten Lichts die Cutoff-Wellenlänge, so kann nur noch die Grundmode in dem hier betrachteten Wellenleiter propagieren. In asymmetrischen Wellenleitern mit  $n_1 \neq n_3$  kann hingegen oberhalb der Cutoff-Wellenlänge keine Mode mehr geführt werden [Yar76].

Anhand des strahlen-optischen Modells können noch weitere interessante Aussagen über die Ausbreitung des Lichts in Wellenleitern abgeleitet werden. Für eine ausführliche Behandlung sei hier auf [Kar91, Oka04] verwiesen.

## 6.2 Elektromagnetische Beschreibung der Wellenleitung

Im Gegensatz zum strahlen-optischen Modell kann mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen für beliebige Wellenleitergeometrien die Führung elektromagnetischer Wellen beschrieben werden. Für eine exakte theoretische Behandlung ist es notwendig, aus den Maxwell-Gleichungen ein geeignetes Differentialgleichungssystem abzuleiten und dieses zu lösen. Analytische Lösungen des Differentialgleichungssystems können allerdings nur für wenige symmetrische Wellenleitergeometrien gefunden werden. Besitzt ein Wellenleiter eine zu aufwendige Geometrie, können transversale Intensitätsprofile der geführten Mode durch numerische Lösungsverfahren bestimmt werden.

### Die Wellengleichung

Die Lösungen der Wellengleichung unter Berücksichtigung der durch die Wellenleitergeometrie gegebenen Randbedingungen sind die elektromagnetischen Wellen, die sich in dem gegebenen Wellenleiter ausbreiten können. Die Wellengleichung wird aus den Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (6.18)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r}, t), \quad (6.19)$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t), \quad (6.20)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (6.21)$$

abgeleitet.  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  stellt die elektrische und  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  die magnetische Feldstärke dar.  $\vec{D}(\vec{r}, t)$  ist die elektrische und  $\vec{B}(\vec{r}, t)$  die magnetische Flussdichte. Die Stromdichte wird durch  $\vec{J}(\vec{r}, t)$  berücksichtigt. Die physikalischen Eigenschaften des Wellenleitermediums werden durch die folgenden Gleichungen beschrieben

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \tilde{\epsilon}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (6.22)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \tilde{\mu}(\vec{r}, t) \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (6.23)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \tilde{\sigma}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (6.24)$$

wobei  $\tilde{\epsilon}(\vec{r}, t)$  die Dielektrizitätskonstante,  $\tilde{\mu}(\vec{r}, t)$  die magnetische Permeabilität und  $\tilde{\sigma}(\vec{r}, t)$  die elektrische Leitfähigkeit darstellen. Diese Größen sind jeweils komplexe Tensoren zweiter Ordnung. Diese Gleichungen können vereinfacht werden, da im Fall der in dieser Arbeit behandelten dielektrischen Wellenleiter  $\tilde{\epsilon}(\vec{r}, t)$ ,  $\tilde{\mu}(\vec{r}, t)$  und  $\tilde{\sigma}(\vec{r}, t)$  zeitunabhängig sind. Des Weiteren ist das Material homogen und isotrop und damit sind diese Werte zusätzlich unabhängig vom Ort. Dies hat zur Folge, dass diese Größen in den Gleichungen 6.22 bis 6.24 durch Skalare ersetzt werden können. Zusätzlich sind in einem idealen Dielektrikum keine freien Ladungsträger vorhanden, wodurch die Ladungsdichte und die Leitfähigkeit zu  $\rho = 0$  und  $\sigma = 0$  gesetzt werden können. Außerdem werden die magnetischen Eigenschaften des Materials vernachlässigt, indem  $\mu = \mu_0$  gesetzt wird. Mit diesen Vereinfachungen ergibt sich die Wellengleichung für das elektrische Feld zu

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (6.25)$$

Diese Gleichung ist orts- und zeitabhängig. Die Lösungen sind die elektromagnetischen Wellen, die sich in dem untersuchten dielektrischen Wellenleiter ausbreiten können. Insbesondere die Zeitabhängigkeit erschwert aber die Lösung der Wellengleichung. Unter der Annahme einer harmonischen Zeitabhängigkeit der Wellengleichung, kann diese in die zeitunabhängige Helmholtzgleichung überführt werden.

### Die Helmholtzgleichung

Die zeitunabhängige Helmholtzgleichung hat die Form [Yar76]

$$\nabla^2 E(\vec{r}) + k_0^2 n^2(\vec{r}) E(\vec{r}) = 0. \quad (6.26)$$

Die Lösungen der Helmholtzgleichung unter Berücksichtigung der Randbedingungen, die durch die Geometrie des Wellenleiters vorgegeben werden, sind die transversalen Komponenten  $E(\vec{r})$  der elektrischen Feldstärke der Moden, die sich in dem untersuchten Wellenleiter ausbreiten können.

Unter der Voraussetzung, dass der Brechungsindexunterschied  $\Delta n(\vec{r}) = n^2(\vec{r}) - n_0$  zwischen dem Wellenleiter mit  $n(\vec{r})$  und dem umgebenden Material mit  $n_0$  klein ist, kann Gleichung 6.26 in folgende Form gebracht werden

$$\nabla^2 E(\vec{r}) + k_0^2 n_0^2 E(\vec{r}) + k_0^2 \Delta n^2(\vec{r}) E(\vec{r}) = 0, \quad (6.27)$$

$n_0$  ist hierbei ortsunabhängig. Gleichung 6.26 bzw. 6.27 lassen sich nur für wenige Brechungsindexprofile analytisch lösen. Allerdings können unter Verwendung verschiedener numerischer Lösungsverfahren Verteilungen der elektrischen Feldstärke für beliebige Brechungsindexprofile gefunden werden. Analytische Lösungen für einfache Wellenleitungssysteme und die Beschreibung einiger numerischer Verfahren, wie zum Beispiel der Finite Elemente Methode, können unter anderem in [Kar91, Oka04] nachgeschlagen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine numerischen Berechnungen zur Bestimmung der elektrischen Feldstärkeverteilung der Moden durchgeführt, die in den fs-geschriebenen Wellenleitern geführt werden. Für diese Berechnungen wird das Brechungsindexprofil der wellenleitenden Struktur benötigt, welches nicht direkt durch eine Messung bestimmt werden konnte. Die Helmholtzgleichung wurde allerdings benutzt, um über die inverse Problemstellung aus einer bekannten Verteilung der elektrischen Feldstärke einer geführten Mode das Brechungsindexprofil zu berechnen. Diese Methode wird in Abschnitt 6.8.3 beschrieben.

### 6.3 Verluste in Wellenleitern

Die Propagation des Lichts in einem Wellenleiter kann, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen berechnet werden. Im Gegensatz zu den dort gemachten Annahmen eines idealen Wellenleiters treten in der Realität Ausbreitungsverluste des geführten Lichts auf, da sowohl das wellenleitende Medium als auch die Wellenleitergeometrie in der Realität nicht ideal sind und somit Streuung des Lichts auftritt. Neben der Dämpfung der geführten Moden kommt es bei der Einkopplung des Lichts in den Wellenleiter zu weiteren Verlusten aufgrund der Fresnelreflexion sowie der Unterschiede der einzukoppelnden Mode und der Wellenleitermode. Im folgenden Abschnitt werden die der Dämpfung zugrunde liegenden Streuprozesse erläutert und neben der Fresnelreflexion die Koppeleffizienz behandelt.

#### 6.3.1 Streuung

Zur Dämpfung der geführten Welle innerhalb eines Wellenleiters kommt es unter anderem durch Streuung des Lichts an Streuzentren. Diese Streuzentren können zum Beispiel Einschlüsse oder Fremdphasen sein. Aber auch örtliche Variationen des Brechungsindexverlaufs können als Streuzentren fungieren. Die Streuung von Licht kann unter anderem durch die Theorie der Mie-Streuung beschrieben werden. Die Grundlagen der Mie-Streuung können in [Mie08] nachgelesen werden. Im Folgenden werden einige Ergebnisse der Mie-Theorie vorgestellt, die für die Verluste innerhalb der hier behandelten Wellenleiter von Bedeutung sind.

Alle in dieser Arbeit durchgeführten Verlustmessungen wurden bei Wellenlängen vorgenommen, bei denen die verwendeten Materialien keine Absorptionsbanden aufweisen. Somit können Absorptionsverluste ausgeschlossen werden. Für die folgende Betrachtung wird zusätzlich gefordert, dass alle weiteren Verluste innerhalb des Wellenleiters auf Streuverluste zurückgeführt werden können. Unter diesen Voraussetzungen lässt sich die Streuung in guter Näherung durch die Theorie der Mie-Streuung beschreiben. Abhängig von der Größe der Streuzentren in Bezug zur Wellenlänge des streuenden Lichts kann die Mie-Theorie in drei Streuklassen unterteilt werden. Einige Eigenschaften dieser drei Klassen werden im Folgenden kurz aufgeführt:

1.  $\lambda/r \ll 1$

Sind die Radien  $r$  der Streuzentren relativ zur Wellenlänge  $\lambda$  des Lichts groß, geht die Mie-Streuung in den Grenzfall der strahlen-optischen Beschreibung mittels Reflexion und Brechung über (siehe Abschnitt 6.1) und ist somit näherungsweise wellenlängenunabhängig.

2.  $\lambda/r \gg 1$

Vom Grenzfall der Rayleigh-Streuung spricht man hingegen, wenn die Streuzentren kleiner als die Wellenlänge des Lichts sind. Außerdem muss der mittlere Abstand der Streuzentren größer als die Wellenlänge des Lichts sein. Die Streueffizienz ist unter diesen Bedingungen wellenlängenabhängig und skaliert mit  $1/\lambda^4$  [Raw71, Mil73].

3.  $\lambda/r \approx 1$

Im Bereich zwischen diesen beiden Grenzfällen ergibt die Theorie der Mie-Streuung, dass ebenfalls eine Wellenlängenabhängigkeit der Streueffizienz bei fester Teilchengröße vorliegt. Allerdings weist diese Abhängigkeit einen komplexen oszillierenden Verlauf auf [Hei09]. Bei fester Wellenlänge skaliert die Streueffizienz in Abhängigkeit vom Durchmesser der Streuzentren  $d$  näherungsweise mit  $d^4$  [Raw71].

Weitere andere Streuverluste, zum Beispiel hervorgerufen durch eine ungleichmäßige Wellenleiterstruktur, sind näherungsweise unabhängig von der Wellenlänge [Mil73]. Da die in dieser Arbeit erzeugten wellenleitenden Strukturen Abmessungen von wenigen 10  $\mu\text{m}$  haben und über eine Mindestgröße der Streuzentren keine Informationen vorliegen, kann keine der Streuklassen definitiv ausgeschlossen werden.

Um dennoch aus einer gemessenen Wellenlängenabhängigkeit der Verluste auf die Art der Streuung und damit auf die Größe der Streuzentren schließen zu können, wurde von Inada folgende Näherung vorgeschlagen [Ina76]: Für Glasfasern kann angenommen werden, dass einzig die Rayleigh-Streuung wellenlängenabhängige Ausbreitungsverluste verursacht. Mit dieser Vereinfachung kann folgender Zusammenhang zwischen dem Dämpfungskoeffizienten und der Wellenlänge des Lichts aufgestellt werden:

$$\alpha_{\text{streu}} = A/\lambda^4 + B. \quad (6.28)$$

$A$  ist hierbei eine Konstante, die die Effizienz der Rayleigh-Streuung beschreibt und  $B$  beinhaltet alle weiteren wellenlängenunabhängigen Verluste. Eine wellenlängenabhängige Messung der Ausbreitungsverluste würde somit eine Aussage über den dominierenden Streuprozess liefern. Bei einer ausgeprägten  $1/\lambda^4$ -Abhängigkeit würde demnach hauptsächlich Rayleigh-Streuung auftreten und folglich die Streuzentren kleiner als die Wellenlänge des Lichts sein. Wellenlängenabhängige Verlustmessungen an Glasfasern zeigten eine sehr gute Übereinstimmung dieser

Näherung mit den gemessenen Werten. Inwiefern diese Näherung auf die in dieser Arbeit hergestellten Wellenleiter übertragbar ist, muss allerdings experimentell überprüft werden.

### 6.3.2 Ausbreitungsverluste

Eine der wichtigsten Größen zur Beschreibung der Verluste während der Propagation des Lichts in einem Wellenleiter stellt die Dämpfung dar. Die Dämpfung ist hierbei ein Maß für die während der Führung des Lichts innerhalb des Wellenleiters aufgetretenden Ausbreitungsverluste. Unter der Annahme, dass die Ausbreitungsverluste einzig durch Streuung verursacht werden und die Streuzentren homogen verteilt sind, kann die Dämpfung einer in z-Richtung geführten Welle durch die folgende Differentialgleichung beschrieben werden [Kar91]

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha_{streu}I(z), \quad (6.29)$$

wobei  $I$  die Intensität des geführten Lichts und  $\alpha_{streu}$  der Dämpfungskoeffizient ist. Die Lösung dieser Gleichung ist

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha_{streu}z). \quad (6.30)$$

$I_0$  stellt hierbei die Anfangsintensität des in den Wellenleiter eingekoppelten Lichts dar. Üblicherweise nutzt man zur Beschreibung der Verluste nicht den Dämpfungskoeffizienten  $\alpha_{streu}$ , sondern gibt die Dämpfung  $\bar{D}$  über die gesamte Länge  $l$  des Wellenleiters in dB an:

$$\bar{D} = 10 \lg \left[ \frac{I_0}{I(l)} \right] \text{ dB} = 10 \lg \left[ \frac{P_0}{P(l)} \right] \text{ dB}, \quad (6.31)$$

mit der in den Wellenleiter eingekoppelten Leistung  $P_0$  und der Ausgangsleistung  $P(l)$  unter Berücksichtigung der Verluste bei der Auskopplung. Zusätzlich kann die Dämpfung auch pro Längeneinheit angegeben werden:

$$D = 10 \frac{1}{l} \lg \left[ \frac{I_0}{I(l)} \right] \text{ dB/cm} = 10 \frac{1}{l} \lg \left[ \frac{P_0}{P(l)} \right] \text{ dB/cm}. \quad (6.32)$$

Die Umrechnung zwischen dem Dämpfungskoeffizienten  $\alpha_{streu}$  und der Dämpfung in dB/cm erfolgt mit

$$D[\text{dB/cm}] \approx 4,343 \cdot \alpha_{streu}[\text{1/cm}]. \quad (6.33)$$

Die Nutzung der logarithmischen Verluste, wie zum Beispiel in dB/cm, hat gegenüber der Angabe der Verluste in Prozent den Vorteil, dass die Gesamtverluste eines Systems einfach durch Addition der einzelnen Verlustbeiträge erhalten werden können.

#### Ausbreitungsverluste höherer Moden

Unterhalb der Cutoff-Wellenlänge können in einem Wellenleiter neben der Grundmode auch höhere Moden geführt werden. Die Grundmode erfährt während der Ausbreitung die geringsten Verluste. Alle höheren Moden weisen höhere Verluste auf [Hun02]. Dieses Verhalten kann mit Hilfe des strahlen-optischen Modells anhand des dort diskutierten Schichtwellenleiters veranschaulicht werden (siehe Abschnitt 6.1). Licht wird in diesem Wellenleiter aufgrund der Totalreflexion geführt. Bei jeder Reflexion an der Grenzschicht zwischen dem wellenleitenden Medium

und dem umgebenden Medium kann es zu Streuverlusten kommen. Je länger der Wellenleiter ist, desto häufiger kommt es zur Reflexion der geführten Welle. Die Anzahl der Reflexionen ist durch

$$N_R = \frac{l}{2d \tan \theta_m} \quad (6.34)$$

gegeben [Hun02]. Hierbei ist  $l$  die Länge des Wellenleiters und  $\theta_m$  der Reflexionswinkel der betrachteten Mode. Mit kleiner werdendem Reflexionswinkel nimmt dementsprechend die Anzahl der Reflexionen und damit die Streuverluste pro Wellenleiterlänge zu. Da höhere Moden kleinere Reflexionswinkel als die Grundmode aufweisen, sind somit auch die Ausbreitungsverluste der höheren Moden größer. Dies hat zur Folge, dass insbesondere bei Anwendungen, die minimale Ausbreitungsverluste voraussetzen, die niedrigste Mode des Wellenleiters angeregt werden sollte.

### 6.3.3 Fresnelreflexion

Neben den soeben beschriebenen Ausbreitungsverlusten durch Streuung kommt es bei der Einkopplung des Lichts in den Wellenleiter aufgrund der Fresnelreflexion zu Reflexionsverlusten. Die Fresnelreflexion kann aus den Fresnelschen Formeln (siehe Abschnitt 6.1) berechnet werden. Für dielektrische Materialien und unter der Annahme des senkrechten Einfalls beträgt der Anteil des reflektierten Lichts an der Grenzschicht zweier Medien mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$

$$R = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (6.35)$$

Die Forderung des senkrechten Einfalls ist für die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche näherungsweise gegeben. Bei senkrechtem Einfall ist  $R$  unabhängig von der Polarisation des einfallenden Lichts. Außerdem ist der Anteil des reflektierten Lichts richtungsunabhängig. Sowohl beim Übergang vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium als auch im umgekehrten Fall ist die Fresnelreflexion gleich. Im Fall eines Wellenleiters ergeben sich Reflexionsverluste durch die Fresnelreflexion sowohl an der Einkoppel- als auch an der Auskoppelseite. Die relativen Gesamtverluste ergeben sich dann zu  $1 - (1 - R)^2$ . Die wellenlängenabhängigen relativen Reflexionsverluste und die Gesamtverluste bei 632,8 nm bzw. 1063 nm für den Übergang zwischen Luft und YAG sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Der Brechungsindex für Luft ist  $n_{Luft} \approx 1$ . Die Brechungsindizes für YAG bei den aufgeführten Wellenlängen wurden mit Gleichung 3.1 bestimmt.

### 6.3.4 Koppelleffizienz

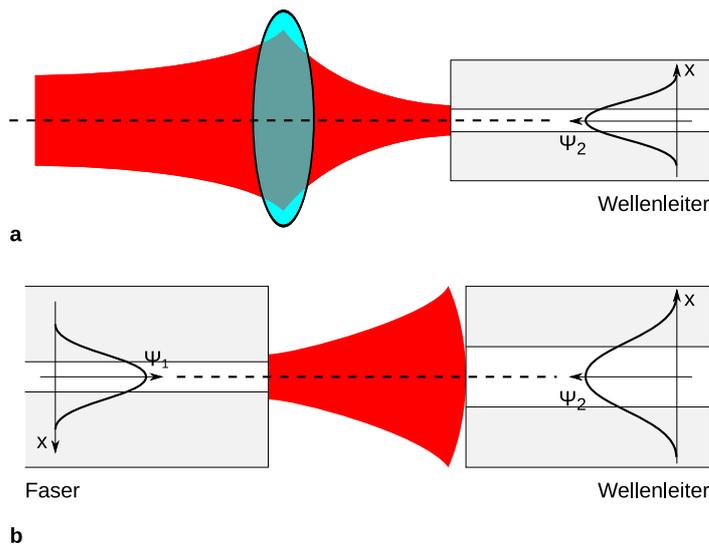
Licht kann nur dann optimal in einen Wellenleiter eingekoppelt werden, wenn die Strahlradian und Phasenfronten der einzukoppelnden Mode und der Wellenleitermode identisch sind. In allen anderen Fällen kann nur ein Teil der Lichtleistung eingekoppelt werden. Somit kann es aufgrund einer nicht idealen Einkopplung zu weiteren nicht vernachlässigbaren Verlusten kommen. Im folgenden Abschnitt werden die zugrunde liegenden Mechanismen der Kopplung von Moden erklärt und die Koppelleffizienz zwischen zwei Systemen berechnet, die nur die Grundmoden führen.

## 6 Wellenleitung

Wellenlänge in nm	Brechungsindex $n$	relativer Reflexions- verlust $R$	relativer Gesamtreflexions- verlust $1 - (1 - R)^2$
632,8	1,830	0,0859	0,1645
808	1,821	0,0847	0,1623
941	1,817	0,0842	0,1612
1030	1,815	0,0839	0,1607
1063	1,815	0,0838	0,1605

**Tabelle 6.1:** Verluste durch Fresnelreflexion eines Wellenleiters in YAG bei den in dieser Arbeit behandelten Wellenlängen des geführten Lichts

Licht kann auf mehrere Arten in einen Wellenleiter eingekoppelt werden. In Abbildung 6.3(a) erfolgt beispielsweise die Kopplung eines gaußförmigen Laserstrahls in den Wellenleiter mit Hilfe einer Linse. Es ist aber auch möglich, Licht von einem Wellenleiter in einen anderen überzukoppeln, indem sie bis auf wenige  $\mu\text{m}$  zusammengeführt werden. Diese sogenannte Stoßkopplung<sup>1</sup> ist schematisch in Abbildung 6.3(b) dargestellt. Unabhängig von den zu koppelnden



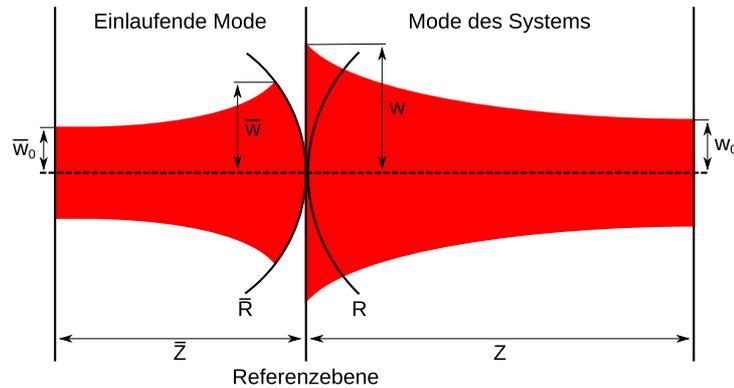
**Abbildung 6.3:** Schematische Darstellung der Kopplung eines Gaußstrahls in einen Wellenleiter mittels einer Linse (a); Kopplung zwischen Faser und Wellenleiter (b)

Systemen kann die Koppelleffizienz zwischen einer einlaufenden Mode und der Wellenleitermode durch die Berechnung des Überlappintegrals [Kog64]

$$\eta_K = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_1(x, y) \Psi_2^*(x, y) dx dy \right|^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_1(x, y)|^2 dx dy \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_2(x, y)|^2 dx dy} \quad (6.36)$$

<sup>1</sup>engl.: Butt-Coupling

für die zu koppelnden Felder ermittelt werden, wobei  $\Psi_1(x, y)$  und  $\Psi_2(x, y)$  die Verteilung der elektrischen Feldstärke der einlaufenden Mode bzw. der Wellenleitermode beschreiben. Eine Herleitung des Überlappintegrals sowie die Berechnung der dem Integral zu Grunde liegenden Koppelkoeffizienten für verschiedene Systemgeometrien können in [Kog64] nachgeschlagen werden.



**Abbildung 6.4:** Schematische Darstellung der Kopplung zwischen einer einlaufenden Mode und der Mode eines Systems nach [Kog64]

Um ein Verständnis der für eine optimale Kopplung relevanten Parameter zu erhalten, wird im Folgenden der Spezialfall einer einlaufenden  $TEM_{00}$ -Mode betrachtet, die in die  $TEM_{00}$ -Mode eines Systems eingekoppelt wird (siehe Abbildung 6.4). Bei diesem System kann es sich um einen Wellenleiter handeln, aber auch die Kopplung in einen Resonator kann hiermit beschrieben werden. Die Auswertung des Überlappintegrals nach Gleichung 6.36 für diesen Spezialfall ergibt die Koppelkoeffizienz  $\eta_K$  der von der  $TEM_{00}$ -Mode in die Mode des Systems gekoppelten Leistung zu [Kog64]

$$\eta_K = \frac{4}{\left(\frac{w}{\bar{w}} + \frac{\bar{w}}{w}\right)^2 + \rho^2 \frac{\bar{w}^2}{w^2}}. \quad (6.37)$$

$w$  und  $\bar{w}$  sind hierbei die Strahlradien der Mode des Systems bzw. der einlaufenden Mode in der Referenzebene. Der Term  $\bar{w}/w$  stellt die Fehlanpassung der Strahlradien zwischen den beiden Moden dar. Der Unterschied der Krümmungsradien  $R$  und  $\bar{R}$  der Phasenfronten der beiden Moden wird durch

$$\rho^2 = \sigma^2 \left( \frac{R}{\bar{R}} - 1 \right)^2 \quad (6.38)$$

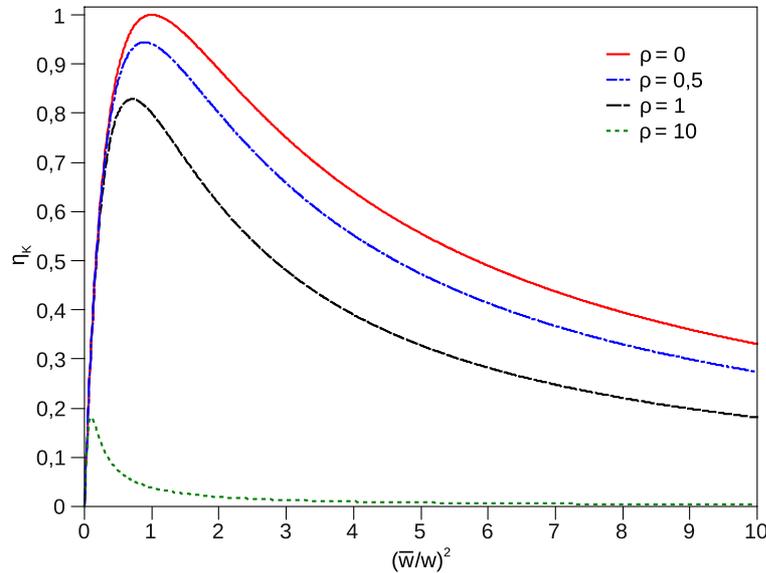
beschrieben.  $\sigma$  ist der sogenannte Systemparameter und ergibt sich aus

$$\sigma = \pi \frac{w^2}{\lambda R}. \quad (6.39)$$

In Abbildung 6.5 ist die Koppelkoeffizienz nach Gleichung 6.37 in Abhängigkeit von der Fehlanpassung der Modenradien dargestellt. Hierbei wurden verschiedene Fehlanpassungen der Radien der Phasenfronten berücksichtigt. Der Systemparameter wurde hierfür zu  $\sigma = 1$  gewählt. Um eine hohe Koppelkoeffizienz zu erreichen, ist es notwendig, die Feldverteilung beider Moden

## 6 Wellenleitung

optimal anzupassen. Die höchste Koppeffizienz ergibt sich dann, wenn sowohl die Phasenfronten als auch die Modendurchmesser der beiden Moden identisch sind ( $\rho = 0$  und  $\bar{w}/w = 1$ ). Experimentell kann dies erreicht werden, indem entsprechende Linsen zur Strahlanpassung genutzt bzw. Wellenleiter mit passenden Eigenschaften verwendet werden.



**Abbildung 6.5:** Koppeffizienz zwischen zwei Grundmoden in Abhängigkeit von der Fehlanpassung der Modenradien; verschiedene Fehlanpassungen der Radien der Phasenfront mit  $\sigma = 1$  (konfokales System) wurden berücksichtigt

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch die Stoßkopplung genutzt, um das in einer Faser geführte Licht in den fs-geschriebenen Wellenleiter einzukoppeln. Bei der Stoßkopplung existiert in der Regel zwischen Faser und Wellenleiter ein kleiner Abstand von wenigen  $\mu\text{m}$ . Um die Abstandsabhängigkeit der Koppeffizienz für diesen Fall zu berechnen, wird die Referenzebene an die Stirnfläche des Wellenleiters gelegt und angenommen, dass die Wellenleitermode in der Referenzebene eine ebene Wellenfront ( $R = \infty$ ) aufweist. Mit dieser Annahme ergibt sich eine Koppeffizienz von [Kog64]

$$\eta_K(\bar{z}) = \frac{4}{\left(\frac{w_0}{\bar{w}_0} + \frac{\bar{w}_0}{w_0}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi \bar{w}_0 w_0}\right)^2 \bar{z}^2}. \quad (6.40)$$

$\bar{w}_0$  und  $w_0$  sind hierbei die Radien der geführten Mode in der Faser bzw. im Wellenleiter. Im Fall der Stoßkopplung hängt die Koppeffizienz demnach vom Abstand  $\bar{z}$  zwischen der Faser und dem Wellenleiter ab. Eine Abschätzung basierend auf dieser Gleichung für eine Wellenlänge von 632,8 nm und zweier Moden mit einem Durchmesser von je 14  $\mu\text{m}$  ergibt für einen Abstand von 10  $\mu\text{m}$  zwischen Faser und Wellenleiter eine Verringerung der Koppeffizienz auf etwa 95%, bei 7  $\mu\text{m}$  beträgt die Koppeffizienz 99%. Bei kleinen Abständen von wenigen  $\mu\text{m}$  kann somit die Verringerung der Koppeffizienz vernachlässigt werden.

In der Realität besitzen die Wellenleitermoden häufig elliptische bzw. asymmetrische gaußförmige Feldverteilungen. Auch die einzukoppelnde Mode besitzt nicht in jedem Fall ein symmetrisches Gaußprofil. Dies macht es erforderlich, das Überlappintegral für diese Verteilungen zu berechnen. Im Folgenden werden daher die Lösungen des Überlappintegrals für zwei verschiedene Feldverteilungen der einzukoppelnden Mode diskutiert. Hierbei wird zur Vereinfachung angenommen, dass die Maxima der Feldverteilungen übereinander liegen und die einzukoppelnde Mode und die Wellenleitermode nicht zueinander verkippt sind. Beide Annahmen sind experimentell einfach zu erfüllen. In den beiden betrachteten Fällen besitzt die Feldverteilung des Wellenleiters ein asymmetrisches Gaußprofil  $\Psi_2(x, y)$ , beschrieben durch

$$\Psi_2(x, y) = B \cdot f(x) \cdot g(y) \quad (6.41)$$

$$f(x) = \begin{cases} \exp\left(-x^2/w_{2xa}^2\right), & x \leq 0, \\ \exp\left(-x^2/w_{2xb}^2\right), & x \geq 0, \end{cases} \quad (6.42)$$

$$g(y) = \exp\left(-y^2/w_{2y}^2\right). \quad (6.43)$$

$w_{2xa}$  bzw.  $w_{2xb}$  sind die Modenradien bei  $1/e$  in x-Richtung und  $w_{2y}$  in y-Richtung. Besitzt die einzukoppelnde Mode ein kreisförmiges Gaußprofil

$$\Psi_{1,Kreis}(x, y) = A \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_1^2}\right), \quad (6.44)$$

so ergibt sich die Koppelleffizienz zu

$$\eta_K = 2 \cdot \frac{\left[ \left( \frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_{2xa}^2} \right)^{-1/2} + \left( \frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_{2xb}^2} \right)^{-1/2} \right]^2}{w_1^2 w_{2y} (w_{2xa} + w_{2xb}) \cdot \left( \frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_{2y}^2} \right)}. \quad (6.45)$$

Besitzt die einzukoppelnde Mode hingegen ein elliptisches Gaußprofil

$$\Psi_{1,Elliptisch}(x, y) = A \cdot \exp\left[-\left(\frac{x^2}{w_{1x}^2} + \frac{y^2}{w_{1y}^2}\right)\right], \quad (6.46)$$

so ist die Koppelleffizienz

$$\eta_K = 2 \cdot \frac{\left[ \left( \frac{1}{w_{1x}^2} + \frac{1}{w_{2xa}^2} \right)^{-1/2} + \left( \frac{1}{w_{1x}^2} + \frac{1}{w_{2xb}^2} \right)^{-1/2} \right]^2}{w_{1x} w_{1y} w_{2y} (w_{2xa} + w_{2xb}) \cdot \left( \frac{1}{w_{1y}^2} + \frac{1}{w_{2y}^2} \right)}. \quad (6.47)$$

Die experimentelle Umsetzung der hier beschriebenen Berechnung der Koppelleffizienz wird in Abschnitt 6.7.1 erläutert. Weiterführenden Erklärungen und Berechnungen der Koppelleffizienz unter Berücksichtigung von Verkippungen und Verschiebungen der Moden zueinander sind in [Kog64, Kar91, Wan96] aufgeführt.

## 6.4 Eigenschaften bisher mit fs-Laserpulsen hergestellter Wellenleiter

Wie bereits in Abschnitt 2.5.2 beschrieben, konnten sowohl in Gläsern als auch in kristallinen dielektrischen Materialien Brechungsindexänderungen durch die fs-Laser-Bestrahlung erzeugt werden. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die Eigenschaften der durch die Brechungsindexänderung geformten Wellenleiter gegeben.

### Wellenleiter in Gläsern

Durch die fs-Laser-Bestrahlung kommt es bei vielen Gläsern zu einer Brechungsindexerhöhung direkt innerhalb des modifizierten Bereichs. Die Brechungsindexerhöhung liegt in der Regel in einem Bereich von  $10^{-4}$  bis  $10^{-2}$  [Ams08, Dav96, Miu97, Sal03]. Aufgrund der Brechungsindexerhöhung kann der Bereich des modifizierten Materials zur Führung von Licht genutzt werden. Hierbei zeigte sich, dass die Eigenschaften der geführten Mode stark von den Prozessparametern abhängen. Die Wellenleiter können je nach verwendeten Schreibparametern sowohl nur die Grundmode führen, aber auch höhere Moden unterstützen. Der Durchmesser der Grundmode beträgt in der Regel wenige  $\mu\text{m}$ , kann jedoch auch Werte von über  $10\ \mu\text{m}$  annehmen [Nol04, Sal03, Wil02]. Die Ausbreitungsverluste sind meistens kleiner als  $1\ \text{dB/cm}$  [Ams08, Nol04]. Die geringsten bisher realisierten Wellenleiterverluste betragen etwa  $0,1\ \text{dB/cm}$  in Ge-dotiertem Quarzglas [Hir98]. Wellenleiter in Gläsern zeigen keine Polarisationsabhängigkeit des geführten Lichts.

### Wellenleiter in Kristallen

Wie bereits in Abschnitt 2.5.3 beschrieben, können in Kristallen durch verschiedene Mechanismen Materialmodifikationen mit einer Brechungsindexänderung durch die Bestrahlung mit fs-Laserpulsen erzeugt werden. Werden die Materialmodifikationen in geeigneten dreidimensionalen Strukturen in die Kristalle geschrieben, kann Wellenleitung erzielt werden.

Durch die Erzeugung von  $F_2$ - und  $F_3^+$ -Farbzentren konnten Wellenleiter bisher einzig in LiF erzeugt werden. Allerdings wurden bis auf eine Brechungsindexänderung von  $1,4 \cdot 10^{-2}$  keinerlei Angaben über die Eigenschaften der Wellenleiter gemacht [Kaw04].

Ein Großteil der in Kristalle geschriebenen Wellenleiter wurden durch die Erzeugung einer spannungsinduzierten Doppelbrechung und einer damit einhergehenden Änderung des Brechungsindex geformt. In Tabelle 6.2 sind die erzielten Brechungsindexänderungen der Wellenleiter und zusätzlich die Ausbreitungsverluste aufgelistet. In der Regel zeigen die Wellenleiter hohe Verluste von mehreren  $\text{dB/cm}$ . Auch die Modenprofile sind in den meisten Fällen sehr unregelmäßig.

Die Wellenleiter in  $\text{LiNbO}_3$  [Bur06] und  $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  [Bor07] sind die einzigen Wellenleiter, die durch eine spannungsinduzierte Brechungsindexänderung im Zentrum einer Doppelspur erzeugt wurden. Bei  $\text{LiNbO}_3$  hatten die beiden einzelnen Spuren der Doppelspur einen Abstand von etwa  $17\ \mu\text{m}$ . Das Profil der geführten Moden im Zentrum der Doppelspur war zwar symme-

## 6.4 Eigenschaften bisher mit fs-Laserpulsen hergestellter Wellenleiter

Material	Brechungsindex- änderung $\Delta n$	Ausbreitungsverluste in dB/cm	Quelle
Quartz	$1 \cdot 10^{-2}$	5 bei 514 nm	[Gor03]
Saphir	$1 \cdot 10^{-4}$	2,3 – 2,5 um 500 nm	[Apo04]
Silizium	$1 \cdot 10^{-3}$	0,7 bei 1550 nm	[Nej05]
LiNbO <sub>3</sub>	$8 \cdot 10^{-4}$	2,4 bei 1064 nm	[Bur06]
KTP	–	1	[Cam07]
KY(WO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	–	2 – 2.6 bei 1 $\mu$ m	[Bor07]
LiTaO <sub>3</sub>	$1 \cdot 10^{-2}$	–	[McM08]

**Tabelle 6.2:** Erzeugung wellenleitender Strukturen durch spannungsinduzierte Brechungsindexänderung nach der fs-Laserbestrahlung in kristallinen Materialien; Angabe der Brechungsindexänderung und der Ausbreitungsverluste soweit verfügbar

trisch, zusätzlich aber auch stark elliptisch mit einem Durchmesser von 9  $\mu$ m in x- und 18  $\mu$ m in y-Richtung. Die geführte Mode war die Grundmode des Systems. Die Ausbreitungsverluste bei einer Wellenlänge von 1064 nm betragen 2,4 dB/cm, wobei nur eine Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts geführt wurde.

Die Doppelspurwellenleiter in KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> zeigten ähnliche Eigenschaften. Die beiden Spuren hatten einen Abstand von 15  $\mu$ m. Auch hier war die geführte Mode die Grundmode mit einem Durchmesser von etwa 14  $\mu$ m in x- und etwa 38  $\mu$ m in y-Richtung. Die Ausbreitungsverluste betragen etwa 2,5 dB/cm bei einer Wellenlänge von 1  $\mu$ m. Über eine mögliche Polarisationsabhängigkeit der Wellenleitung wurde nicht berichtet.

Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind die Strukturierungsergebnisse in Nd:YAG-Keramiken und Nd:YAG-Kristallen, wie sie von Torchia et al. [Tor08] und Okhrimchuk et al. [Okh05] erzielt wurden. Torchia et al. erzeugten Wellenleiter in Nd:YAG-Keramiken aufgrund einer spannungsinduzierten Brechungsindexänderung im Zentrum einer Doppelspur. Der Spurbestand betrug hierbei 20  $\mu$ m. Es konnte ein maximaler Brechungsindexunterschied von  $7 \cdot 10^{-4}$  erzielt werden. Die geführte Mode hatte einen Durchmesser von 10  $\mu$ m in x- und 13  $\mu$ m in y-Richtung. Ob die geführte Mode die Grundmode des Systems darstellte, wurde nicht bestimmt. Bei einer Wellenlänge von 632,8 nm konnte keine Polarisationsabhängigkeit der geführten Mode beobachtet werden. Die Verluste wurden zu 0,6 dB/cm bei einer Wellenlänge von 1064 nm bestimmt.

Die durch Okhrimchuk et al. realisierten Wellenleiter in Nd:YAG-Kristallen beruhten nicht auf der Erzeugung einer spannungsinduzierten Brechungsindexänderung. Vielmehr wurden Spuren in den Kristall geschrieben, die eine Brechzahlverringerung von  $-4 \cdot 10^{-4}$  aufwiesen. Mit diesen Spuren wurde eine komplexe Struktur erzeugt, deren zentraler Bereich aus unmodifiziertem Material mit einer Abmessung von 100  $\mu$ m  $\times$  13  $\mu$ m bestand und somit eine Brechungsindexerhöhung gegenüber der Umgebung aus modifiziertem Material von  $4 \cdot 10^{-4}$  besaß. In diesem Bereich wurden höhere Moden mit einer Dämpfung von 0,2 dB/cm geführt. In der aktuellsten Veröffentlichung wurden optimierte Wellenleiter in Cr<sup>4+</sup>:YAG basierend auf dem gleichen Prinzip vorgestellt [Okh09]. Hier wiesen die Spuren eine Brechungsindexverringerung von  $-3 \cdot 10^{-3}$  auf. Der unmodifizierte Bereich hatte eine Ausdehnung von 7  $\mu$ m  $\times$  10  $\mu$ m und führte

die Grundmode mit einem Durchmesser von etwa  $6\ \mu\text{m}$  polarisationsunabhängig. Im Vergleich zur ersten Veröffentlichung stiegen die Ausbreitungsverluste in diesem Fall auf etwa  $1,5\ \text{dB/cm}$  an.

## 6.5 Modenprofile

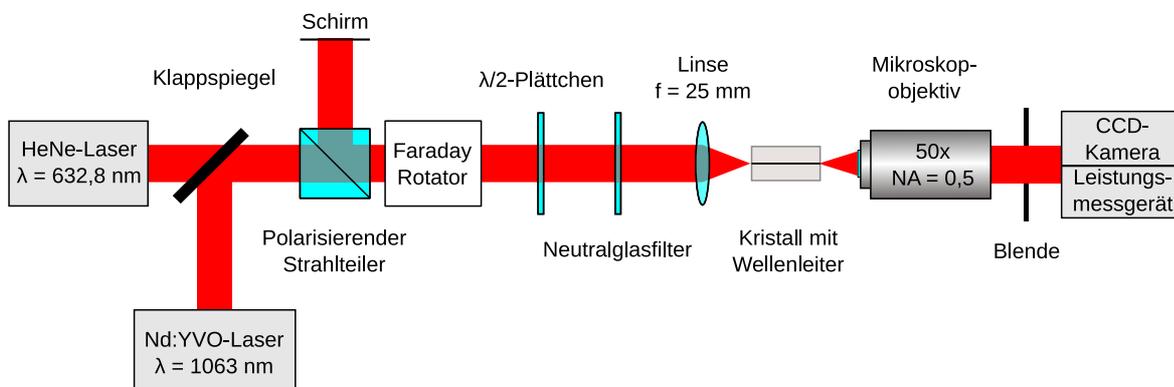
Wie in Abschnitt 6.3 beschrieben wurde, ist für eine möglichst hohe Koppelleffizienz das Wissen über das Modenprofil des Wellenleiters notwendig. Für viele Anwendungen werden symmetrische Intensitätsverteilungen der geführten Moden benötigt. Ideal ist es hierbei, wenn die geführte Mode die Grundmode des Systems darstellt, da dies üblicherweise mit einem Minimum der Ausbreitungsverluste einhergeht. Im folgenden Abschnitt werden daher die Eigenschaften der Wellenleiter bei verschiedenen Wellenlängen und Polarisierungen des geführten Lichts untersucht und eine erste Bestimmung der optimalen Schreibparameter durchgeführt.

### 6.5.1 Versuchsaufbau

Die Experimente zur Charakterisierung der Wellenleitung wurden mit dem in Abbildung 6.6 gezeigten Aufbau durchgeführt. Die Versuche wurden sowohl bei einer Wellenlänge von  $632,8\ \text{nm}$  unter Verwendung eines HeNe-Lasers<sup>2</sup> als auch mit einem Nd:YVO-Laser<sup>3</sup> durchgeführt, der Licht bei  $1063\ \text{nm}$  emittierte. Mit Hilfe eines Klappspiegels konnten die Messungen bei beiden Wellenlängen durchgeführt werden, ohne den Aufbau nach jedem Laserwechsel neu justieren zu müssen. Beide Laser waren linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung der Laser konnte mit einem  $\lambda/2$ -Plättchen gedreht werden und wurde so gewählt, dass auf der Kristalloberfläche das Licht parallel zur z-Achse polarisiert war (Achsenbezeichnung siehe Abbildung 4.2). Die Leistung der Laserstrahlung konnte mit Neutralglasfiltern variiert werden. Die Fokussierung auf die Oberfläche des Kristalls erfolgte mit einer Linse mit einer Brennweite von  $25\ \text{mm}$ . Die effektive NA der Linse betrug  $0,06$ . Die Kombination aus polarisierendem Strahlteiler und Faraday-Rotator verhinderte, dass Rückreflexe an den optischen Bauteilen und dem Kristall in

<sup>2</sup>Helium-Neon-Laser

<sup>3</sup>Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser

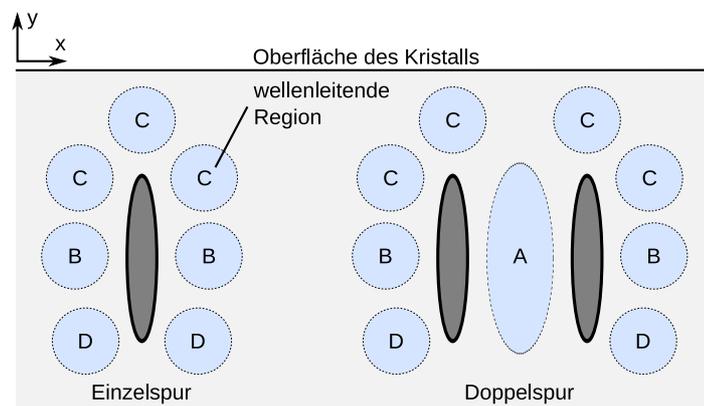


**Abbildung 6.6:** Experimenteller Aufbau für die Aufnahme der Modenprofile und zur Messung der transmittierten Leistung

die Laser zurückgekoppelt wurden. Gleichzeitig konnte mit dieser Kombination die Laserstrahlung präzise auf die Oberfläche fokussiert werden, indem der Kristall so positioniert wurde, dass der an der Kristalloberfläche reflektierte Anteil des einfallenden Lichts kollimiert auf dem Schirm sichtbar war. Das Nahfeld der geführten Mode wurde aufgenommen, indem die Endfläche des Kristalls mit dem Zeiss 50× Mikroskopobjektiv (technische Daten siehe Tabelle 4.1) auf den Sensor einer CCD-Kamera (Pieper FK-7512-IQ) abgebildet wurde. Der Dynamikumfang der Kamera betrug 8 Bit. Die Bestimmung der transmittierten Leistung erfolgte mit einem Leistungsmessgerät (Ophir PD 300-3W-V1 ROHS). Um zu verhindern, dass Streulicht die Leistungsmessung verfälscht, wurde eine Blende vor dem Leistungsmessgerät platziert.

## 6.5.2 Überblick über die Wellenleitung

Die Wellenleitungsexperimente zeigten, dass Wellenleitung an verschiedenen Stellen in der Umgebung der Einzelspuren und auch im Zentrum der Doppelspuren möglich war. In Abbildung 6.7 sind schematisch die typischen Positionen der wellenleitenden Bereiche bei Einzelspuren und bei Doppelspuren dargestellt. Die in dieser Abbildung durch die x- und y-Achse aufgespannte Ebene wird im Folgenden als Querschnitt bezeichnet (Achsenbezeichnung siehe Abbildung 4.2). Die mit B markierten Bereiche zeigten die jeweils besten Wellenleitungseigenschaften bei Einzelspuren bzw. die zweitbesten bei Doppelspuren und waren typischerweise bei allen geschriebenen Spuren bzw. Doppelspuren vorhanden. Zudem war auch die mit A gekennzeichnete wellenleitende Region im Zentrum der Doppelspuren immer vorhanden. Diese Region zeigte in der Regel die besten wellenleitenden Eigenschaften. Alle anderen Bereiche wiesen teils sehr schlechte Wellenleitung auf. Mitunter existierten einige wellenleitenden Regionen nicht. Dies traf insbesondere für die oberflächennahen Bereiche zu, die in Abbildung 6.7 mit C gekennzeichnet sind. Die mit D markierten Bereiche waren zwar immer vorhanden, besaßen aber schlechte wellenleitende Eigenschaften.



**Abbildung 6.7:** Schematische Darstellung der wellenleitenden Bereiche bei Einzel- und Doppelspuren in YAG; der Bereich mit den jeweils besten wellenleitenden Eigenschaften ist mit A markiert; Bereiche mit den zweitbesten Eigenschaften sind mit B gekennzeichnet; die mit C bzw. D eingetragenen Regionen waren teilweise nicht vorhanden oder zeigten schlechte wellenleitende Eigenschaften

Die wellenleitenden Regionen waren in der Regel spiegelsymmetrisch verteilt, wobei die Spiegelachse parallel zur y-Achse ausgerichtet war und durch das Zentrum der geschriebenen Struktur ging. Die Bereiche links und rechts der Spiegelachse zeigten ähnliche Eigenschaften.

Im Gegensatz zur Wellenleitung in fs-strukturierten Gläsern konnte innerhalb der geschriebenen Spuren keine Wellenleitung beobachtet werden. Eine detaillierte Charakterisierung der fs-geschriebenen Wellenleiter für den Fall der Einzelspuren und der Doppelspuren wird in den folgenden Abschnitten gegeben. Der Schwerpunkt wird allerdings auf den Wellenleitern im Bereich A liegen, da diese das symmetrischste Intensitätsprofil der geführten Mode aufwiesen und die geringsten Ausbreitungsverluste besaßen.

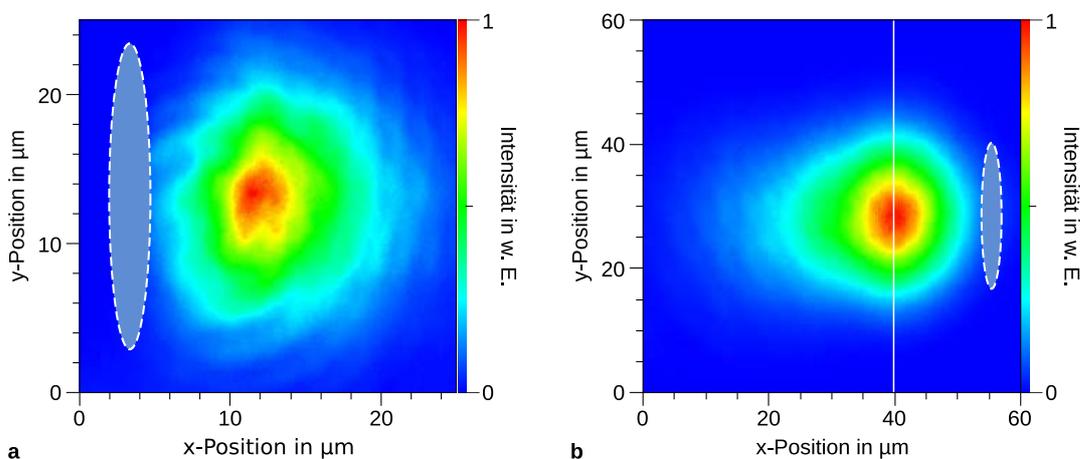
### 6.5.3 Einzelspurwellenleiter

Exemplarisch sind in Abbildung 6.8 die Nahfeld-Modenprofile zweier Einzelspur-Wellenleiter bei einer Wellenlänge von 632,8 nm in den mit B markierten wellenleitenden Bereichen abgebildet. Die beiden Einzelspuren sind jeweils mit einer Pulsenergie von 1,5  $\mu\text{J}$  in einen undotierten YAG-Kristall mit einer Länge von 8,5 mm geschrieben worden. Die aufgenommenen Modenprofile fielen trotz identischer Schreibparameter sehr unterschiedlich aus. In Abbildung 6.8(a) ist das Intensitätsprofil einer sehr unregelmäßig geformten Mode dargestellt. Der Durchmesser<sup>4</sup> dieser Mode betrug in x- und y-Richtung jeweils etwa 14  $\mu\text{m}$ . In Abbildung 6.8(b) ist eine stark asymmetrische Mode gezeigt. Sie stellt eine der am gleichmäßigsten geformten Moden der Einzelspurwellenleiter dar. Wie in Abbildung 6.9 anhand eines Intensitätsprofils entlang der in Abbildung 6.8(b) eingezeichneten Linie zu sehen ist, wies die Mode in y-Richtung ein gaußförmiges Intensitätsprofil auf. In x-Richtung besaß die Mode hingegen weder ein Gauß- noch ein asymmetrisches Gaußprofil (siehe Gleichung 6.43). Die Durchmesser betragen etwa 38  $\mu\text{m}$  in x-Richtung und 32  $\mu\text{m}$  in y-Richtung.

Zu beachten ist, dass diese Mode mehr als die doppelte Ausdehnung gegenüber der in Abbildung 6.8(a) gezeigten Mode besaß. Ähnlich große Unterschiede zwischen den Abmessungen der Moden konnten bei verschiedenen Einzelspurwellenleitern häufig beobachtet werden.

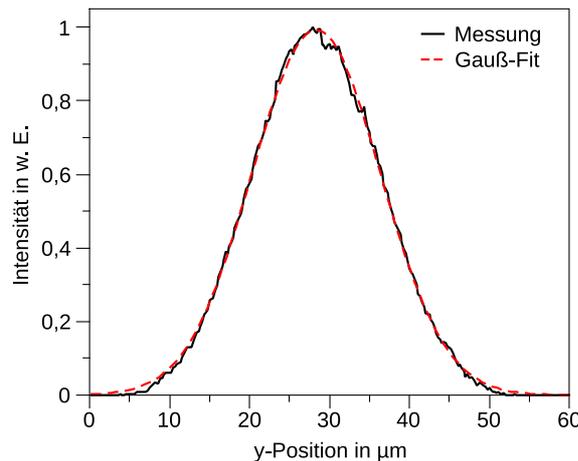
Wie diese beiden Beispiele zeigen, variierten die Größe und Form der Einzelspurwellenleiter trotz identischer Schreibparameter sehr stark. Die Ursache hierfür könnte zum Beispiel in Fluktuationen der in den Kristall eingestrahlt Laserleistung zu finden sein. Diese Fluktuationen

<sup>4</sup>gemessen bei einer Verringerung der Intensität auf  $1/e^2$



**Abbildung 6.8:** Nahfeldaufnahmen der geführten Mode in einem Kanal in undotiertem YAG neben zwei Einzelspuren

können durch Schwankungen der Ausgangsleistung des fs-Laser, durch Streuung an Defekten der Kristalloberfläche oder durch Materialinhomogenitäten hervorgerufen werden. Die Strukturierungsexperimente ergaben zwar, dass die gleichmäßigsten Modenprofile bei Pulsenergien zwischen  $1\ \mu\text{J}$  bis  $4\ \mu\text{J}$  erzeugt werden konnten, allerdings wurde aufgrund der geringen Reproduzierbarkeit keine weitere Optimierung der Wellenleitung bei Einzelspurwellenleitern durchgeführt. Hinzu kam, dass sich schon in einem frühen experimentellen Stadium die Doppelspurstruktur in Hinblick auf die Wellenleitung als vorteilhafter herausstellte.



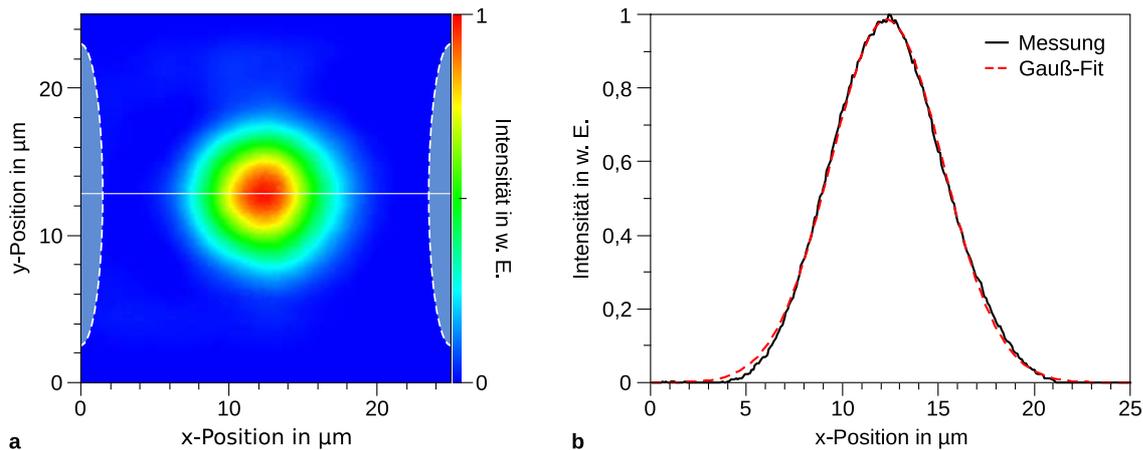
**Abbildung 6.9:** Intensitätsprofil der geführten Mode entlang der in Abbildung 6.8(b) eingezeichneten Linie

#### 6.5.4 Doppelspurwellenleiter

Die Doppelspurstrukturen zeigten, wie bereits in Abbildung 6.7 dargestellt, Wellenleitung sowohl im Zentrum als auch in der Umgebung der Struktur. Die Intensitätsprofile der Moden, die in den wellenleitenden Bereichen außerhalb der Doppelspur geführt wurden, zeigten die gleichen Eigenschaften wie im Fall der Einzelspuren. Auch hier wurden große Unterschiede der geführten Moden bei nicht vorhandener Reproduzierbarkeit festgestellt.

Der Hauptunterschied der Doppelspuren gegenüber den Einzelspuren liegt im wellenleitenden Bereich, der genau im Zentrum der Doppelspur liegt. Ein Großteil der geführten Moden im Zentrum der Doppelspuren mit einem Spurbstand von etwa  $20\ \mu\text{m}$  bis  $28\ \mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge von  $632,8\ \text{nm}$  hatten in der Regel ein nahezu gaußförmiges Intensitätsprofil. Die Moden wiesen eine nur geringe Elliptizität auf. So ist zum Beispiel in Abbildung 6.10(a) eine Mode dargestellt, die im Bereich A einer Doppelspur mit  $25\ \mu\text{m}$  Abstand geführt wurde. Die beiden Spuren wurden mit einer Pulsenergie von  $1,5\ \mu\text{J}$  in Nd:YAG mit  $9,0\ \text{mm}$  Länge geschrieben. Die Mode war nahezu kreisrund und hatte ein annähernd gaußförmiges Intensitätsprofil. Dies ist beispielhaft in Abbildung 6.10(b) anhand des Intensitätsverlaufs entlang der in Abbildung 6.10(a) eingezeichneten Linie verdeutlicht. Der Modendurchmesser betrug etwa  $12\ \mu\text{m}$ . Die gute Übereinstimmung mit einem gaußförmigen Intensitätsprofil deutet darauf hin, dass die geführte Mode die Grundmode des Systems darstellte. Bei Spurbständen von mehr als etwa  $24\ \mu\text{m}$  konnten bei der Wellenlänge von  $632,8\ \text{nm}$  neben der Grundmode in der Regel auch höhere Moden durch geringfügige Variation der Einkopplung angeregt werden. Beispielhaft ist

## 6 Wellenleitung



**Abbildung 6.10:** Nahfeldaufnahme der geführten Mode in einem 9 mm langen Kanal in Nd:YAG im Zentrum einer Doppelspur mit  $25 \mu\text{m}$  Abstand (a); Intensitätsprofil entlang der eingezeichneten Linie (b)

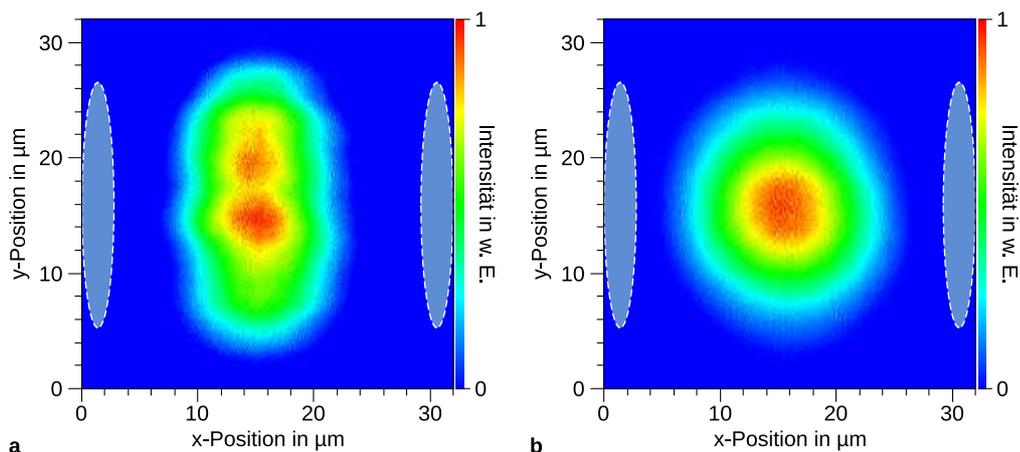
eine höhere Mode in Abbildung 6.11(a) anhand eines Spurpaarwellenleiters mit einem Spurabstand von  $29 \mu\text{m}$  dargestellt. Um welche Mode es sich dabei handelte, konnte allerdings nicht bestimmt werden.

Im Gegensatz zu den Modenprofilen bei einer Wellenlänge von  $632,8 \text{ nm}$  zeigten alle Wellenleiter mit einem Spurabstand von  $20 \mu\text{m}$  bis  $33 \mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge von  $1063 \text{ nm}$  einzig ein nahezu kreisrundes gaußförmiges Intensitätsprofil. In Abbildung 6.11(b) ist beispielhaft das entsprechende Modenprofil des Doppelspurwellenleiters aus Abbildung 6.11(a) dargestellt. Die Mode hatte einen Durchmesser von etwa  $17 \mu\text{m}$ .

Wurde der Abstand der beiden einzelnen Spuren der Doppelspur auf Werte unter  $20 \mu\text{m}$  gewählt, blieb das Modenprofil unabhängig von der verwendeten Wellenlänge weiterhin gaußförmig. Allerdings zeigte sich eine ausgeprägte Elliptizität. Zusätzlich stellte sich bei der Aufnahme der Modenprofile heraus, dass die transmittierte Leistung stark abnahm. Dies kann ein Zeichen zunehmender Ausbreitungsverluste sein, aber auch auf eine verringerte Koppeffizienz aufgrund einer Wellenleitermode mit einem geringem Durchmesser hindeuten.

Die Reproduzierbarkeit war bei den Doppelspurwellenleitern bedeutend höher als bei den Einzelspurwellenleitern. Allerdings zeigten sich auch hier Abweichungen der Modenprofile verschiedener Doppelspurwellenleiter, die mit identischen Parametern geschrieben wurden. In Tabelle 6.3 sind die Abmessungen verschiedener Doppelspur-Modenprofile in x- und y-Richtung aufgelistet. Die Spuren wurden in undotiertem YAG mit einer Pulsenergie von  $1 \mu\text{J}$  geschrieben. Der Spurabstand betrug in allen Fällen ca.  $21 \mu\text{m}$ . Die Messung wurde bei einer Wellenlänge von  $632,8 \text{ nm}$  durchgeführt. Die Modendurchmesser lagen in einem Bereich zwischen  $11 \mu\text{m}$  und  $19 \mu\text{m}$  in x-Richtung. In y-Richtung wiesen die Moden eine bis zu etwa 30% größere Ausdehnung als in x-Richtung auf. Die Durchmesser lagen hierbei zwischen  $12 \mu\text{m}$  bis  $23 \mu\text{m}$ . Die Doppelspur Nr. 4 stellt innerhalb dieser Auflistung eine Ausnahme dar. Modenprofile mit einem so geringen Durchmesser konnten nur selten beobachtet werden.

Die bisher erhaltenen Ergebnisse wurden bei Doppelspuren gewonnen, die mit Pulsenergien von maximal  $1,5 \mu\text{J}$  hergestellt wurden. Anhand der Modenprofile zeigte sich aber, dass Pulsenergien über  $2 \mu\text{J}$  nicht sinnvoll für die Strukturierung waren. Die erhaltenen Modenprofile waren in den meisten Fällen sehr unregelmäßig. Ein Grund hierfür könnte die Ausbildung von



**Abbildung 6.11:** Nahfeldaufnahme der geführten Mode in einem 20 mm langen Kanal in undotiertem YAG im Zentrum einer Doppelspur mit 29  $\mu\text{m}$  Abstand bei einer Wellenlänge von 632,8 nm (a); bei einer Wellenlänge von 1063 nm (b)

Spur-Nr.	$2w_x$ in $\mu\text{m}$	$2w_y$ in $\mu\text{m}$	$w_x/w_y$
1	19,1	20,7	0,92
2	17,3	23,2	0,75
3	16,1	19,3	0,83
4	11,5	12,5	0,92

**Tabelle 6.3:** Abmessungen der Moden verschiedener Doppelspur-Wellenleiter mit einem Spurabstand von 21  $\mu\text{m}$  in undotiertem YAG, geschrieben mit einer Pulsenergie von 1  $\mu\text{J}$ .

Rissen während des Schreibprozesses sein (siehe Abschnitt 5). Diese erfolgten rein zufällig und unkontrolliert. So konnte es vorkommen, dass ein Riss dem wellenleitenden Bereich zu nahe kam und somit erhebliche Streuverluste verursachte. Mit steigender Pulsenergie wurden die Risse ausgeprägter und nahmen an Häufigkeit zu. Somit stieg die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Riss negativ auf den Wellenleiter auswirkte.

### 6.5.5 Die optimalen Schreibparameter

Die Auswertung der Intensitätsprofile der geführten Mode erlaubt bereits eine erste Eingrenzung der optimalen Schreibparameter hinsichtlich der Reproduzierbarkeit und der Symmetrie der Moden. So haben sich die Einzelspurwellenleiter aufgrund der fehlenden Reproduzierbarkeit und der Asymmetrie der geführten Moden als nicht ideale Systeme herausgestellt. Wellenleiter, die im Zentrum der Doppelspuren im mit A markierten Bereich lagen, zeigten hingegen eine bedeutend höhere Reproduzierbarkeit. Hierbei sollten die Spuren mit Pulsenergien von höchstens 2  $\mu\text{J}$  geschrieben werden. Der ideale Abstand für eine Wellenlänge von 632,8 nm scheint im Bereich von 20  $\mu\text{m}$  bis 28  $\mu\text{m}$  zu liegen, wobei hier die Durchmesser der geführten Moden im Bereich von 11  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  liegen. Bei einer Wellenlänge von 1063 nm spielte der Abstand der Spuren bei den hier untersuchten Doppelspurwellenleitern kaum eine Rolle, da die Cutoff-Wellenlänge überschritten wurde und alle Wellenleiter nur noch die Grundmode

fürten. Um diese Parameter weiter einzuschränken bzw. deren Richtigkeit zu bestätigen, ist es notwendig, die Ausbreitungsverluste der Wellenleiter zu bestimmen. Die Bestimmung der Verluste wird anhand mehrerer Methoden in den Abschnitten 6.7.1 bis 6.7.3 diskutiert.

## 6.6 Polarisationsabhängigkeit der geführten Mode

Bei den in Abschnitt 5 vorgestellten Mikroskopieuntersuchungen wurde eine starke Doppelbrechung in der Umgebung der Spuren und zusätzlich auch im Zentrum der Doppelspuren beobachtet. Zusätzlich konnten durch die Polarisationsmikroskopieaufnahmen die optische Achse und die Achsen des ordentlichen und des außerordentlichen Brechungsindex bestimmt werden. Sowohl der ordentliche als auch der außerordentliche Brechungsindex sind aufgrund der ortsabhängigen mechanischen Spannungen ebenfalls ortsabhängig. Falls einer der beiden Brechungsindexverläufe kein lokales Maximum aufweist oder sogar eine Brechungsindexverringerung zeigt, so kann Licht, das parallel zu dieser Achse polarisiert ist, nicht geführt werden. Eine durch Doppelbrechung hervorgerufene Wellenleitung nur einer Polarisationsrichtung konnte zum Beispiel bei Glasfasern durch die Erzeugung starker spannungsinduzierter Doppelbrechung erreicht werden [Sim83]. Liegt ein ähnlicher Effekt auch in den in dieser Arbeit produzierten Wellenleitern vor, muss die optimale Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts bestimmt werden, um Verluste aufgrund des nicht geführten Anteils des Lichts gering zu halten.

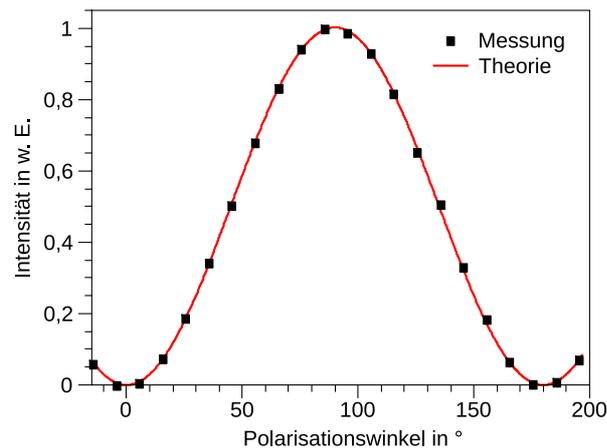
Die Untersuchung der polarisationabhängigen Wellenleitung wurde mit dem in Abbildung 6.6 dargestellten Versuchsaufbau durchgeführt. Hierzu wurde die Polarisation des eingekoppelten linear polarisierten Lichts des HeNe-Lasers mit einem  $\lambda/2$ -Plättchen gedreht und das Intensitätsprofil der geführten Mode mit der CCD-Kamera aufgenommen. Für die einzelnen Aufnahmen wurden die Belichtungseinstellungen der Kamera nicht verändert, um den Intensitätsverlauf der einzelnen Moden relativ zueinander bestimmen zu können. Die maximale Intensität der Moden wurde mit einem Gauß-Fit ermittelt.

In Abbildung 6.12 ist die relative transmittierte maximale Intensität eines Spurpaarwellenleiters mit einem Spurabstand von  $25\ \mu\text{m}$ , geschrieben in Nd:YAG mit einer Pulsenergie von  $1,5\ \mu\text{J}$  und einer Länge von  $9\ \text{mm}$ , bei verschiedenen Polarisationswinkeln  $\alpha$  aufgetragen.  $\alpha$  ist hierbei der Winkel zwischen der x-Achse und der Richtung des E-Felds des eingekoppelten Lichts (Achsenbezeichnung siehe Abbildung 4.2). Es ist zu erkennen, dass optimale Wellenleitung nur für einen Polarisationswinkel von  $90^\circ$  gegeben ist. Dies entspricht einer Polarisation des einfallenden Lichts parallel zur y-Achse. Das senkrecht zur y-Achse polarisierte Licht wird hingegen nicht geführt. Da zusätzlich das transmittierte Licht immer parallel zur y-Achse polarisiert war, kann davon ausgegangen werden, dass nur parallel zur y-Achse polarisiertes Licht geführt wurde. Da die minimale transmittierte Intensität mit der Kamera nicht aufgelöst werden konnte, war das Extinktionsverhältnis des Wellenleiters aufgrund des Dynamikumfangs der Kamera von 8 Bit besser als 1:256. Der Verlauf der transmittierten Leistung entsprach exakt der theoretischen Erwartung für die transmittierte polarisationsabhängige Leistung eines idealen Polarisators, der durch die Gleichung

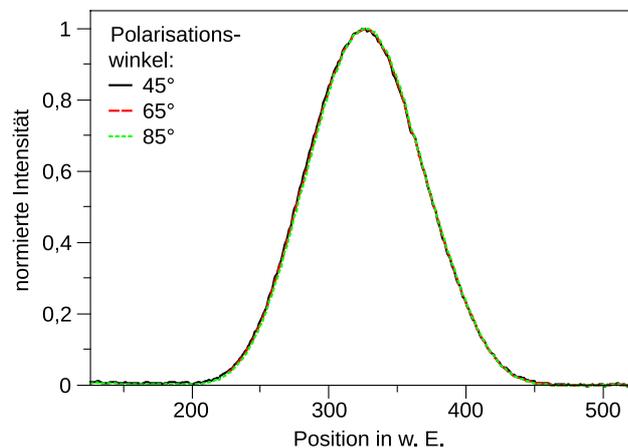
$$I(\alpha) = I_0 \cos^2 \alpha \quad (6.48)$$

beschrieben wird.  $I_0$  ist hierbei die eingestrahlte und  $I$  die transmittierte Leistung. In Abbildung 6.12 ist die Funktion 6.48 an die Messwerte angepasst worden und zeigt eine hohe Übereinstimmung.

## 6.6 Polarisationsabhängigkeit der geführten Mode



**Abbildung 6.12:** Maximale Intensität des transmittierten Lichts eines Spurpaarwellenleiters mit einem Spurbstand von  $25\ \mu\text{m}$  in Nd:YAG in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel des eingestrahnten Laserlichts



**Abbildung 6.13:** Normiertes Intensitätsprofil der geführten Mode eines Spurpaarwellenleiters mit einem Spurbstand von  $25\ \mu\text{m}$  in Nd:YAG in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel des eingestrahnten Laserlichts

Um auszuschließen, dass die Polarisationsrichtung einen Einfluss auf das Intensitätsprofil der geführten Mode hat, wurde das Profil bei verschiedenen Polarisationsrichtungen aufgenommen. Die Intensitätsprofile wurde normiert, um eine bessere Vergleichbarkeit zu ermöglichen. In Abbildung 6.13 sind beispielhaft drei Intensitätsprofile aufgenommen bei einem Polarisationswinkel von  $45^\circ$ ,  $65^\circ$  und  $85^\circ$  dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Moden in guter Übereinstimmung das gleiche Intensitätsprofil aufwiesen. Dieses Ergebnis und die anderen in diesem Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass das beobachtete Modenprofil keine Überlagerung zweier zueinander orthogonal linear polarisierter Moden darstellte, sondern dass einzig das außerordentliche Brechungsindexprofil zur Wellenleitung beitrug. Ein Grund hierfür könnte sein, dass nur das außerordentliche Brechungsindexprofil eine lokale Brechungsindexerhöhung besitzt und somit nur die entsprechend polarisierte Mode geführt werden kann. Für die weiteren Wellenleitungsexperimente, insbesondere für die Verlustmessungen, muss darauf geachtet werden, dass das einzukoppelnde Licht parallel zur y-Achse polarisiert ist.

## 6.7 Bestimmung der Ausbreitungsverluste

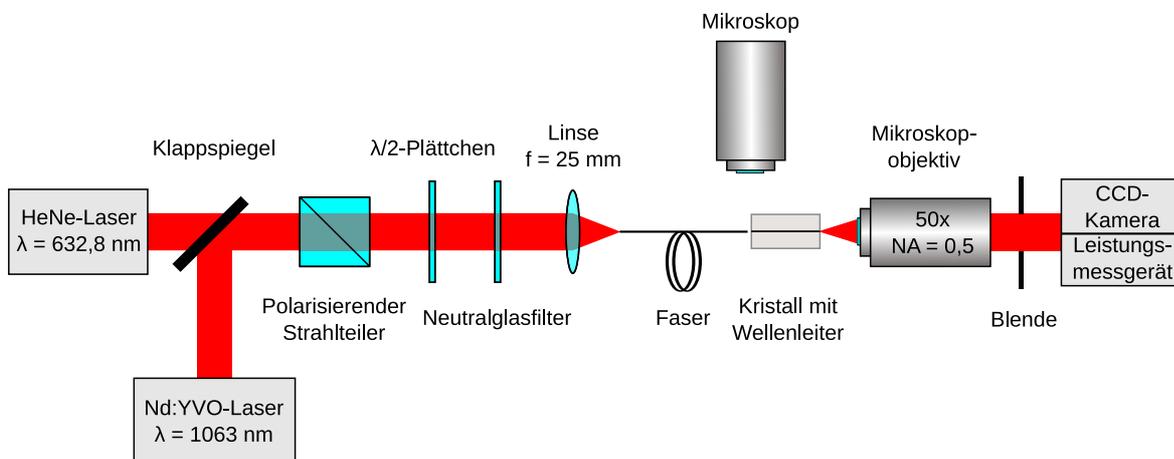
Die Einfügeverluste eines Wellenleiters lassen sich relativ einfach durch Messung der transmittierten Leistung bestimmen. Diese Einfügeverluste setzen sich aus den Ausbreitungsverlusten, Verlusten durch Fresnelreflexion an den Endflächen des Wellenleiters und den Koppelverlusten zusammen. Für eine technische Anwendung, insbesondere zur Realisierung eines Wellenleiterlasers, stellen die Ausbreitungsverluste eine wichtige Größe dar. Um diese bestimmen zu können, müssen dementsprechend die Fresnelreflexion und die Koppelleffizienz ermittelt werden. Im folgenden Abschnitt werden drei verschiedene Methoden zur Bestimmung der Ausbreitungsverluste vorgestellt.

### 6.7.1 Berechnung der Koppelleffizienz

Die in diesem Abschnitt beschriebene Methode der Verlustbestimmung durch die Berechnung der Koppelleffizienz stellt eine in den meisten Fällen zufriedenstellende obere Grenze der tatsächlichen Ausbreitungsverluste dar. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Verluste zerstörungsfrei bestimmt werden können.

Die Messungen wurden neben einer Wellenlänge von 632,8 nm auch bei einer Wellenlänge von 1063 nm durchgeführt. Die Verluste bei 1063 nm sind für den Laserbetrieb von besonderem Interesse, da diese als resonatorinterne Verluste bei den in Abschnitt 10 beschriebenen Laserexperimenten beachtet werden müssen.

#### Durchführung der Messung



**Abbildung 6.14:** Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenleiterverluste durch Berechnung der Koppelleffizienz

In Abbildung 6.14 ist der Versuchsaufbau für die Verlustbestimmung dargestellt. Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 6.5 beschriebenen Aufbau wurde hier das Laserlicht erst in eine Faser und dann per Stoßkopplung in den Wellenleiter eingekoppelt. Bei der Faser handelte es sich um eine photonische Kristallfaser (Newport F-SM16PM), die nur die Grundmode führte. Sie war polarisationserhaltend, hatte einen Kerndurchmesser von  $(16,3 \pm 0,5) \mu\text{m}$  und eine NA von  $0,05 \pm 0,01$  (bei 470 nm). Um eine exakte Ausrichtung der Faser zu gewährleisten, wurde das

Heranführen der Faser an den Wellenleiter mit einem Mikroskop überwacht. Die transmittierte Leistung und die Intensitätsprofile der Wellenleitermode wurde mit einem Leistungsmessgerät bzw. einer CCD-Kamera hinter dem  $50\times$  Mikroskopobjektiv (technische Daten des Objektivs siehe Tabelle 4.1) bestimmt. Die Messungen wurden bei den Wellenlängen 632,8 nm und 1063 nm an einem Nd:YAG Kristall mit einer Länge von 9,0 mm bei verschiedenen Spurpaarabständen von  $19\ \mu\text{m}$  bis  $26\ \mu\text{m}$  durchgeführt. Die Spuren wurden hierbei mit einer Pulsenergie von  $1,5\ \mu\text{J}$  und  $2\ \mu\text{J}$  geschrieben.

Um die Koppeffizienz mit den Gleichungen 6.45 bzw. 6.47 berechnen zu können, ist es notwendig, die Modenradien der elektrischen Feldverteilung der zu koppelnden Moden zu ermitteln. Hierzu wurden das Intensitätsprofil der geführten Mode der Faser und das des Wellenleiters an der Auskoppelseite bestimmt. Die elektrische Feldverteilung wurde aus den aufgenommenen Intensitätsprofilen über den Zusammenhang

$$E = \sqrt{\frac{I}{I_{max}}} \quad (6.49)$$

zwischen der Intensität  $I$  und dem elektrischen Feld  $E$  berechnet. Die Modenradien in x- und in y-Richtung wurden bei  $E = \frac{E_{max}}{e}$  ermittelt. Um Gleichung 6.47 benutzen zu können, wurden zur Bestimmung der Koppeffizienz folgende Annahmen gemacht:

1. Die Mode der Faser hat ein elliptisches Gaußprofil.
2. Die Mode des Wellenleiters besitzt ein asymmetrisches Gaußprofil und ist an beiden Endflächen des Wellenleiters identisch.
3. Der Abstand zwischen Faser und Wellenleiter kann vernachlässigt werden.
4. Die Fasermode und die Wellenleitermode sind nicht zueinander verkippt bzw. verschoben.

Anschließend wurden die Ausbreitungsverluste bestimmt, indem die Ausgangsleistung der Faser  $P_{ein}$  gemessen wurde. Die in den Wellenleiter eingekoppelte Leistung ergibt sich dann unter Berücksichtigung der Koppeffizienz  $\eta_K$  und dem Verlust durch die Fresnelreflexion  $R$  für senkrechten Einfall an der Kristalloberfläche. An der Auskoppelseite des Wellenleiters wurde die transmittierte Leistung bestimmt und diese um den Verlust durch die Fresnelreflexion an der Kristallendfläche und um die Transmission des Mikroskopobjektivs  $T_{Objektiv}$  korrigiert. Die Dämpfung ergibt sich somit nach Gleichung 6.32 zu

$$D = 10 \frac{1}{l} \lg \left[ \frac{\eta_K \cdot (1 - R)^2 \cdot T_{Objektiv} \cdot P_{ein}}{P_{aus}} \right] \text{ dB/cm.} \quad (6.50)$$

### Genauigkeit der Messung

Die durch die Berechnung des Überlappintegrals ermittelten Verluste geben die obere Grenze der Verluste an. Die tatsächlichen Verluste sollten geringer ausfallen, da die zur Vereinfachung gemachten Annahmen im Experiment nicht erfüllt sind. So hat die Mode der Faser kein elliptisches sondern eher ein sechseckiges Gaußprofil, wodurch in diesem Fall die Kopplung verringert wird. Außerdem beträgt der Abstand zwischen Faser und Wellenleiter einige  $\mu\text{m}$ , womit

die tatsächliche Koppelleffizienz aufgrund der Gleichung 6.40 geringer ausfällt. Allerdings liegt diese Abweichung im Bereich weniger Prozente, wie in Abschnitt 6.3.4 gezeigt wurde. Neben dem Abstand wirken sich auch eine Verkippung bzw. Verschiebung der Fasermode gegenüber der Wellenleitermode negativ auf die Koppelleffizienz aus. Der Einfluss der Verschiebung wird allerdings als sehr gering eingeschätzt, da bei der Justage während des Experiments durch Verschieben des Kristalls die transmittierte Leistung optimiert wurde. Die Verkippung stellt hingegen eine größere Fehlerquelle dar, da mit dem für diese Experimente zur Verfügung stehenden Aufbau eine Verkippung nicht vollständig korrigiert werden konnte.

Alle hier gemachten Näherungen führen dazu, dass die für die Berechnung zugrunde gelegte Koppelleffizienz zu hoch ausfällt. Dies hat zur Folge, dass auch die Verluste zu hoch berechnet werden. Der Fehler der Messungen wurde abgeschätzt, indem für die Messung der Modendurchmesser ein Fehler von 10%<sup>5</sup> und für die Leistungsmessung ein Fehler<sup>6</sup> von  $\pm 3\%$  bei 632,8 nm und  $\pm 5\%$  bei 1063 nm zu Grunde gelegt wurde. Der Fehler aufgrund des Abstands der Faser zum Wellenleiter ist kleiner als ein Prozent und wurde daher vernachlässigt.

### Ausbreitungsverluste

Die Bestimmung der Koppelleffizienzen für die Einzelspurwellenleitern ergab keine zufriedenstellenden Resultate. So wurden stark voneinander abweichende Koppelleffizienzen bestimmt. Die daraus resultierenden Ausbreitungsverluste lagen in einem Bereich von 1 dB/cm bis 4 dB/cm. Ein Grund hierfür könnte das extrem unsymmetrische Intensitätsprofil sein. Zusätzlich ist fraglich, inwiefern die Einzelspurwellenleiter ausschließlich die Grundmode führten. Da sich bereits bei der Auswertung der Modenprofile (siehe Abschnitt 6.5) zeigte, dass die Doppelspuren eine höhere Reproduzierbarkeit und gleichmäßigere Modenprofile als die Einzelspuren aufweisen, wurde die Verlustmessung an Einzelspuren durch die Berechnung der Koppelleffizienz nicht weiter verfolgt.

Bei den Doppelspurwellenleitern zeigte sich ausgehend von den Ergebnissen der Auswertung der Modenprofile ein erwartungsgemäß einheitlicheres und reproduzierbareres Ergebnis als es bei den Einzelspurwellenleitern der Fall war. Die Koppelleffizienzen und die aus Gleichung 6.32 resultierenden Wellenleiterverluste sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst. Dargestellt sind die höchsten und niedrigsten bestimmten Verluste bei den beiden untersuchten Wellenlängen. Bei einer Wellenlänge von 632,8 nm ergaben sich für alle untersuchten Wellenleiter sehr

$\lambda$ in nm	Spurabstand in $\mu\text{m}$	$\eta_K$ in %	$D$ in dB/cm
632,8	$25,1 \pm 0,2$	99 (+1/-5)	$1,9 \pm 0,4$
632,8	$19,3 \pm 0,5$	98 (+2/-5)	$2,7 \pm 0,4$
1063	$26,3 \pm 0,5$	$81 \pm 6$	$1,2 \pm 0,5$
1063	$19,3 \pm 0,5$	$94 \pm 5$	$2,4 \pm 0,5$

**Tabelle 6.4:** Die geringsten und höchsten bestimmten Ausbreitungsverluste sowie Koppelleffizienzen der Doppelspurwellenleiter in Nd:YAG in Abhängigkeit von der Wellenlänge

<sup>5</sup>Abweichung bei mehrfacher Wiederholung der Messung

<sup>6</sup>Fehler laut Herstellerangaben

hohe Koppelleffizienzen von  $\eta_K > 98(+2/-5)\%$ . Die Ausbreitungsverluste bei den untersuchten Spuren lagen im Bereich von 1,9 dB/cm bis 2,7 dB/cm. Die Koppelleffizienzen bei 1063 nm waren mit  $\eta_K = 80\% \pm 5\%$  bis  $\eta_K = 95\% \pm 5\%$  ebenfalls sehr hoch, streuten aber stärker. Die geringsten Verluste betragen bei dieser Wellenlänge 1,2 dB/cm, die höchsten 2,4 dB/cm. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Spurabstand und Wellenleitungsverlusten konnte nicht ermittelt werden, da Spuren mit gleichem Spurabstand unterschiedlich hohe Verluste aufwiesen. Die Unterschiede lagen bei gleichem Spurabstand bei etwa 0,6 dB/cm bis 0,7 dB/cm. Allerdings ließ sich feststellen, dass der optimale Spurabstand bei etwa 25  $\mu\text{m}$  lag. Doppelspuren mit einem Spurabstand unter 21  $\mu\text{m}$  zeigten deutlich höhere Verluste. Zwischen Doppelspurwellenleitern, die bei einer Pulsenergie von 1,5  $\mu\text{J}$  bzw. 2  $\mu\text{J}$  hergestellt wurden, konnte kein signifikanter Unterschied festgestellt werden.

Alle untersuchten Wellenleiter wiesen bei 632,8 nm höhere Verluste als bei 1063 nm auf. Dies entspricht dem durch Gleichung 6.28 beschriebenen Verhalten, wonach die Verluste mit steigender Wellenlänge kleiner werden. Über die Art der Streuung kann allerdings keine Aussage getroffen werden. Hierzu wäre es notwendig, die Verluste bei weiteren Wellenlängen zu bestimmen, um eine aussagekräftige Überprüfung eines möglicherweise durch Gleichung 6.28 beschriebenen Verlaufs durchführen zu können.

Um die Ungenauigkeiten vermeiden zu können, die durch die Berechnung der Koppelleffizienz entstehen, wurden die Ausbreitungsverluste zusätzlich mit der Cutback-Methode bestimmt.

### 6.7.2 Cutback-Methode

Die Cutback-Methode bietet die Möglichkeit, die Ausbreitungsverluste und die Koppelleffizienz gleichzeitig und unabhängig voneinander zu bestimmen. Somit gehen die Ungenauigkeiten bei der Ermittlung der Koppelleffizienz nicht in die Ausbreitungsverluste ein. Der Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass durch die Messung der Wellenleiter zerstört wird und die Messung relativ langwierig ist.

#### Grundlagen

Die Bestimmung der Ausbreitungsverluste der Wellenleiter mit der Cutback-Methode besteht darin, das Verhältnis der transmittierten zur einfallenden Leistung bei verschiedenen Längen des Wellenleiters zu bestimmen. Diesem Verfahren liegt Gleichung 6.30 und damit auch die entsprechenden Annahmen zu Grunde. Wird diese Gleichung durch die Koppelleffizienz erweitert, so erhält man

$$I = I_0 \cdot \eta_K \cdot \exp(-\alpha_{streu} \cdot l_K), \quad (6.51)$$

wobei  $l_K$  die Länge des Kristalls ist. Die eingestrahlte Intensität  $I_0$  und die transmittierte Intensität  $I$  sind jeweils um die Fresnelreflexion korrigiert. Gleichung 6.51 lässt sich in die Form

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\alpha_{streu} \cdot l_K + \ln(\eta_K) \quad (6.52)$$

bringen. Werden die gemessenen Verhältnisse  $I/I_0$  halblogarithmisch gegen die Kristalllänge aufgetragen, so können mit einer linearen Regression sowohl der Dämpfungskoeffizient  $\alpha_{streu}$  als auch die Koppelleffizienz  $\eta_K$  bestimmt werden.

### Bestimmung der Ausbreitungsverluste

Die Messungen der transmittierten Leistung wurden mit dem in Abschnitt 6.5 beschriebenen Aufbau an einem ursprünglich  $(22,12 \pm 0,03)$  mm langen undotierten YAG durchgeführt. In den Kristall wurden Spurpaare mit unterschiedlichen Abständen bei einer Pulsenergie von  $1,3 \mu\text{J}$  geschrieben. Aufgrund technischer Probleme mit dem Schreibaufbau wurde ein Großteil der Doppelspuren mit Spurabständen von  $29 \mu\text{m}$  bis  $33 \mu\text{m}$  geschrieben, welche außerhalb des optimalen Spurabstands von  $25 \mu\text{m}$  lagen (siehe Abschnitt 6.7.1). Ein Spurabstand von  $28 \mu\text{m}$  lieferte noch gute Resultate bei der Aufnahme der Modenprofile. Auch war die Dämpfung, welche durch die Methode der Berechnung der Koppeleffizienz ermittelt wurde, noch vertretbar. Aus diesen Gründen wurde die Cutback-Methode trotzdem angewandt.

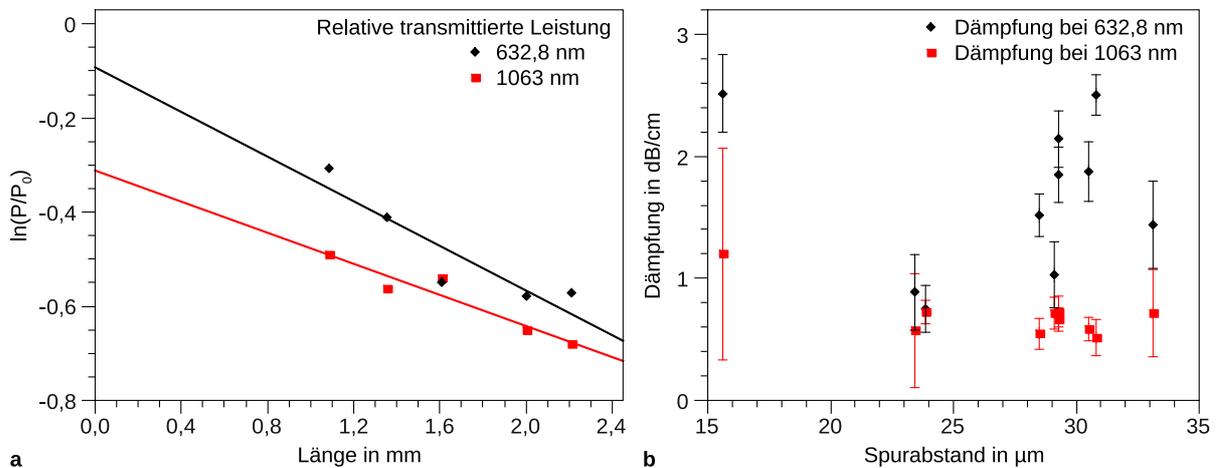
Um die unterschiedlichen Wellenleiterlängen zu erhalten, wurde der Kristall nach jeder Messreihe jeweils an der gleichen Seite verkürzt, indem ein Teil des Kristalls abgesägt und anschließend die Oberfläche poliert wurde. Die Kopplung des Lichts in die Wellenleiter erfolgte jeweils an der Seite des Kristalls, die nicht abgetragen wurde. Somit kann eine gleichbleibende Koppeleffizienz gewährleistet werden. Allerdings kommt es während der Politur der Endfläche zur Bildung von Rissen und zu Abplatzungen, wie wie sie in Abschnitt 5.5 beschrieben wurden. Hierdurch kann bei der Auskopplung ein Teil des geführten Lichts an diesen Defekten gestreut werden und das Messergebnis verfälschen. Um den Fehler möglichst klein zu halten, wurde die Oberfläche jedesmal auf eine gleich hohe optische Qualität poliert. Dies konnte allerdings nicht für jeden Wellenleiter bei allen Messungen erreicht werden.

Jeder Einzelmessung ging eine Maximierung der durch den Wellenleiter transmittierten Leistung voraus. Zusätzlich wurden eine Nahfeldaufnahme des Modenprofils erstellt. Abbildung 6.15(a) zeigt beispielhaft in halblogarithmischer Darstellung die relative transmittierte Leistung eines Spurpaarwellenleiters mit  $29,1 \mu\text{m}$  Abstand in Abhängigkeit von der Kristalllänge bei einer Wellenlänge des transmittierten Lichts von  $632,8 \text{ nm}$  und  $1063 \text{ nm}$ . Dämpfung und Koppeleffizienz sowie deren Fehler wurden durch eine lineare Regression bestimmt.

### Ausbreitungsverluste bei $1063 \text{ nm}$

In Abbildung 6.15(b) sind die mit der Cutback-Methode bestimmten Ausbreitungsverluste gegen den Spurabstand aufgetragen. Bei einer Wellenlänge von  $1063 \text{ nm}$  zeigte der Doppelspurwellenleiter mit einem Spurabstand von  $15,6 \mu\text{m}$  die höchsten Ausbreitungsverluste aller untersuchten Wellenleiter von  $(1,2 \pm 0,9) \text{ dB/cm}$  bei einer Koppeleffizienz von  $(65 \pm 2)\%$ . Die Ausbreitungsverluste der Wellenleiter mit einem Spurabstand von  $23,4 \mu\text{m}$  bis  $33,1 \mu\text{m}$  lagen in einem Bereich von  $0,5 \text{ dB/cm}$  bis  $0,7 \text{ dB/cm}$ . Die Koppeleffizienzen betragen etwa  $70\%$ . Die aufgenommenen Intensitätsprofile der geführten Moden sind bei allen Wellenleitern nahezu kreisrund und haben ein gaußförmiges Profil. Dies deutet darauf hin, dass in allen Fällen die Ausbreitungsverluste der Grundmode des Wellenleiters bestimmt wurden. Die Ausbreitungsverluste sind in diesem Abstandsbereich nahezu konstant und streuen nur sehr wenig. Auch bestätigen sie die Erkenntnisse der vorangegangenen Abschnitte, wonach ein Spurabstand im Bereich von  $25 \mu\text{m}$  optimal für die Wellenleitung ist. Zusätzlich zeigten sie aber auch, dass bei größeren Spurabständen ähnlich geringe Verluste erreicht wurden. Bei kleineren Abständen stiegen die Verluste hingegen erwartungsgemäß an. Die mit der Cutback-Methode ermittelten Ausbreitungsverluste und Koppeleffizienzen bei dieser Wellenlänge sind etwas kleiner als die mit der Methode der Berechnung der Koppeleffizienz erzielten Ergebnisse. Dies entspricht der

Erwartung, da die Methode der Berechnung der Koppelleffizienz aufgrund der notwendigen Näherungen grundsätzlich nur eine obere Grenze liefert.



**Abbildung 6.15:** Transmittierte Leistung in Abhängigkeit von der Länge eines Spurpaarwellenleiters mit  $29,1 \mu\text{m}$  Spurbstand (a); und die für verschiedene Spurpaarwellenleiter bestimmte Dämpfung (b) bei den Wellenlängen von  $632,8 \text{ nm}$  und  $1063 \text{ nm}$

### Ausbreitungsverluste bei $632,8 \text{ nm}$

Bei einer Wellenlänge von  $632,8 \text{ nm}$  kann im Gegensatz zu den Ergebnissen bei  $1063 \text{ nm}$  nur schwer eine Aussage über die Verluste gemacht werden. Die Ausbreitungsverluste für die Doppelspurwellenleiter im Bereich von  $28,5 \mu\text{m}$  bis  $33,1 \mu\text{m}$  lagen im Bereich von  $1,0 \text{ dB/cm}$  bis  $2,5 \text{ dB/cm}$  bei Koppelleffizienzen von etwa  $100\%$ . Vereinzelt wurden auch Koppelleffizienzen von bis zu  $120\%$  bestimmt. Dies stellt ein erstes Indiz dar, dass bei dieser Wellenlänge Probleme mit der Cutback-Methode auftraten. Die Ausbreitungsverluste der beiden Wellenleiter mit einem Spurbstand von  $23,4 \mu\text{m}$  bzw.  $23,9 \mu\text{m}$  betragen  $(0,9 \pm 0,3) \text{ dB/cm}$  bzw.  $(0,7 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$  und sind nur wenig höher als die Verluste bei  $1063 \text{ nm}$ . Der Wellenleiter mit einem Spurbstand von  $15,6 \mu\text{m}$  zeigte auch bei dieser Wellenlänge sehr hohe Verluste von  $(2,5 \pm 0,3) \text{ dB/cm}$  bei einer Koppelleffizienz von  $(97 \pm 1)\%$ .

Die Ergebnisse der Cutback-Methode bei dieser Wellenlänge sind als nur teilweise aussagekräftig einzustufen. Einzig die Koppelleffizienzen entsprechen teilweise den Werten, die mit der Methode der Berechnung der Koppelleffizienz erzielt wurden. Allerdings dürfen Koppelleffizienzen von deutlich über  $100\%$  nicht auftreten. Die Dämpfung streut bei großen Spurbständen so stark, dass eine Abschätzung der Ausbreitungsverluste nicht möglich ist. Der Ursache für die hohe Streuung liegt darin begründet, dass die Wellenleiter bei großen Spurbständen nicht mehr einzig die Grundmode führten, sondern zusätzlich auch die Propagation höherer Moden möglich war (siehe Abschnitt 6.3). Durch die in diesem Experiment vorgenommene Maximierung der transmittierten Leistung wurde in der Regel eine höhere Mode angeregt, wie die Auswertung der Modenprofile zeigte. In den jeweiligen Wellenleitern wurden hierbei unterschiedliche höhere Moden geführt. Da höhere Moden in der Regel höhere Ausbreitungsverluste als die Grundmode erfahren, wurden je nach angeregter Mode andere Ausbreitungsverluste bestimmt. Dies hat zur Folge, dass Wellenleiter mit vergleichbarem Spurbstand unterschiedliche

## 6 Wellenleitung

Verluste aufwiesen.

Bei Abständen unter  $25\ \mu\text{m}$  propagierten hingegen auch bei maximaler transmittierter Leistung nahezu kreisrunde Moden mit einem gaußförmigen Intensitätsprofil. Dies erlaubt den Schluss, dass hier nur die Grundmode geführt und damit tatsächlich die minimalen Ausbreitungsverluste bestimmt wurden. Aus diesem Grund sollten bei der Wellenlänge von  $632,8\ \text{nm}$  nur die Ausbreitungsverluste berücksichtigt werden, die bei Doppelspuren mit Spurabständen unter  $25\ \mu\text{m}$  bestimmt wurden.

### Genauigkeit der Methode

Die Genauigkeit der Cutback-Methode wird maßgeblich von zwei Faktoren bestimmt. Ein nicht vernachlässigbarer Fehler liegt darin, dass die Koppeleffizienz für den selben Wellenleiter bei unterschiedlichen Kristalllängen nicht konstant war. Dies kann durch Justageungenauigkeiten hervorgerufen werden. Entscheidender ist bei den hier untersuchten Wellenleitern aber, dass sich während der Politur Risse an der Endfläche ausbildeten und Teile der Oberfläche abplatzten (siehe Abschnitt 5.5), wodurch es zu Streuverlusten an der Endfläche des Wellenleiters kam. Da das Entstehen der Risse zufällig geschieht und kaum beeinflussbar ist, können diese Verluste bei jeder Kristalllänge einen anderen Wert aufweisen. Dies stellte insbesondere bei Wellenleitern mit einem geringen Spurabstand ein Problem dar. Diese Fehlerquelle kann durch eine höhere Anzahl von Messpunkten minimiert werden.

Eine weitere Fehlerquelle trat bei den Wellenleitern auf, die neben der Grundmode auch höhere Moden führten. Da stets die Verluste der während der Transmissionsmessung geführten Mode bestimmt wurden, kann es zu größeren Ungenauigkeiten kommen, wenn bei jeder Einzelmessung eines Wellenleiters eine andere Mode vermessen wurde. Die hohe Ungenauigkeit der Verlustbestimmung bei einer Wellenlänge von  $632,8\ \text{nm}$  kann auf diese Problematik zurückgeführt werden.

### Zusammenfassung

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass bei einer Wellenlänge von  $632,8\ \text{nm}$  die Ausbreitungsverluste der Wellenleiter mit einem Spurabstand zwischen  $23\ \mu\text{m}$  und  $24\ \mu\text{m}$  im Bereich von  $0,7\ \text{dB/cm}$  bis  $0,8\ \text{dB/cm}$  lagen und bei geringeren Abständen anstiegen. Bei einer Wellenlänge von  $1063\ \text{nm}$  waren die Verluste der Wellenleiter ab einem Spurabstand von  $23\ \mu\text{m}$  konstant und betragen etwa  $0,6\ \text{dB/cm}$  bis  $0,7\ \text{dB/cm}$ . Bei kleineren Spurabständen waren die Ausbreitungsverluste höher.

### 6.7.3 Detektion des Streulichts

Eine weitere, einfach zu realisierende Methode zur Bestimmung der Ausbreitungsverluste stellt die orts aufgelöste Messung des aus dem Wellenleiter gestreuten Lichts dar [Oka83]. Diese Methode besitzt die Vorteile, dass sie von der Koppeleffizienz unabhängig ist und der Kristall während der Messung nicht zerstört wird.

Die Methode der Detektion des Streulichts kann nur dann angewendet werden, wenn die Intensität  $I_S$  des aus dem Wellenleiter gestreuten Lichts proportional zur Intensität des geführten

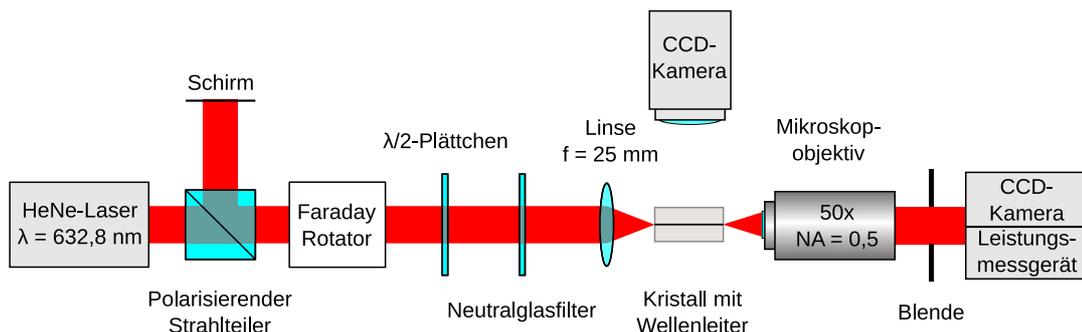
Lichts  $I$  ist. In diesem Fall gilt

$$I_S(z) = S \cdot I(z), \quad (6.53)$$

wobei der Proportionalitätsfaktor  $S$  unabhängig von  $z$  sein muss. Ist dies erfüllt, kann mit Hilfe der Gleichungen 6.30 und 6.53 der Dämpfungskoeffizient  $\alpha_{streu}$  über die Abnahme der Intensität  $I_S$  entlang des Wellenleiters gemäß

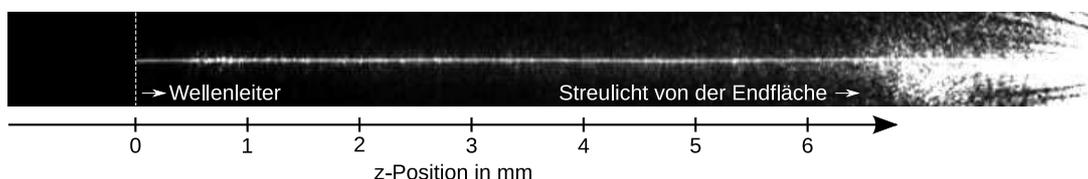
$$I_S(z) = S \cdot I_0 \exp(-\alpha_{streu} z) \quad (6.54)$$

ermittelt werden.



**Abbildung 6.16:** Experimenteller Aufbau zur Aufnahme des Streulichts

In Abbildung 6.16 ist der experimentelle Aufbau dargestellt. Hierbei wurde das Licht eines HeNe-Lasers mit einer Wellenlänge von 632,8 nm in Doppelspurwellenleiter in Nd:YAG eingekoppelt. Die Doppelspuren hatten einen Abstand von 23  $\mu\text{m}$  bis 26  $\mu\text{m}$  und wurde mit einer Pulsenergie von 1,5  $\mu\text{J}$  geschrieben. Der Anteil des geführten Lichts, der innerhalb des Öffnungswinkels des Kameraobjektivs in Richtung des Objektivs gestreut wurde, wurde auf den Sensor einer CCD-Kamera abgebildet. In Abbildung 6.17 ist beispielhaft das mit der CCD-Kamera aufgenommene Bild eines Wellenleiters mit einem Spurabstand von 25  $\mu\text{m}$  dargestellt. Aus diesem Bild wurde ein eindimensionaler Intensitätsverlauf des Streulichts erzeugt. Hierfür wurden die Helligkeitswerte der einzelnen Pixel einer Spalte des Kamerabilds addiert. Der gesamte Intensitätsverlauf ergibt sich, wenn dies für jede Spalte durchgeführt wird. Das Ergebnis der Berechnung ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Um den Einfluss des am Wellenleiterende gestreuten Lichts zu minimieren, wurden nur die ersten 5,8 mm des Intensitätsverlaufs ausgewertet.

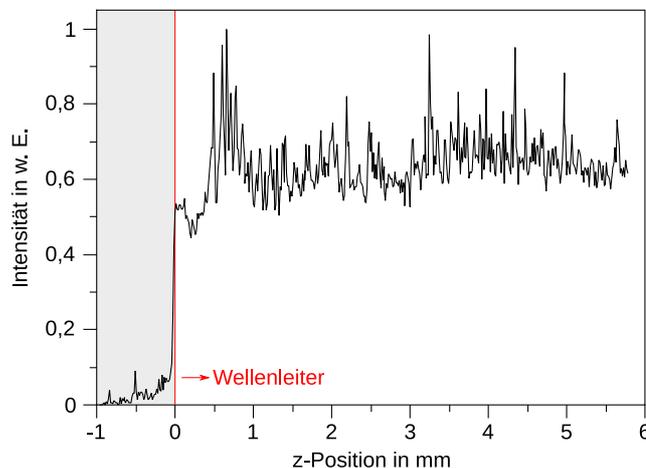


**Abbildung 6.17:** Intensitätsverlauf des gestreuten Lichts entlang eines Wellenleiters in Nd:YAG mit einem Spurabstand von 25  $\mu\text{m}$

Der Intensitätsverlauf ist durch ein starkes Rauschen der Messwerte geprägt. Zusätzlich sind mehrere Intensitätsmaxima zu erkennen, die entlang des Wellenleiters zufällig verteilt sind. Ein

## 6 Wellenleitung

exponentieller Abfall der Intensität kann aufgrund dieser Messung nicht bestätigt werden. Somit können auch keine Verluste bestimmt werden. Alle hier untersuchten Wellenleiter lieferten ähnliche Ergebnisse.



**Abbildung 6.18:** Intensitätsprofil des gestreuten Lichts entlang eines Wellenleiters in Nd:YAG mit einem Spurbstand von  $25\ \mu\text{m}$

Ein Hauptproblem dieser Messung besteht darin, dass Licht, welches aus dem Wellenleiter gestreut wird, nicht auf direktem Weg auf den CCD-Sensor abgebildet wird. Vielmehr wird es mit hoher Wahrscheinlichkeit an den geschriebenen Spuren links und rechts vom Wellenleiter sowie an den ungleichmäßig ausgebildeten und unregelmäßig verteilten Rissen gestreut. Dieses Streulicht überlagerte den tatsächlichen exponentiellen Abfall der Intensität des aus dem Wellenleiter gestreuten Lichts. Somit ist die Annahme, dass  $S$  unabhängig von  $z$  ist, nicht erfüllt und eine Bestimmung der Dämpfung war daher bei den hier untersuchten Wellenleitern nicht möglich.

## 6.8 Bestimmung der Brechungsindexänderung

Um in einen Wellenleiter optimal Licht einkoppeln zu können, ist es unter anderem notwendig, die Modenradien und die Radien der Phasenfronten anzupassen. Beide Größen hängen vom Brechungsindexprofil des Wellenleiters ab. Eine wichtige Kenngröße nimmt in diesem Zusammenhang die NA des Wellenleiters ein. Sie ist charakterisiert durch den halben Öffnungswinkel des Fernfelds der geführten Mode und ergibt sich dementsprechend aus dem Brechungsindexprofil. Des Weiteren wird das Brechungsindexprofil benötigt, wenn in zukünftigen Anwendungen komplexe wellenleitende Strukturen produziert werden sollen. Für diese wird es zum Beispiel notwendig sein, gebogene Wellenleiter herzustellen. Gebogene Wellenleiter weisen zusätzliche Verluste auf, die vom Biegeradius abhängen. Der minimale Biegeradius hängt wiederum stark vom Brechungsindexprofil des Wellenleiters ab [Hun02].

### 6.8.1 Auswertung des Fernfelds

Mit der im Folgenden vorgestellten Methode ist es nicht möglich, ein ortsabhängiges zweidimensionales Brechungsindexprofil zu erhalten. Es kann aber mit einigen starken Vereinfachungen mit Hilfe einer sehr einfach zu realisierenden Messung der maximale Brechungsindexunterschied zwischen dem umliegenden Medium und dem wellenleitenden Bereich bestimmt werden.

#### Grundlagen

Die numerische Apertur NA eines Wellenleiters ist durch

$$NA = n_0 \sin(\theta_g) \quad (6.55)$$

definiert. Hierbei ist  $\theta_g$  der halbe Öffnungswinkel des Fernfeldes (siehe Abbildung 6.19).  $n_0$  ist der Brechungsindex des Mediums, in das ausgekoppelt wird. In den hier durchgeführten Untersuchungen ist dies Luft mit  $n_0 \approx 1$ . Um mit Gleichung 6.55 den Brechungsindexunterschied  $\Delta n$  zwischen dem wellenleitenden und dem umgebenden Medium bestimmen zu können, wird im Folgenden die stark vereinfachende Annahme gemacht, dass es sich um einen Wellenleiter mit stufenförmigen Brechungsindexprofil (siehe Abschnitt 6.1) handelt. Hiermit ergibt sich die NA zu

$$NA = \sqrt{n_2^2 - n_1^2}, \quad (6.56)$$

mit dem Brechungsindex  $n_2$  des wellenleitenden Mediums und dem Brechungsindex  $n_1$  des umgebenden Mediums. Die Brechungsindexänderung beträgt dementsprechend

$$\Delta n = n_2 - n_1 = \sqrt{\sin^2 \theta_g + n_1^2} - n_1. \quad (6.57)$$

Ist der Brechungsindex des umgebenden Mediums bekannt, kann durch Bestimmung des halben Öffnungswinkels des Fernfelds somit der Brechungsindexunterschied berechnet werden.

#### Bestimmung der Brechungsindexänderung

Um die NA des Wellenleiters zu bestimmen, wurde der in Abbildung 6.19 dargestellte Aufbau verwendet. Er entspricht weitestgehend dem in Abschnitt 6.5 beschriebenen Aufbau. Einzig das Auskoppelobjekt wurde entfernt, wodurch eine Auswertung des Fernfelds möglich war. Das aus dem Wellenleiter austretende Licht wurde direkt ohne zusätzliche Optiken durch den Sensor einer CCD-Kamera erfasst und der Durchmesser der Intensitätsverteilung bestimmt. Aus dem Abstand zwischen Kristallendfläche und Sensor sowie dem Durchmesser des Fernfelds konnte dessen Öffnungswinkel berechnet werden. Die Öffnungswinkel wurden bei verschiedenen Abständen bestimmt und der Mittelwert gebildet. Die Messung wurde an Doppelspurwellenleitern in Yb:YAG und Nd:YAG mit Spurbständen von 23  $\mu\text{m}$  bis 26  $\mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge von 1063 nm durchgeführt. Die Spuren wurden in Yb:YAG mit einer Pulsenergie von 1,3  $\mu\text{J}$  und in Nd:YAG mit 1,5  $\mu\text{J}$  geschrieben.

Der durch diese Methode ermittelte Wert für die Brechungsindexänderung stellt allerdings nur eine grobe Näherung dar, da davon ausgegangen werden kann, dass es sich beim Brechungsindexprofil nicht um ein Stufenindexprofil handelte. Zusätzlich wirken sich kleinste Unregelmäßigkeiten der Oberfläche störend auf das Fernfeld aus. Außerdem erschweren Interferenzeffekte

## 6 Wellenleitung

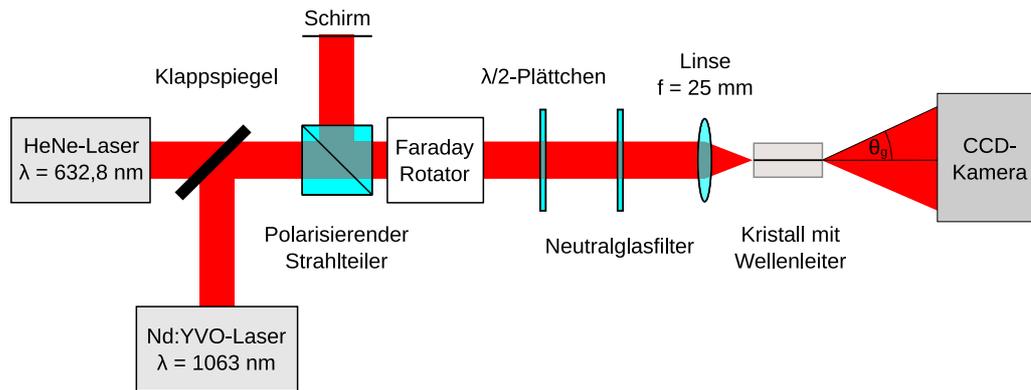


Abbildung 6.19: Aufbau zur Bestimmung der Brechungsindexänderung durch Auswertung des Fernfelds

die Auswertung erheblich. Daher kann man aus den Messergebnissen nur die Größenordnung der Brechungsindexänderung bestimmen.

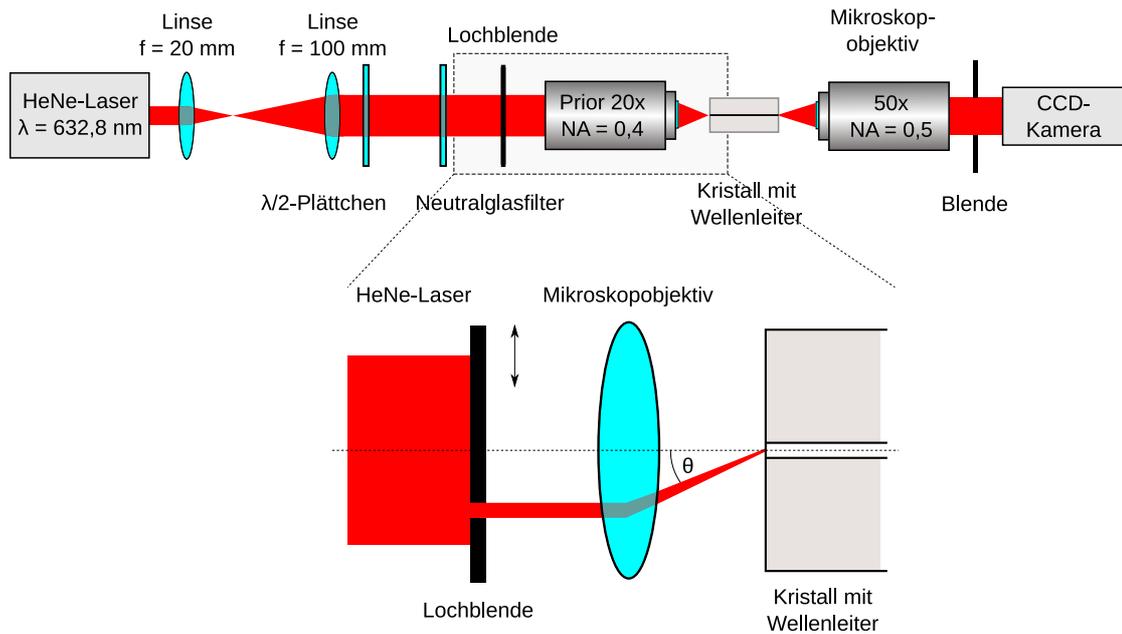
Bei allen vermessenen Wellenleitern und bei den beiden verwendeten Wellenlängen betrug der halbe Öffnungswinkel etwa  $\theta_g = 3,6^\circ$ . Somit ergibt sich eine NA von 0,06 und ein Brechungsindexunterschied von  $\Delta n \approx 1 \cdot 10^{-3}$ .

### 6.8.2 Messung des maximalen Einkoppelwinkels

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die NA des Wellenleiters über die Auswertung des Fernfelds ermittelt. Die NA kann aber auch berechnet werden, indem der maximal mögliche Einkoppelwinkel  $\theta_g$  bestimmt und anschließend Gleichung 6.55 benutzt wird [Liu06]. Allerdings besitzt auch diese Methode den Nachteil, dass zur Bestimmung der Brechungsindexänderung ein Stufenindexprofil zugrunde gelegt werden muss und sie damit die gleichen Einschränkungen wie die Methode der Fernfeldauswertung besitzt.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 6.20 dargestellt. Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 632,8 nm durchgeführt. Der Laserstrahl eines HeNe-Lasers wurde mit zwei Linsen der Brennweite 20 mm und 100 mm aufgeweitet, um die gesamte Objektivöffnung auszuleuchten. Die Polarisationsrichtung des Lasers wurde mit einem  $\lambda/2$ -Plättchen eingestellt und die Intensität mit einem Neutralglasfilter abgeschwächt. Des Weiteren wurde eine Lochblende mit einem Durchmesser von etwa 0,3 mm in den Strahl des HeNe-Lasers eingebracht. Die Blende konnte präzise senkrecht zum Laserstrahl verschoben werden. Der Laser wurde anschließend mit dem Prior 20× Mikroskopobjektiv (technische Daten siehe Tabelle 4.1) in den Wellenleiter eingekoppelt. Das transmittierte Licht wurde mit dem 50× Mikroskopobjektiv auf den Sensor einer CCD-Kamera abgebildet. Durch Verschieben der Blende konnte näherungsweise der Winkel  $\theta$  variiert werden, ohne dass sich die Lage des Fokus änderte. Statt einer Linse wurde ein Objektiv gewählt, da für diese Messung eine Fokussieroptik benötigt wurde, die eine höhere NA als der Wellenleiter besitzt und zusätzlich möglichst geringe Abbildungsfehler verursacht. Die Messung wurde durchgeführt, indem die Blende solange verschoben wurde, bis sich die mit der Kamera gemessene Intensität der geführten Mode signifikant verringerte. Aus der Verschiebung wurde anschließend der maximale Einkoppelwinkel  $\theta_g$  berechnet und die Brechungsindexänderung mit Gleichung 6.57 bestimmt.

## 6.8 Bestimmung der Brechungsindexänderung



**Abbildung 6.20:** Aufbau zur Ermittlung der Brechungsindexänderung durch Bestimmung des maximalen Einkoppelwinkels

Die Messungen wurden an Doppelspurwellenleitern in undotiertem YAG mit einem Spurabstand von  $23\ \mu\text{m}$  bis  $26\ \mu\text{m}$  durchgeführt. Sie ergaben eine Brechungsindexänderung aller untersuchter Wellenleiter von etwa  $\Delta n = 1 \cdot 10^{-3}$ , was einer NA von etwa 0,06 entspricht. Auch bei dieser Methode kann nur die Größenordnung der Brechungsindexänderung angegeben werden, da ein Stufenindexprofil-Wellenleiter zu Grunde gelegt wurde.

Der so erhaltene Wert zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Brechungsindexänderung, die mit der Methode der Fernfeldauswertung ermittelt wurden. Die ermittelte Brechungsindexänderung hat bei beiden Methoden die gleiche Größenordnung.

### 6.8.3 2D-Brechungsindexprofil durch Auswertung des Nahfelds

Die beiden bisher diskutierten Methoden zur Bestimmung der Brechungsindexänderung zwischen den Doppelspuren, die zur Ausbildung der Wellenleiter führt, lieferte nur einen ungefähren Wert unter der Annahme eines Stufenindexprofils. Über den tatsächlichen zwei-dimensionalen Verlauf des Brechungsindex konnte hingegen keine Aussage getroffen werden. Diese Einschränkung kann mit der Brechungsindexbestimmung durch die Nahfeldmethode vermieden werden. Hierbei wird aus dem experimentell bestimmten Intensitätsverlauf der geführten Mode im Nahfeld mit Hilfe der Helmholtzgleichung das Brechungsindexprofil errechnet. Die Nahfeldmethode wurde erstmalig von McCaughan et al. vorgestellt und soll im Folgenden kurz beschrieben werden [McC83].

#### Die Nahfeldmethode

Ausgangspunkt der Brechungsindexbestimmung stellt die Helmholtzgleichung 6.26 dar. Anstatt für ein gegebenes Brechungsindexprofil die dazu gehörigen geführten Moden zu bestimm-

## 6 Wellenleitung

men, wie es in Abschnitt 6.2 diskutiert wurde, kann auch das inverse Problem der Berechnung des Brechungsindexprofils bei bekanntem Modenprofil betrachtet werden. Hierzu wird im Folgenden ein Kanalwellenleiter betrachtet, in dem einzig die Grundmode angeregt wird. Des Weiteren ist es notwendig, eine nur geringe Brechungsindexänderung zu fordern. Mit diesen Voraussetzungen kann das transversale Modenprofil durch Lösen der Helmholtzgleichung bestimmt werden. Im Folgenden wird die Annahme gemacht, dass die Lösung die Form

$$E(x, y, z) = A(x, y) \exp [i(\beta z - \omega t)] \quad (6.58)$$

hat, wobei  $A(x, y)$  die Amplitude einer ebenen Welle darstellt, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet und die Kreisfrequenz  $\omega$  besitzt. Setzt man diese Lösung wiederum in die Helmholtzgleichung 6.26 ein, so erhält man

$$\nabla^2 A(x, y) + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2] A(x, y) = 0. \quad (6.59)$$

Diese Gleichung kann in folgende Form gebracht werden

$$n^2(x, y) = \frac{\beta^2}{k_0^2} - \frac{1}{k_0^2} \frac{\nabla^2 A(x, y)}{A(x, y)}. \quad (6.60)$$

Somit steht nun eine Gleichung zur Verfügung, mit der direkt das ortsabhängige zweidimensionale Brechungsindexprofil  $n(x, y)$  aus der Amplitude des elektrischen Felds der geführten Mode berechnet werden kann. In der Praxis ist dies im Allgemeinen nicht möglich, da die Phasenausbreitungskonstante  $\beta$  und daraus resultierend der effektive Brechungsindex  $n_{eff}$  (siehe Gleichung 6.11) nicht bekannt sind. Eine Lösung dieses Problems bietet die Annahme kleiner Brechungsindexänderungen. Unter dieser Voraussetzung kann der effektive Brechungsindex mit dem Brechungsindex des umliegenden Materials  $n_0$  gleichgesetzt werden. Außerdem lässt sich der Brechungsindex mit Hilfe der Brechungsindexänderung zu

$$n(x, y) = n_0 + \Delta n(x, y) \quad (6.61)$$

umformen. Da die Brechungsindexänderung  $\Delta n(x, y)$  klein gegenüber  $n_0$  ist, kann Gleichung 6.61 durch

$$n^2(x, y) = n_0^2 + 2n_0 \Delta n(x, y). \quad (6.62)$$

genähert werden. Aus den Gleichungen 6.60 und 6.62 ergibt sich letztendlich mit Gleichung 6.11 für die Brechungsindexänderung

$$\Delta n(x, y) = -\frac{1}{2n_0 k_0^2} \frac{\nabla^2 A(x, y)}{A(x, y)}. \quad (6.63)$$

Diese Gleichung bietet im Gegensatz zu Gleichung 6.60 den Vorteil, dass alle benötigten Größen bekannt sind. Einzig die Berechnung des Differentialoperators bedarf weiterer Überlegungen.

Die Modenprofile werden in der Regel mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommen und sind dementsprechend in diskrete Werte unterteilt. Dies kann ausgenutzt werden, indem der Differentialoperator numerisch berechnet wird. Hierzu wird das Modenprofil als zweidimensionale

Matrix bestehend aus einzelnen Punkten  $A(x, y) = A_{i,j}$  betrachtet, die voneinander den Abstand  $\Delta x$  und  $\Delta y$  in x- bzw. y-Richtung haben. Der Operator kann nun mit

$$\frac{\nabla^2 A(x, y)}{A(x, y)} = \frac{A_{i,j-1} - 2A_{i,j} + A_{i,j+1}}{\Delta x^2 A_{i,j}} + \frac{A_{i-1,j} - 2A_{i,j} + A_{i+1,j}}{\Delta y^2 A_{i,j}} \quad (6.64)$$

Punkt für Punkt berechnet werden.

### Rauschunterdrückung

Die hier beschriebene Methode der Brechungsindexbestimmung ist ein sogenanntes inkorrekt gestelltes inverses Problem. Die Lösung hängt nicht mehr stetig von den Eingangsdaten ab. Dies bedeutet, dass schon kleine Änderungen des Modenprofils zu großen Änderungen in der berechneten Brechungsindexänderung führen können. Dies stellt insofern ein Problem dar, da durch die Messung bedingt immer Rauschen im experimentell bestimmten Modenprofil enthalten ist. Insbesondere hochfrequentes Rauschen wird durch den oben beschriebenen Algorithmus mit  $\Omega^4$  verstärkt, wobei  $\Omega$  die Frequenz des Rauschens im Ortsfrequenzraum ist [Cac98]. Somit kann das Rauschen eine Bestimmung der Brechungsindexänderung zunichte machen.

Eine Lösung des Problems besteht darin, das Rauschen während der Messung zu minimieren oder nachträglich zu entfernen. Dies kann unter anderem erreicht werden, indem für die Aufnahme der Modenprofile rauscharme Kameras mit einem hohen Dynamikumfang benutzt werden und über viele Aufnahmen gemittelt wird. Häufig reicht dies allerdings nicht aus, um befriedigende Resultate der Brechungsindexänderung zu erhalten. Deswegen ist es notwendig, die aufgenommenen Modenprofile nachträglich zu bearbeiten. Eine häufig eingesetzte Methode ist die Nutzung von Tiefpass-Filtern, die niederfrequentes Rauschen stark unterdrücken können, ohne das Modenprofil zu stark zu beeinflussen [Man96]. Um einen entsprechenden Tiefpass-Filter anzuwenden, wird häufig das Modenprofil durch eine Fouriertransformation in den Ortsfrequenzraum transformiert und anschließend auf das Ortsfrequenzspektrum ein Tiefpass-Filter zum Beispiel der Form

$$H(s) = \frac{1}{(s+1)(s^2+s+1)}, \quad s = i\Omega, \quad (6.65)$$

angewendet. Das so bearbeitete Ortsfrequenzspektrum wird letztendlich wieder in den Ortsraum zurücktransformiert. Dies ist nur eine vieler in der Literatur diskutierter Methoden, das Rauschen zu entfernen. Weitere Methoden sind zum Beispiel in [Bar09, Flo03, Gan09] aufgeführt.

### Bestimmung des Brechungsindexprofils

Die Modenprofile wurden mit dem in Abschnitt 6.5 beschriebenen Aufbau bei einer Wellenlänge von 632,8 nm aufgenommen. Die Aufnahme fand an einem Doppelspurwellenleiter in Nd:YAG mit einem Spurabstand von 22  $\mu\text{m}$  statt. Die Spuren wurden mit einer Pulsenergie von 1,5  $\mu\text{J}$  geschrieben.

Das aufgenommene Bild der CCD-Kamera repräsentiert das Intensitätsprofil  $I(x, y)$  der geführten Moden. Die Umrechnung des Intensitätsprofils in ein Amplitudenprofil  $A(x, y)$  des elek-

## 6 Wellenleitung

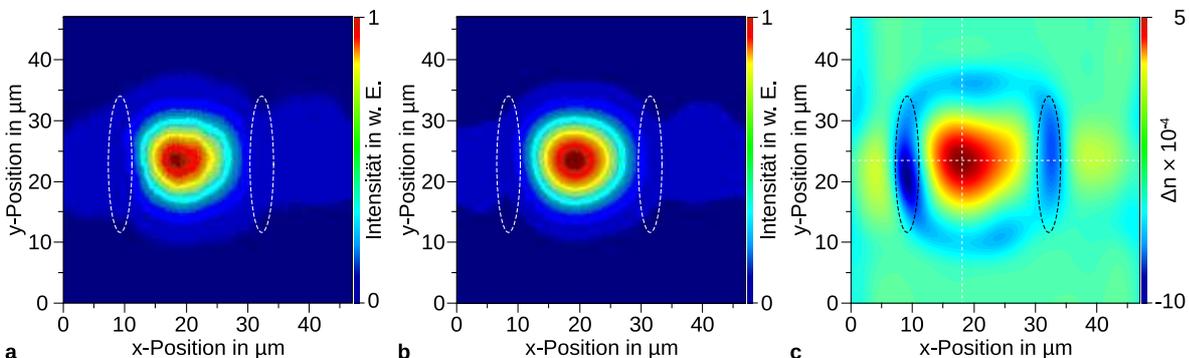
trischen Feldes erfolgte mit

$$A(x,y) = \sqrt{\frac{I(x,y)}{I_{max}}}. \quad (6.66)$$

Der Brechungsindexunterschied kann anschließend mit Gleichung 6.63 berechnet werden.

Die im Folgenden durchgeführten Berechnungen wurden in Zusammenarbeit mit dem Institut für Angewandte Physik der Friedrich-Schiller-Universität Jena durchgeführt. In Abbildung 6.21(a) ist das experimentell bestimmte Modenprofil des Spurpaarwellenleiters dargestellt. Man erkennt in dieser Aufnahme ein deutliches Rauschen. Das in Abbildung 6.21(b) dargestellte gefilterte Modenprofil zeigt hingegen kaum noch Rauschen. Für die anschließende Brechungsindexberechnung mit der Nahfeldmethode wurde dieses gefilterte Modenprofil zugrunde gelegt. Die so erhaltene ortsabhängige Brechungsindexänderung ist in Abbildung 6.21(c) aufgetragen. Zusätzlich ist das Brechungsindexprofil in x- und y-Richtung entlang der in Abbildung 6.21(c) eingezeichneten Linien in Abbildung 6.22 dargestellt.

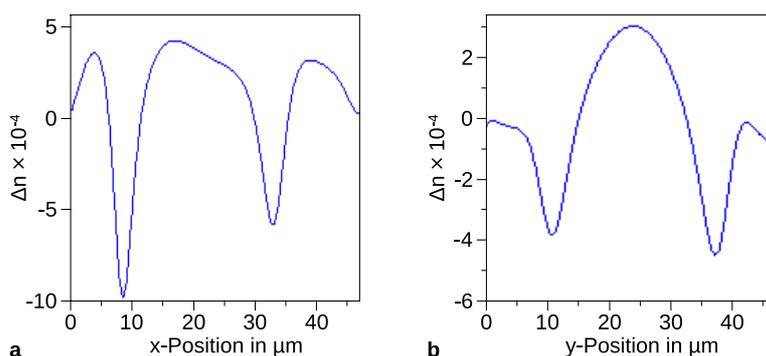
Die Berechnung zeigt, dass sich die maximale Brechungsindexänderung des Wellenleiters aus Brechungsindexverringerungen und -erhöhungen zusammensetzte. Am Ort der Spuren, deren Lage in Abbildung 6.21 als Ellipsen angedeutet ist, existierte die höchste Brechungsindexverringerung von etwa  $\Delta n = -1 \cdot 10^{-3}$ . Das Zentrum des Wellenleiters wird hingegen von einer Brechungsindexerhöhung von etwa  $+3 \cdot 10^{-4}$  gebildet. Somit ergibt sich der gesamte Brechungsindexunterschied zu  $1,3 \cdot 10^{-3}$ . Auffällig ist, dass es auch zu einer Brechungsindexverringerung von etwa  $-4 \cdot 10^{-4}$  in einem Bereich senkrecht zu den geschriebenen Spuren kam und somit das Licht auch in y-Richtung bessere Führung aufgrund des höheren gesamten Brechungsindexunterschieds erfuhr. Der Grund für diese Verminderung konnte mit den vorliegenden Daten nicht geklärt werden.



**Abbildung 6.21:** Experimentell ermitteltes Modenprofil (a); gefiltertes Modenprofil (b); errechnete Brechungsindexänderung (c); die ungefähre Position der Spuren wird durch die gepunkteten Ellipsen angedeutet; Brechzahlprofil entlang der gestrichelten Linien siehe Abbildung 6.22

Auch außerhalb der Doppelspur kann eine geringe Brechungsindexerhöhung von etwa  $3 \cdot 10^{-4}$  direkt an der linken bzw. rechten Seite der jeweiligen Einzelspur beobachtet werden. Dies sind Bereiche, in denen ebenfalls Wellenleitung nachgewiesen werden konnte (siehe Abbildung 6.7).

Die mit dieser Methode bestimmte maximale Brechungsindexänderung von  $\Delta n_{max} = 1,3 \cdot 10^{-3}$  hat dieselbe Größenordnung wie die zuvor ermittelte Änderung durch die Fernfeld- und die Einkoppelmethode (siehe Abschnitt 6.8.1 und 6.8.2).



**Abbildung 6.22:** Brechungsindexprofil in x-Richtung (a) und y-Richtung (b) entlang der in Abbildung 6.21(c) eingezeichneten Linien

### 6.8.4 Zusammenfassung

Die Wellenleitungsexperimente zeigten, dass Wellenleitung in mehreren Kanälen in der Umgebung von Einzelspuren möglich war. Allerdings war die Reproduzierbarkeit sehr gering, so dass eine detaillierte Auswertung Einzelspurwellenleiter nicht durchgeführt wurde. Doppelspurwellenleiter zeigten im Gegensatz zu den Einzelspurwellenleitern bedeutend bessere Resultate. Im Zentrum der Doppelspuren wurden Moden mit einem kreisrunden und gaußförmigen Intensitätsprofil geführt. Die Moden hatten einen Durchmesser von etwa 11  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  bei einer in der Regel geringen Elliptizität.

Bei Doppelspuren mit einem Spurabstand von weniger als 25  $\mu\text{m}$  konnte bei einer Wellenlänge von 632,8 nm nur die Grundmode angeregt werden. Bei größeren Spurabständen wurden zusätzlich auch höhere Moden geführt. Bei einer Wellenlänge von 1063 nm konnte hingegen bei allen untersuchten Wellenleitern nur die Grundmode beobachtet werden. Unabhängig von der Wellenlänge wurde in allen Wellenleitern nur parallel zur y-Achse polarisiertes Licht geführt. Die hier beobachteten symmetrischen und gaußförmigen Moden sind eines der wichtigsten Unterscheidungsmerkmale gegenüber den bisher veröffentlichten fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern in Kristallen, deren Moden entweder extrem unsymmetrisch oder stark elliptisch waren.

Die minimalen Ausbreitungsverluste der Doppelspurwellenleiter betragen bis zu 0,6 dB/cm bei einer Wellenlänge von 1063 nm. Bei dieser Wellenlänge waren die Ausbreitungsverluste in einem Bereich des Spurabstandes von 23  $\mu\text{m}$  bis 30  $\mu\text{m}$  nahezu konstant. Bei einer Wellenlänge von 632,8 nm zeigten die Doppelspurwellenleiter mit einem Spurabstand zwischen 23  $\mu\text{m}$  und 24  $\mu\text{m}$  geringfügig höhere Ausbreitungsverluste von 0,7 dB/cm bis 0,8 dB/cm. Die Verluste sind damit vergleichbar hoch, wie die Ausbreitungsverluste in Nd:YAG-Keramik-Wellenleitern [Tor08] und damit teilweise um ein Vielfaches geringer als die Ausbreitungsverluste sonstiger kristalliner fs-geschriebener Wellenleiter (siehe Abschnitt 6.4). Eine weitere Reduzierung der Ausbreitungsverluste könnte durch Optimierung der Schreibparameter, insbesondere der verwendeten Pulslänge und Fokussierung, erreicht werden. Zusätzlich ist es sinnvoll, die Bildung von Rissen während des Schreibprozesses genauer zu untersuchen. Kann das Auftreten der Risse verhindert werden, ohne dabei die ausgeübten Spannungen zu verringern, könnte dies eine weitere Reduzierung der Ausbreitungsverluste mit sich bringen. Des Weiteren sollten die Verluste bei einem Spurabstand etwa 25  $\mu\text{m}$  mit Hilfe der Cutback-Methode bestimmt

## 6 Wellenleitung

werden. Sinnvoll ist es in diesem Zusammenhang neben der Wellenlänge der Laseremission eines Nd:YAG-Laser von 1064 nm auch die Ausbreitungsverluste bei der Pumpwellenlänge von 808 nm an einem undotierten YAG-Kristall zu bestimmen. Auch müsste ermittelt werden, ob die Wellenleiter bei einer Wellenlänge von 808 nm höhere Moden führen können. Entsprechende Messungen sollten zusätzlich auch für die Yb:YAG relevanten Wellenlängen von 941 nm und 1030 nm durchgeführt werden.

Die maximale Brechungsindexänderung der Doppelspurwellenleiter beträgt  $1,3 \cdot 10^{-3}$  und setzte sich aus einer Brechungsindexverringerung am Ort der geschriebenen Spur von  $-1 \cdot 10^{-3}$  und einer Brechungsindexerhöhung im Zentrum der Doppelspur von  $3 \cdot 10^{-4}$  zusammen. Die Brechungsindexänderung liegt somit in der gleichen Größenordnung wie die sonst typischerweise bei Gläsern und kristallinen Wellenleitern erzeugten Änderungen.

## 7 Selektives Ätzen der modifizierten Bereiche

Die in Abschnitt 5 beschriebenen Mikroskopaufnahmen und die Problematik der Endflächenpolitur (siehe Abschnitt 5.5) zeigten, dass die Spuren aus einem anisotropen und inhomogen verteilten Material bestanden, das eine andere Härte als kristalliner YAG aufwies und mechanische Spannungen im umliegenden kristallinen Material verursachte. Die beobachtete Wellenleitung im Umfeld der Einzelspuren und im Zentrum der Doppelspuren wurde in Abschnitt 6 auf eine spannungsinduzierte Änderung des Brechungsindex zurückgeführt. Um weitere Einblicke in die Art der Materialmodifikation zu erhalten und gleichzeitig den Wellenleitungsmechanismus zu bestätigen, wurden Ätzexperimente durchgeführt. Diesem Ansatz liegt die Beobachtung zu Grunde, dass kristallines Material in der Regel schlechtere Ätzraten als amorphes Material aufweist. So wurde in [Nun97] gezeigt, dass amorpher Nd:YAG eine bis zu 500-fach höhere Ätzrate als kristalliner Nd:YAG besitzt, wenn er mit Phosphorsäure bei 40°C behandelt wird. Dieses selektive Ätzverhalten ist nicht einzig auf YAG beschränkt. So existiert z.B. ein ähnlicher Unterschied der Ätzraten zwischen unmodifiziertem Quarzglas und Quarzglas, das mit fs-Laserpulsen strukturiert wurde. Im Gegensatz zu YAG erfolgte hierbei der Ätzprozess mit Flussäure [Mar01].

Unter der Voraussetzung, dass die Ätzraten von strukturiertem und unstrukturiertem YAG unterschiedlich sind, eröffnet die Kombination aus fs-Mikrostrukturierung und anschließendem Ätzen die Möglichkeit interessanter Anwendungen im Bereich der Herstellung photonischer Kristalle oder der Erzeugung von Mikrokanälen zum Beispiel zum Flüssigkeitstransport.

### 7.1 Untersuchung der Spurendfläche mit dem AFM

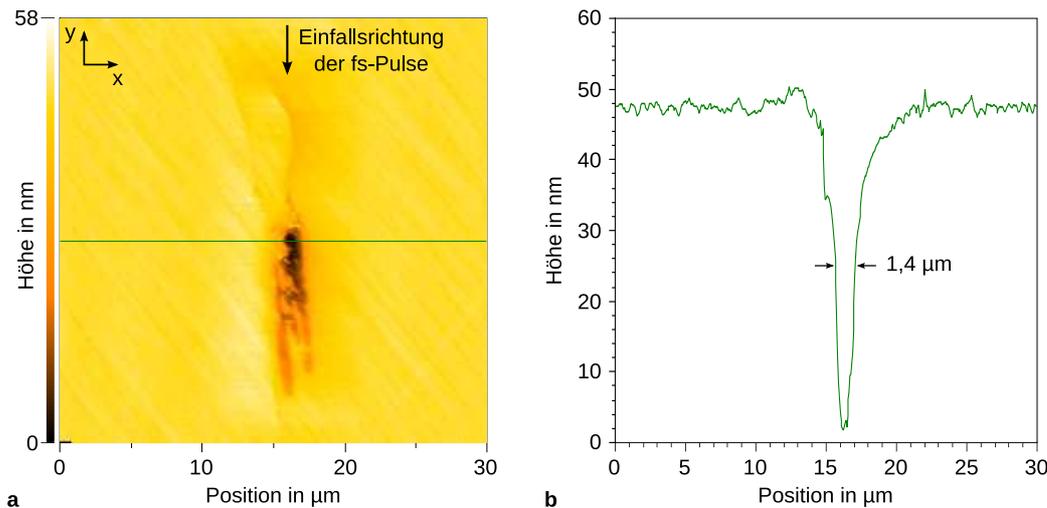
Die DIC-Mikroskopaufnahmen der Kristallendflächen zeigten, dass nach der Politur das Ende der Spuren als Vertiefung oder Erhöhung der Oberfläche vorlag (siehe Abschnitt 5.2). Um welche der beiden Möglichkeiten es sich dabei handelte, konnte mit dem verwendeten Mikroskop nicht festgestellt werden. Dies ist aber von Interesse, da so geklärt werden kann, ob das modifizierte Material weicher oder härter als kristallines YAG ist.

Um dies zu klären, wurden Oberflächenuntersuchungen mit einem Rasterkraftmikroskop<sup>1</sup> (ZP-100-02, Digital Instruments/Veeco) an Einzel- und Doppelspuren in undotiertem YAG durchgeführt. Die für die Strukturierung verwendeten Pulsenergien betragen 1  $\mu\text{J}$ , 2  $\mu\text{J}$  und 3  $\mu\text{J}$ . Die Aufnahme der Oberflächenmorphologie der Endfläche (xy-Ebene, Achsenbezeichnung siehe Abschnitt 4.2) des Kristalls wurde im Kontakt-Modus mit einer Siliziumnitrid-Spitze angefertigt. Vor der Messung wurde die Kristalloberfläche geläppt und mechanisch poliert (siehe Abschnitt 4.2).

---

<sup>1</sup>engl.: Atomic Force Microscope (AFM)

## 7 Selektives Ätzen der modifizierten Bereiche



**Abbildung 7.1:** AFM-Aufnahme des Spurquerschnitts einer Einzelspur in undotiertem YAG, geschrieben mit einer Pulsenergie von  $2 \mu\text{J}$  (a); Höhenprofil entlang der in (a) eingezeichneten Linie (b)

In Abbildung 7.1(a) ist beispielhaft die AFM-Aufnahme des Querschnitts einer Einzelspur dargestellt. Die Spur wurde mit einer Pulsenergie von  $1 \mu\text{J}$  geschrieben. In diesem Bild ist das Zentrum der Spur als Vertiefung zu erkennen. Die Abmessungen betragen etwa  $13 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ . Die Vertiefung hatte insbesondere im unteren Bereich eine sehr ungleichmäßige Form. Ausgehend vom oberen Teil der Spur sind zwei Risse mit einer Länge von jeweils etwa  $15 \mu\text{m}$  zu sehen. Diese Stelle des Spurquerschnitts stellte auch gleichzeitig die tiefste Stelle in der AFM-Aufnahme dar. Wie anhand des Höhenprofils in Abbildung 7.1(b) zu sehen ist, betrug die Tiefe  $46 \text{ nm}$  bei einer Breite<sup>2</sup> von  $1,4 \mu\text{m}$ .

Die hier gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass das modifizierte Material der Spuren durch die Politur leichter abgetragen wurde und somit eine geringere Härte als kristallines YAG besaß.

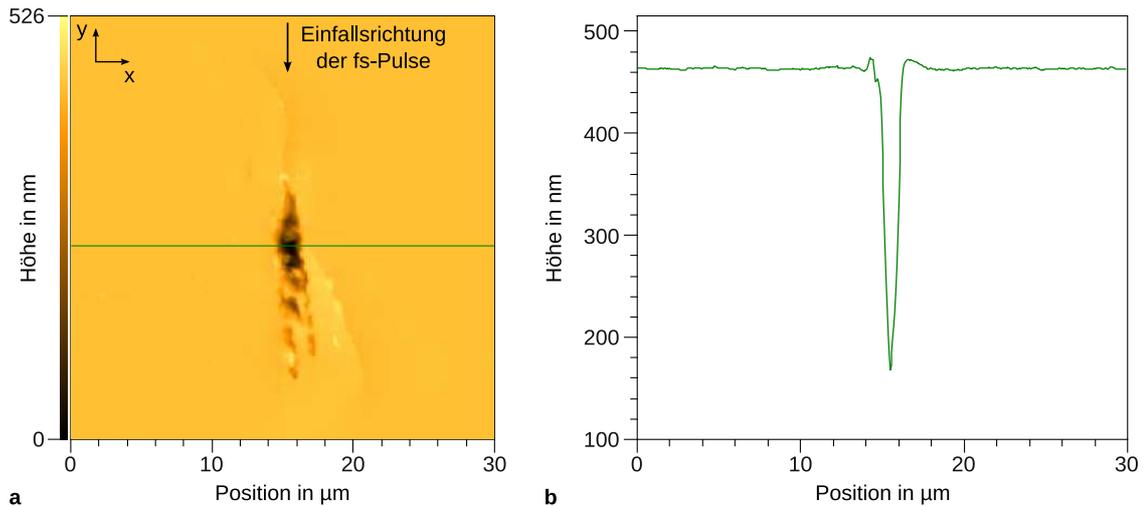
## 7.2 Selektives Ätzen

Um das Ätzverhalten der Oberfläche und der Spuren bestimmen zu können, wurde der Kristall mit 85% konzentrierter Orthophosphorsäure<sup>3</sup> bei einer Temperatur von  $50^\circ\text{C}$  geätzt. Der Ätzprozess wurde regelmäßig unterbrochen, der Kristall mit Wasser gesäubert und die Äztiefe mit Hilfe eines Mikroskops bestimmt. Anschließend wurde der Ätzvorgang fortgesetzt. In Abbildung 7.2 ist die AFM-Aufnahme des Querschnitts derselben Spur wie in Abbildung 7.1 nach 40 minütigem Ätzen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Oberfläche des Kristalls bis auf einen zusätzlichen Riss auf der rechten Seite der Spur keine weiteren Anzeichen einer Zerstörung durch den Ätzprozess zeigte. Die Äztiefe betrug etwa  $300 \text{ nm}$ . Die etwa  $10 \text{ nm}$  hohen Erhebungen links und rechts von der Vertiefung in Abbildung 7.2(b) können auf ein Überschwingen der AFM-Spitze zurückgeführt werden und spiegeln dementsprechend nicht die Oberflächenmorphologie wieder.

Eine Hellfeld-Mikroskopaufnahme einer 140 h lang geätzten Spur in undotiertem YAG, die

<sup>2</sup>FWHM

<sup>3</sup> $\text{H}_3\text{PO}_4$

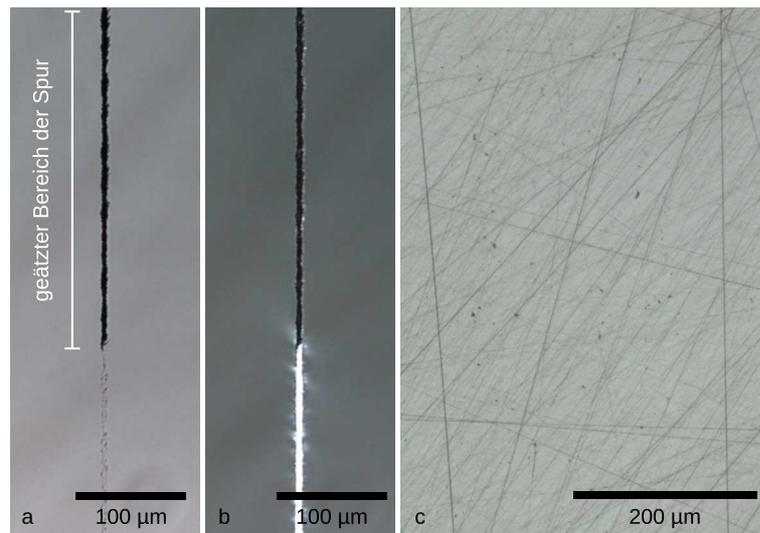


**Abbildung 7.2:** AFM-Aufnahme des Querschnitts der Spur aus Abbildung 7.1 nach 40 min Ätzen (a) und das Höhenprofil entlang der in (a) eingezeichneten Linie (b)

mit einer Pulsenergie von  $1 \mu\text{J}$  geschrieben wurde, ist in Abbildung 7.3(a) dargestellt. Die Ätzrichtung verlief vom oberen Teil des Bildes nach unten. Der obere schwarz erscheinende Teil der Spur wurde bereits herausgeätzt. Das direkt an die Spur angrenzende kristalline Material wurde kaum abgetragen. Erst ab Ätzdauern von über 140 h konnte beobachtet werden, dass insbesondere der Teil der Spur, der sich in der Nähe der Endfläche befand, einen vergrößerten Querschnitt aufwies. Die gleiche Spur im Polarisationskontrast betrachtet, ist in Abbildung 7.3(b) gezeigt. Der ungeätzte Teil der Spur zeigte die bereits beschriebene Doppelbrechung, wohingegen der geätzte Teil keine Doppelbrechung aufwies. Neben dem Abtrag der Spur konnte nach einer Ätzdauer von etwa 140 h erste Zerstörungen der Kristalloberfläche in Form von Kratzern beobachtet werden (siehe Abbildung 7.3(c)). Die Vorstufe dieser Kratzern sind Mikrorisse, die während des mechanischen Polierens nahe der Oberfläche erzeugt wurden und mit dem Lichtmikroskop nicht aufgelöst werden konnten. Durch den Ätzprozess werden diese Risse vergrößert und damit sichtbar [Ger01]. Allerdings blieb selbst nach 300 h die Oberfläche weitestgehend transparent.

Die erzielte Äztiefe in Abhängigkeit von der Ätzdauer ist in Abbildung 7.4 aufgetragen. Nach einer Säureeinwirkung von 330 h wurden Äztiefen von  $630 \mu\text{m}$  bis  $700 \mu\text{m}$  erzielt. Mit steigender Äztiefe nahm die Ätzgeschwindigkeit ab. Während der ersten 19 h betrug die Ätzrate bis zu  $5 \mu\text{m/h}$  und verringerte sich auf etwa  $1 \mu\text{m/h}$  nach 300 h. Die Ursache hierfür liegt im geringen Querschnitt bei gleichzeitig zunehmender Länge der Spuren begründet. Je tiefer die Spuren geätzt wurden, desto langsamer vollzog sich der Austausch zwischen der gesättigten Säure an der Ätzfront und der reinen Säure außerhalb des Kristalls.

Eine Aussage über die Abhängigkeit der Ätzrate von der Pulsenergie kann aus den vorliegenden Daten nur eingeschränkt abgeleitet werden, da die Ätzrate zweier aufeinander folgender Messpunkte stark schwankte. Tendenziell stieg die Ätzrate mit steigender Pulsenergie. Dies kann in erster Linie darauf zurückgeführt werden, dass sich mit steigender Pulsenergie der Spurdurchmesser vergrößerte und somit der Materialaustausch verbessert wurde.

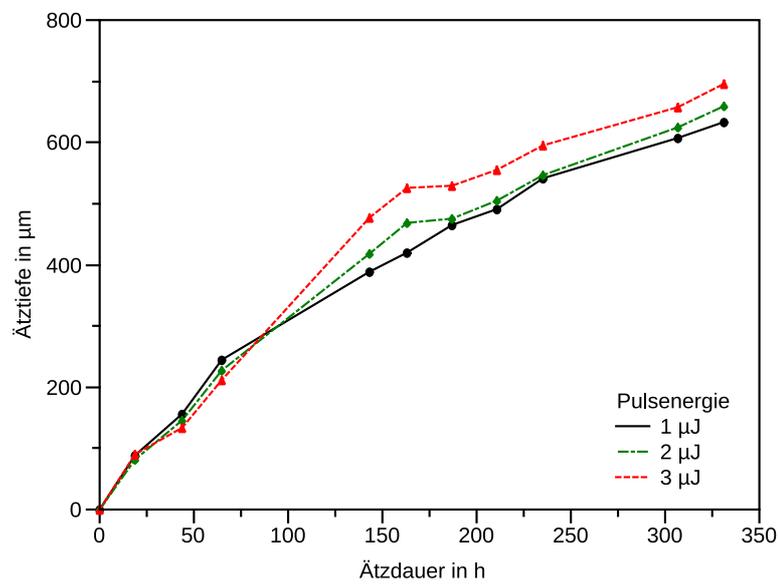


**Abbildung 7.3:** Mikroskopaufnahmen einer Spur, geschrieben mit einer Pulsenergie von  $1 \mu\text{J}$  nach 140 h Ätzen (a); die gleiche Spur im Polarisationskontrast (b); Schäden der Kristalloberfläche nach 140 h Ätzen (c)

### 7.3 Auswirkung des Ätzprozesses auf die Wellenleitung

Um zu überprüfen, ob die Spuren tatsächlich die Ursache für die mechanischen Spannungen waren, wurde der für die Ätzexperimente genutzte Kristall auf eine Länge von etwa 3 mm verkürzt und die Spuren komplett herausgeätzt. Mit Hilfe von Polarisationskontrastaufnahmen wurde dieser Kristall auf Doppelbrechung in der Umgebung der Spuren untersucht. Hierbei zeigte sich, dass es im Gegensatz zu den in Abschnitt 5.4 diskutierten Polarisationskontrastaufnahmen zu keiner Polarisationsänderung in der Umgebung der Spuren kam. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die mechanischen Spannungen durch die Spuren erzeugt wurden und mit dem Entfernen des modifizierten Materials relaxiert sind. Mit dem Wegfall der spannungsinduzierten Doppelbrechung konnte weder bei Einzel- noch bei Doppelspuren Wellenleitung beobachtet werden. Dies bestätigt die Vermutung, dass die Wellenleitung durch eine spannungsinduzierte Änderung des Brechungsindex hervorgerufen wurde.

### 7.3 Auswirkung des Ätzprozesses auf die Wellenleitung



**Abbildung 7.4:** Entwicklung der Ätztiefe der Spuren in Abhängigkeit von der Pulsenergie

## *7 Selektives Ätzen der modifizierten Bereiche*

# 8 Modell zur Materialmodifikation und Wellenleitung

Die in den vorangegangenen Abschnitten erzielten Erkenntnisse ermöglichen es nun, Rückschlüsse auf die Art der Materialmodifikation abzuleiten und somit ein mögliches Modell des zugrunde liegenden Wellenleitungsmechanismus aufzustellen. Bevor das Modell vorgestellt wird, werden zur besseren Übersicht die wichtigsten Ergebnisse kurz zusammengefasst:

- Die Spuren bestehen aus einer inhomogenen und anisotropen Materialmodifikation (Kapitel 5).
- Die Materialmodifikation ist weicher als YAG (Kapitel 7).
- Die Materialmodifikation hat eine höhere Ätzrate als kristallines YAG (Kapitel 7).
- Die geschriebenen Spuren erzeugen mechanische Spannungen im umliegenden Material (Kapitel 5).
- Wellenleitung ist in der Umgebung der Spuren und im Zentrum der Doppelspuren möglich (Abschnitt 6.5). Allerdings wird nur parallel zur y-Achse polarisiertes Licht geführt (Abschnitt 6.6).
- Wellenleitung ist nur bei gleichzeitigem Auftreten spannungsinduzierter Doppelbrechung möglich (Kapitel 7).

## Art der Materialmodifikation

Ausgehend von den bisher gewonnenen Erkenntnissen kann nun folgende Modellvorstellung zur Art der Materialmodifikation aufgestellt werden:

Durch die Einstrahlung der fs-Laserpulse kommt es im Fokus zu einer Erwärmung des Materials. Die eingestrahlte Energie reicht hierbei aus, um das Material zu schmelzen. Nach dem Ende des Pulses kühlt das geschmolzene Material ab und kristallisiert möglicherweise in einer polykristallinen YAG-Struktur. Da davon auszugehen ist, dass die Kristallisation sehr schnell und unkontrolliert abläuft, sollte das erstarrte Material relativ inhomogen sein und zusätzlich viele Gitterdefekte enthalten.

Diese Vorstellung wird dadurch gestützt, dass die experimentell beobachtete geringe Härte des Materials mit der Polykristallinität und dem Auftreten der Gitterdefekte erklärt werden kann. Auch die unterschiedlichen Ätzraten lassen sich auf die Gitterdefekte zurückführen [Nun97].

### **Mechanismus der Brechungsindexänderung**

Die soeben beschriebene Materialmodifikation erlaubt es nun, Rückschlüsse auf den Mechanismus der Brechungsindexänderung abzuleiten. Da das modifizierte Material viele Gitterdefekte aufweist, kommt es zu einer Ausdehnung des Gitters [Bal67]. Dies hat zur Folge, dass das modifizierte Material einen hohen Druck auf das umliegende unmodifizierte Material ausübt, und gleichzeitig selber unter hohem Druck steht. Der hohe Druck und die dadurch induzierten mechanischen Spannungen innerhalb des modifizierten Materials führen zu der experimentell beobachteten optischen Anisotropie der geschriebenen Spuren. Der durch die Spuren ausgeübte Druck auf das umliegende kristalline Material führt dort ebenfalls zu mechanischen Spannungen, die wiederum Brechungsindexänderungen nach Gleichung 2.14 erzeugen. Somit wird der optisch isotrope YAG-Kristall anisotrop und erklärt damit die in den Polarisationskontrastaufnahmen beobachtete Doppelbrechung. Einhergehend mit der Doppelbrechung existieren ein ordentlicher und ein außerordentlicher Brechungsindex. Einzig der Brechungsindexverlauf des außerordentlichen Brechungsindex besitzt hierbei ein lokales Maximum. Somit kann, wie in den Wellenleitungsexperimenten beobachtet, nur parallel zu y-Achse polarisierte Licht geführt werden.

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Wellenleitung auf eine spannungsinduzierte Erhöhung des Brechungsindex zurückgeführt. Aufgrund des hohen Drucks, der durch die Spuren verursacht wird, kommt es in der Umgebung der Spuren zu einer Deformation des Kristallgitters. Eine Änderung des Kristallgitters führt seinerseits unmittelbar zu einer Änderung des Kristallfelds. Zwar werden die Elektronen der 4f-Schale des Nd-Ions in YAG sehr effektiv durch die äußeren acht Elektronen ( $5s^2$  und  $5p^6$ ) vor dem Kristallfeld abgeschirmt, nichtsdestotrotz beeinflusst die verbleibende schwache Änderung des Kristallfelds die Übergänge innerhalb dieser Schale. Abhängig von der Höhe des Drucks, der durch die Spuren ausgeübt wird, kann dies zu messbaren Änderungen der spektroskopischen Eigenschaften des Kristalls zwischen den Spuren führen.

Im folgenden Abschnitt wird kurz der theoretische Zusammenhang zwischen Druck, der damit einhergehenden Kristallfeldänderung und der Auswirkung auf die Übergänge des Nd-Ions erläutert. Anschließend werden mit Hilfe der Fluoreszenzmikroskopie erste Aussagen über Änderungen der Emission im Wellenlängenbereich um 1064 nm des Nd:YAG-Kristalls gemacht. Um detaillierte Aussagen über mögliche Spannungen im zentralen Bereich der Doppelspuren treffen zu können, wurden Fluoreszenzspektren ortsaufgelöst aufgenommen.

Zusätzlich war es mit diesem experimentellen Aufbau möglich, ortsaufgelöste Lebensdauer-messungen durchzuführen. Diese geben zwar keine weiteren Hinweise auf den durch die Spuren ausgeübten Druck, lassen aber wichtige Schlussfolgerungen auf mögliche Einschränkungen des Laserbetriebs der Kanalwellenleiterlaser in den strukturierten Nd:YAG-Kristallen zu.

### 9.1 Das Kristallgitter unter dem Einfluss hydrostatischen Drucks

Bevor die Auswirkungen des Drucks auf die Fluoreszenzspektren eines Nd-YAG-Kristall diskutiert werden können, ist es nötig, die elektronischen Übergänge des freien Ion zu betrachten. Anschließend wird das Ion innerhalb des Kristalls betrachtet und die Abhängigkeit der elektronischen Übergänge vom Druck diskutiert. Zum Abschluss wird ein Überblick über bereits durchgeführte Druckexperimente an Nd:YAG gegeben.

#### 9.1.1 Das freie Ion

Die quantenmechanische Bestimmung der energetischen Verhältnisse innerhalb eines Ions erfolgt durch die Aufstellung des Hamilton-Operators und anschließendem Lösen der Schrödingergleichung. Im Fall des freien Ions hat der Hamilton-Operator in seiner allgemeinsten Schreibweise unter der Annahme eines ortsfesten Atomkerns mit der Kernladungszahl  $Z$  die

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie

Form

$$H = \sum_{i=1}^N \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{r_i}^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} \right) + \sum_{i<j=1}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}}. \quad (9.1)$$

Der erste Term des Hamilton-Operators beschreibt die kinetische Energie der  $N$  Elektronen des Atoms mit der Elementarladung  $e$  und der Masse  $m$ . Die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kern wird durch den zweiten Term berücksichtigt. Hierbei ist  $r_i$  der Abstand des  $i$ -ten Elektrons vom Kern. Der letzte Term beschreibt die Abstoßung zwischen den Elektronen  $i$  und  $j$ , die den Abstand  $r_{ij}$  zueinander haben. Da die Schrödingergleichung in dieser Form nicht lösbar ist, wird die sogenannte Zentralfeldnäherung eingeführt. Hierbei wird die potentielle Energie der Elektronen im Feld des Kerns durch ein kugelsymmetrisches effektives Zentralfeldpotential  $V(\vec{r}_i)$  genähert. Zusätzlich wird die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen untereinander vernachlässigt. Der Hamilton-Operator ergibt sich mit dieser Näherung zu

$$H_0 = \sum_{i=1}^N \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{r_i}^2 + V(\vec{r}_i) \right]. \quad (9.2)$$

Dank der Vereinfachung durch die Zentralfeldnäherung ist die Schrödingergleichung

$$H_0 \Psi_0 = E_0 \Psi_0 \quad (9.3)$$

nun lösbar. Die Lösung stellt ein Produkt aus Ein-Elektronen-Wellenfunktionen

$$\Psi_0 = \prod_{i=0}^N |n_i l_i m_l m_s\rangle \quad (9.4)$$

dar. Die Energieeigenwerte der Wellenfunktionen  $|n_i l_i m_l m_s\rangle$  hängen einzig von der Hauptquantenzahl  $n_i$  und der Bahndrehimpulsquantenzahl  $l_i$  ab. Da ein kugelsymmetrisches Potenzial für die hier gemachte Näherung angenommen wurde, sind  $n_i$  und  $l_i$  bezüglich der magnetischen Quantenzahl  $m_l$  und der Spinquantenzahl  $m_s$  entartet.

Die in der Zentralfeldnäherung vernachlässigte Coulomb-Wechselwirkung wird nun nachträglich im Rahmen der Störungsrechnung als Störterm dem Hamilton-Operator hinzugefügt. Dieser Störterm hat die Form

$$H_{EE} = \sum_{i<j=1}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}} - \sum_{i=1}^N \left[ -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} + V(\vec{r}_i) \right]. \quad (9.5)$$

Zusätzlich muss auch die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Der entsprechende Störoperator ergibt sich zu

$$H_{SB} = - \sum_{i=0}^N \frac{1}{2m^2 c^2 r_i} \cdot \frac{dV(r_i)}{dr_i} \cdot (\vec{l}_i \cdot \vec{s}_i), \quad (9.6)$$

wobei  $\vec{l}_i$  der Bahndrehimpuls und  $\vec{s}_i$  der Spindrehimpuls des jeweiligen Elektrons ist. Der Hamilton-Operator des Gesamtsystems ergibt sich dann zu

$$H = H_0 + H_{EE} + H_{SB}. \quad (9.7)$$

Abhängig von der Stärke der Störterme  $H_{EE}$  und  $H_{SB}$  können drei Fälle unterschieden werden:

1. Bei schweren Elementen liegt die sogenannte jj-Kopplung vor. Sie ist dadurch gekennzeichnet, dass  $H_{SB}$  der dominierende Operator ist. Hierbei koppeln zunächst die einzelnen Bahndrehimpulse und Spindrehimpulse gemäß  $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ . Der Gesamtdrehimpuls ergibt sich dann zu  $\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i$ .
2. Bei leichten Elementen ist hingegen  $H_{EE}$  der bestimmende Operator und es kommt zur sogenannten Russel-Saunders- oder auch LS-Kopplung. Hierbei koppeln die Bahn- und Spindrehimpulse zu  $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$  und  $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$ . Der Gesamtdrehimpuls beträgt  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ .
3. Von einer intermediären Kopplung spricht man, wenn die Störterme  $H_{SB}$  und  $H_{EE}$  etwa gleich groß sind. Dies trifft für die mittelschweren Elemente und damit für die Seltenen Erden zu. Die Kopplung wird hier durch eine Linearkombination der LS-Zustände mit dem Gesamtdrehimpuls  $J$  beschrieben. Der Zustand des Ions wird durch die Nomenklatur  $^{2S+1}L_J$  beschrieben.

### 9.1.2 Das Ion im Kristallfeld

Im Gegensatz zum freien Ion kommt es bei einem Ion, das in eine Kristallmatrix eingebettet ist, zu einer Wechselwirkung der Elektronen des Ions mit dem elektromagnetischen Feld der umliegenden Liganden. Im Fall der Seltenen Erden ist die Wechselwirkung mit diesem sogenannten Kristallfeld sehr gering ausgeprägt, da die Elektronen der 4f-Schale durch die äußeren Elektronen der 5s- und 5p-Schale gut abgeschirmt sind. Somit kann auch dieser Einfluss im Rahmen der Störungsrechnung berücksichtigt werden. Der Hamilton-Operator muss hierfür um den zusätzlichen Störterm

$$H_{KF} = \sum_{k,q} B_{kq} C_q^{(k)} \quad (9.8)$$

erweitert werden.  $B_{kq}$  sind die Kristallfeldparameter, die die Eigenschaften des Kristallfelds beschreiben, und  $C_q^{(k)}$  sind Tensoroperatoren, deren Matrixelemente exakt berechnet werden können [Gsc03].

Verglichen mit einem freien Nd-Ion erfährt das Nd innerhalb des Kristallgitters durch das Kristallfeld eine Rotverschiebung der Energieniveaus. Dieses Verhalten wird nephelauxetischer Effekt genannt [Jør77]. Zusätzlich kommt es zur Stark-Aufspaltung der  $^{2S+1}L_J$  Energieniveaus durch Aufhebung der  $M_j$ -Entartung. Da Nd eine ungerade Anzahl Elektronen besitzt, wird jedes  $^{2S+1}L_J$ -Niveau in  $(2J+1)/2$  zweifach entartete Niveaus aufgespalten [Mes90]. So werden unter anderem das  $^4I_{11/2}$ -Niveau in sechs und das  $^4F_{3/2}$ -Niveau in zwei Starkniveaus getrennt.

Um den nephelauxetischen Effekt und die Stärke der Starkaufspaltung beschreiben zu können, ist es nötig, die Eigenschaften des Kristallfelds aus dem Aufbau des Kristallgitters abzuleiten. Besondere Bedeutung hat hierfür das Superpositionsmodell erlangt [New89, Gsc03, Bra01]. Ziel dieses Modells ist es, einen Zusammenhang zwischen den Kristallfeldparametern  $B_{kq}$  und den Bindungsabständen zwischen dem optisch aktiven Ion und dessen Nachbarionen herzustellen.

Das Kristallfeld ergibt sich nach dieser Theorie aus der Summe der Einzelbeiträge der Ionen im Kristall, wobei zur Vereinfachung nur die nächsten Nachbarn zum optisch aktiven Ion betrachtet werden. Die Beiträge dieser sogenannten Liganden zum Kristallfeld werden berücksichtigt, indem sie in die intrinsischen Kristallfeld-Parameter  $\bar{B}_k(R_L)$  und die Geometriefaktoren

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie

$K_{kq}(L)$  eingehen, wobei  $R_L$  die Bindungslänge zwischen optisch dem aktiven Ion und dem entsprechenden Liganden  $L$  ist.  $K_{kq}(L)$  hängt einzig von der Winkellage des optisch aktiven Ions zu den Liganden ab. Dieser Faktor kann präzise aus kristallographischen Daten bestimmt werden. Zur Vereinfachung der Berechnungen werden die Wechselwirkungen der Liganden untereinander in der Regel vernachlässigt.

Die Kristallfeldparameter ergeben sich letztendlich in der Ein-Elektronen-Näherung zu

$$B_{kq} = \sum_L \overline{B}_k(R_L) K_{kq}(L), \quad (9.9)$$

wobei die Summe über alle Liganden  $L$  gebildet wird.

Die intrinsischen Kristallfeldparameter sind abhängig von den Bindungsabständen des optisch aktiven Ions zu den Liganden gemäß der Form

$$\overline{B}_k(R) = \overline{B}_k(R_0) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{t_k}, \quad (9.10)$$

wobei  $R_0$  die Bindungslänge zum nächsten Nachbarn bei Normaldruck ist.  $\overline{B}_k(R_0)$  und der Exponent  $t_k$  müssen für jedes System experimentell bestimmt werden.

Wie aus den Gleichungen 9.9 und 9.10 ersichtlich wird, hängt das Kristallfeld stark von den Geometriefaktoren  $K_{kq}$  und von den Bindungslängen zwischen dem optisch aktiven Ion und den einzelnen Liganden ab. Kommt es zu einer Verringerung der Bindungslängen führt dies in der Regel zu einer weiteren Rotverschiebung aufgrund des nephelauxetischen Effekts [Gsc03]. Bleiben die Geometriefaktoren konstant und ändern sich nur die Bindungslängen, so nimmt zusätzlich auch die Starkaufspaltung zu [Pet01]. Zu einer Verringerung der Starkaufspaltung kann es kommen, wenn sich die Symmetrie des Systems und damit die Geometriefaktoren ändern [Bun98]. Die Kombination aus nephelauxetischen Effekt und Starkaufspaltung kann je nach Ausprägung der Effekte sowohl zu einer Rot- als auch zu einer Blauverschiebung der Übergänge zwischen zwei Multipletts im Vergleich zu einem Kristall bei Normaldruck führen [Hua97]. Die Stärke als auch die Richtung der Verschiebung der Emissionslinie kann für jeden einzelnen Übergang unterschiedlich sein.

### 9.1.3 Auswirkungen des Drucks

Die soeben gemachten Überlegungen können auch auf einen Kristall angewendet werden, auf den eine äußere mechanische Kraft ausgeübt wird. Der so erzeugte Druck führt zu einer Kompression des Kristallgitters. Dies hat zur Folge, dass die Bindungsabstände verringert werden. Zusätzlich kann es durch den Druck zu einer Änderung der Symmetrie kommen. Dies kann wie im Fall von  $\text{Pr}^{3+}:\text{LaOCl}$  direkt auf Eigenschaften des Kristallgitters unter hohem Druck zurückgeführt werden [Bun98] oder aber auch durch eine ungleichmäßige Druckverteilung hervorgerufen werden. Somit kommt es durch die Auswirkung des Drucks zu einer Verschiebung der Emissionslinien gegenüber dem ungestörten Fall.

Neben der bereits diskutierten Verschiebung der Emissionspeaks kann es im Falle von Materialien mit einem kubischen Kristallgitter, wie z. B. YAG, zusätzlich auch zu einer Linienverbreiterung kommen. Liegt zum Beispiel eine äußere mechanische Kraft nur entlang einer Richtung an, so wird das Kristallgitter nur in dieser Richtung gestaucht. Somit ändern sich die

Bindungslängen zwischen dem optisch aktiven Ion und seinen Liganden richtungsabhängig. Zusätzlich kommt es zu einer Änderung des Geometriefaktors. Die hiermit einhergehende Änderung des Kristallfelds führt zu Verschiebungen der Emissionslinien. Da dieser unter Druck stehende Kristall nun mehrere Kristallachsen aufweist, emittiert er das Licht abhängig von der Orientierung dessen E-Vektors bezüglich der Kristallachsen. Somit kann eine Emissionslinie je nach betrachteter Polarisationsrichtung eine unterschiedliche Verschiebung der Wellenlänge aufweisen. In einer unpolarisiert vorgenommenen Messung erhält man die Überlagerung beider Polarisationsrichtungen und somit einen verbreiterten Emissionspeak.

Eine inhomogene Druckverteilung kann aber auch messtechnisch bedingt zu einer Linienverbreiterung führen. Da Ionen an verschiedenen Orten unterschiedlich starke Änderungen des Kristallfelds sehen, tritt eine entsprechende ortsabhängige Variation der Verschiebung der Emissionslinien auf. In einem Experiment wird immer ein endlich großes Volumen spektroskopisch untersucht. Somit erhält man eine Überlagerung der Spektren der verschiedenen Ionenklassen innerhalb des vermessenen Volumens. Dies führt letztendlich zu einer inhomogenen Linienverbreiterung der untersuchten Emissionspeaks.

Vorhersagen über das Verhalten eines Kristalls unter hohem Druck ausgehend von den Eigenschaften bei Normaldruck können kaum getroffen werden. Zum einen sind die Stärke des nephelauxetischen Effekts und der Starkaufspaltung stark vom optisch aktiven Ion und vom Wirtsmaterial abhängig. Vergleiche zwischen ähnlichen Materialien sind deshalb kaum möglich. Andererseits kann auch das Superpositionsmodell einzig ausgehend von einem System bei Normaldruck keine Vorhersage machen, da die für dieses Modell benötigten Parameter nur aus Messungen bei unterschiedlichen Drücken gewonnen werden können. Dies hat insbesondere mit Blick auf die spektroskopischen, orts aufgelösten Untersuchungen an den in dieser Arbeit strukturierten Nd:YAG-Kristallen zu Folge, dass zwar aufgrund der bisher vorliegenden Daten eine Verschiebung der Emissionspeaks und eine Linienverbreiterung im Zentrum der Doppelspuren erwartet wird, aber keine Vorhersagen zur Stärke bzw. Richtung der Verschiebung gemacht werden können. Es ist sogar denkbar, dass die Effekte so schwach ausfallen, dass ein Nachweis aufgrund der zu geringen Messgenauigkeit nicht möglich ist.

### 9.1.4 Bisherige Untersuchungen zur Druckabhängigkeit von Nd:YAG

Für Nd:YAG stehen bisher nur wenige Daten zur Druckabhängigkeit der Emissionslinien zur Verfügung. So konnte von Kobaykov et al. gezeigt werden, dass bei diesem Material die Emissionslinien der Übergänge vom  ${}^4F_{3/2}$ - in das  ${}^4I_{9/2}$ -Multipllett eine druckabhängige Rotverschiebung der Wellenlänge aufweisen. So zeigte der Übergang  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{9/2}(Z_5)$  die höchste Rotverschiebung von 0,87 nm/GPa, während der  ${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(Z_2)$  Übergang nur um 0,008 nm/GPa verschoben war. Eine Erklärung für diese Verschiebungen in Bezug auf den nephelauxetischen Effekt und der Starkaufspaltung wurde nicht gegeben. [Kob06].

Im Gegensatz zu den Messungen von Kobaykov, die in einer Diamantpresse durchgeführt wurden, bestimmten Torchia et al. die Verschiebung der Emissionslinien in fs-strukturierten Nd:YAG-Keramiken. Die spektroskopischen Untersuchungen eines Spurpaarwellenleiters ergaben keine Veränderung der für den Laserbetrieb relevanten Emissionslinien der  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ -Übergänge [Tor08]. In einer späteren Arbeit diskutierten Ródenas et al. der selben Arbeitsgruppe die Spektroskopieergebnisse des selben Spurpaarwellenleiters anhand des  ${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow$

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie

$^4I_{9/2}(Z_5)$ -Übergangs [Ród09]. Sie konnten nachweisen, dass das Material im Zentrum der Doppelspuren eine durch Druck verursachte Rotverschiebung von etwa 0,3 nm zeigte. Zusätzlich beobachteten sie Blauverschiebungen in Regionen außerhalb des Zentrums von etwa 0,05 nm, die auf eine Expansion des Gitters zurückgeführt werden. Der  $^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow ^4I_{9/2}(Z_5)$ -Übergang des Materials, aus dem die geschriebene Spur besteht, war um etwa 1,5 nm verbreitert. Dies wird mit einer durch die Strukturierung einhergehenden Gitterfehlordnung interpretiert. Im Zentrum der Doppelspuren konnte eine Verbreiterung von 1,3 nm gemessen werden. Eine Erklärung für diesen Effekt wurde allerdings nicht geliefert. Ein möglicher Grund, weshalb bei den  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ -Übergängen kein Einfluss des Drucks beobachtet werden konnte, kann darin bestehen, dass diese Übergänge weniger sensitiv auf den Druck reagiert als die  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ -Übergänge. Dies hätte zur Folge, dass Änderungen im Spektrum zwar möglicherweise auftraten, aber aufgrund einer zu geringen Auflösung nicht nachgewiesen werden konnten. Eine Überprüfung, ob polarisationabhängige Effekte vorlagen, wurden nicht vorgenommen.

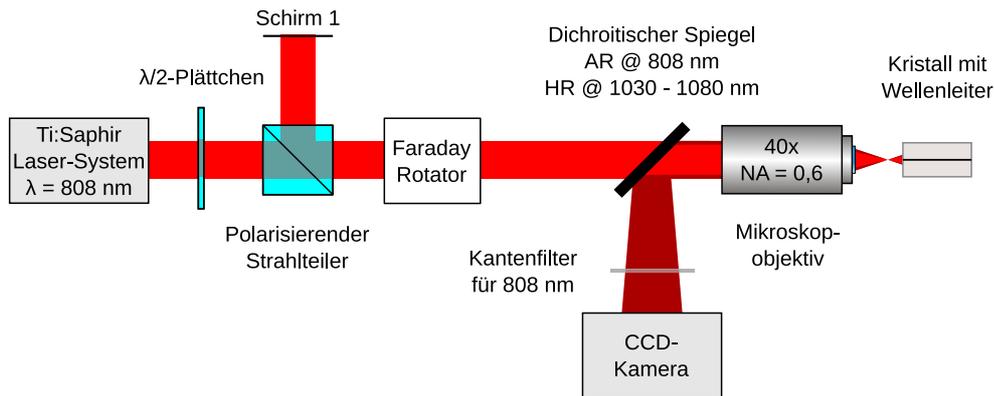
Bisher wurden keine spektroskopischen ortsaufgelöste Untersuchungen an fs-strukturierten Nd:YAG-Kristallen durchgeführt. Es können keine sicheren Aussagen getroffen werden, inwiefern die Ergebnisse der strukturierten Nd:YAG-Keramiken auf einen Kristall übertragen werden können. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit die spektroskopischen Eigenschaften strukturierter Nd:YAG-Kristalle ortsaufgelöst bestimmt. Die ersten Messungen wurden anhand der laserrelevanten  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ -Übergänge durchgeführt. Somit kann zum einen auf mögliche Spannungen innerhalb des Wellenleiters geschlossen werden. Andererseits könnten die Ergebnisse Erklärungen für einen möglicherweise eingeschränkten Laserbetrieb liefern.

## 9.2 Fluoreszenzmikroskopie

Die Fluoreszenzmikroskopie gestattet es, ein Fluoreszenzbild der Kristalloberfläche mit einer hohen Vergrößerung aufzunehmen. Hierzu wird die Probe mit einer geeigneten Lichtquelle angeregt und das Fluoreszenzlicht, welches von der Oberfläche ausgeht, abgebildet. Schwach fluoreszierende Bereiche der Oberfläche sind letztendlich als dunkle Strukturen in Bild zu erkennen, wohingegen stark fluoreszierende Regionen hell erscheinen. Somit können mit Hilfe von Fluoreszenzmikroskopieaufnahmen erste Aussagen über mögliche ortsabhängige Änderungen der Fluoreszenz im Bereich der Doppelspuren gemacht werden.

### Aufbau

In Abbildung 9.1 ist der experimentelle Aufbau zur Aufnahme von Fluoreszenzmikroskopiebildern dargestellt. Als Anregungsquelle diente ein Ti:Saphir-Lasersystem, welches im Dauerstrichbetrieb bei einer Wellenlänge von 808 nm arbeitete. Mit Hilfe eines  $\lambda/2$ -Plättchens und eines polarisierenden Strahlteilers wurde die Leistung des Lasersystems eingestellt. Rückreflexe von der Oberfläche des Kristalls wurden durch die Kombination aus Faraday-Rotator und polarisierendem Strahlteiler auf Schirm 1 abgebildet. Mit dem  $40\times$  Mikroskopobjektiv (technische Daten siehe Tabelle 4.1) wurde die Kristalloberfläche beleuchtet. Hierbei betrug die Pumpleistung  $150\mu\text{W}$ . Das von der Probe ausgehende Fluoreszenzlicht wurde mit dem  $40\times$  Mikroskopobjektiv auf den Sensor einer CCD-Kamera abgebildet. Die Trennung des Fluores-



**Abbildung 9.1:** Experimenteller Aufbau zur Aufnahme von Fluoreszenzbildern

zenzlichts von der Pumpstrahlung erfolgte über einen dichroitischen Spiegel, der hochtransmitierend bei der Pumpwellenlänge von 808 nm und hochreflektierend im Bereich von 1030 nm bis 1080 nm war. Zusätzlich wurde vor der CCD-Kamera ein Kantenfilter eingebracht, der die verbleibende Pumpstrahlung effektiv absorbierte. Das bei der verwendeten Pumpleistung emittierte Fluoreszenzlicht war intensiv genug, um den Dynamikbereich der Kamera voll auszunutzen. Die Eindringtiefe<sup>1</sup> der Pumpstrahlung beträgt etwa 100  $\mu\text{m}$ . Das Fluoreszenzlicht aus dem Volumen wurde zwar von der Kamera detektiert, da es allerdings nicht scharf auf den CCD-Sensor abgebildet wurde, stellt es in guter Näherung eine relativ homogene Untergrundbeleuchtung dar. Somit ist das erhaltene Bild tatsächlich eine Aufnahme der Oberfläche.

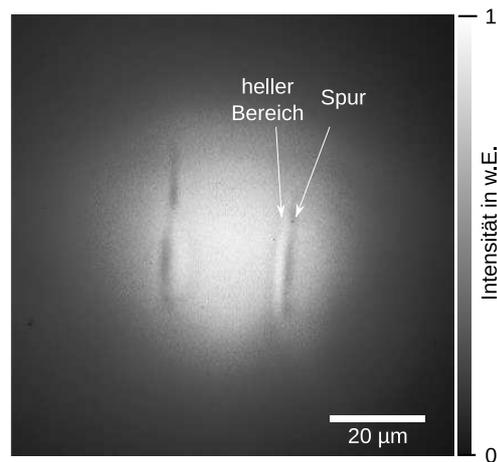
### Auswertung

In Abbildung 9.2 ist eine Fluoreszenzmikroskopieaufnahme der Kristalloberfläche am Ort einer Doppelspur mit 22  $\mu\text{m}$  Abstand in Nd:YAG dargestellt. Man kann erkennen, dass das Zentrum der Doppelspur stark im Wellenlängenbereich von 1030 nm bis 1080 nm fluoreszierte und diese Fluoreszenz zum Rand des beobachteten Bereichs hin abnimmt. Dies kam durch die inhomogene Anregung des relativ einfachen Beleuchtungsaufbaus zustande und ist kein Zeichen einer verstärkten Fluoreszenz im Zentrum der Doppelspuren.

Auffällig ist hingegen, dass innerhalb des Anregungsbereichs zwei etwa 30  $\mu\text{m}$  lange und etwa 4  $\mu\text{m}$  breite parallele dunkel erscheinende Strukturen sichtbar sind, die 22  $\mu\text{m}$  voneinander getrennt sind. Hierbei handelt es sich um die geschriebenen Spuren, von denen eine geringere Fluoreszenz als vom Rest des Kristalls ausging. Die hellen Strukturen auf der Innenseite der Spuren können auf Streuung von Fluoreszenzlicht an den Spuren zurückgeführt werden. Weitere Strukturen, die eine sichtbare Änderung der Fluoreszenzintensität aufwiesen, konnten innerhalb des angeregten Bereichs nicht beobachtet werden.

Eine mögliche Erklärung der geringen Fluoreszenz der Spuren besteht darin, dass wie in Abschnitt 7 beschrieben, die Spuren aus polykristallinem Nd:YAG bestehen. Dieses Material weist viele Defektzentren auf, die das emittierte Licht effektiv absorbieren können und die Energie nichtstrahlend abgeben. Ródenas et al. beobachteten ebenfalls eine Verringerung der Fluoreszenzintensität innerhalb der Spuren. Sie führten dies auf die Bildung von Defektzentren

<sup>1</sup>Abfall der Intensität auf 1/e



**Abbildung 9.2:** Fluoreszenzmikroskopieaufnahme einer Doppelspur in Nd:YAG mit 22 µm Abstand.

zurück [Ród09]. Es ist aber auch möglich, dass es sich bei den Spuren nur noch teilweise um Nd:YAG handelt und sich stattdessen viele weitere Phasen gebildet haben, die keine oder nur eine geringe Fluoreszenz im Bereich von 1050 nm bis 1080 nm aufweisen.

Im Zentrum der Doppelspur wurde, soweit es in dieser Aufnahme möglich ist, keine Veränderung der Fluoreszenzintensität beobachtet. Dies deutet darauf hin, dass durch die fs-Strukturierung keine Defektzentren am Ort des Wellenleiters gebildet wurden. Daher ist basierend auf dieser Messung keine Einschränkung des Laserbetriebs zu erwarten.

Eine mögliche Verbesserung der Fluoreszenzmikroskopie könnte darin bestehen, einen größeren Bereich der Oberfläche anzuregen, um einen Vergleich zwischen unmodifizierten Material und dem Material im Zentrum der Spuren durchführen zu können. Außerdem sollte der gesamte zu untersuchende Bereich gleichmäßig angeregt werden, um die Intensität des Fluoreszenzlichts direkt vergleichen zu können.

## 9.3 Fluoreszenzspektroskopie

Nachdem die Fluoreszenzmikroskopie erste Erkenntnisse über die Intensitätsverteilung der Fluoreszenz im Bereich von 1030 nm bis 1080 nm geliefert hat, wird im Folgenden das Fluoreszenzspektrum im Zentrum der Doppelspur und des Volumenkristalls sowohl unpolarisiert als auch polarisationsabhängig aufgenommen. Da aufgrund der beobachteten Doppelbrechung hohe Spannungen zwischen den Spuren vermutet werden, sollte laut Theorie ein Einfluss der Spannungen auf die Spektren zu sehen sein. Wie stark der Effekt ist und ob er mit der zur Verfügung stehenden Messgenauigkeit überhaupt beobachtbar ist, kann allerdings nicht vorhergesagt werden.

### 9.3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau zur Aufnahme ortsaufgelöster Fluoreszenzspektren ist in Abbildung 9.3 abgebildet. Der Aufbau ähnelt in weiten Teilen dem im vorherigen Abschnitt gezeigten.

Im Gegensatz zum Fluoreszenzmikroskopieaufbau wurde diesmal der Ti:Saphir-Laser mit

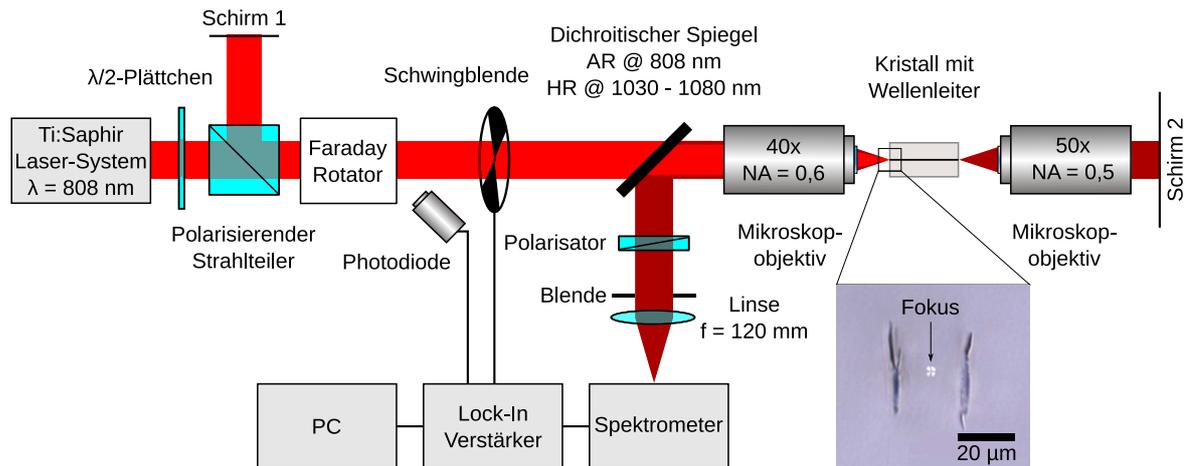


Abbildung 9.3: Versuchsaufbau zur ortsaufgelösten Bestimmung der Fluoreszenzspektren

dem 40× Mikroskopobjektiv auf die Oberfläche des Kristalls fokussiert. Mit Hilfe des auf Schirm 1 sichtbaren Rückreflexes war eine präzise Fokussierung auf die Oberfläche möglich. Das aus dem Bereich des Fokus innerhalb der NA des 40× Objektivs abgestrahlte Fluoreszenzlicht wurde durch das selbe Objektiv aufgesammelt und kollimiert. Die Trennung von Fluoreszenz- und Pumplicht erfolgte wieder über einen dichroitischen Spiegel. Mit einer Linse wurde das emittierte Licht auf den Eingangsspalt eines 1 m-Monochromators (SPEX 1000M) fokussiert und durch eine Siliziumdiode detektiert. Durch Verwendung eines Polarisators innerhalb des Fluoreszenzstrahlengangs konnten zusätzlich polarisationsabhängige Spektren aufgenommen werden. Durch den hier benutzten Aufbau wurde der Anteil des Fluoreszenzlichts, das von Bereichen außerhalb des Fokus sowohl in der Oberflächenebene als auch im Volumen des Kristalls ausgeht, gegenüber dem Fluoreszenzlicht aus dem Fokus stark unterdrückt. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhöhen, wurde die Lock-In-Technik angewendet. Hierzu wurde der Pumpstrahl durch eine rotierende Schwingblende periodisch unterbrochen und das Signal mit einem Lock-In-Verstärker verstärkt. Eine Photodiode wurde eingesetzt, um Leistungsschwankungen des Ti:Saphir-Lasers zu erkennen und die erhaltenen Spektren entsprechend korrigieren zu können.

Das durch den Kristall transmittierte Fluoreszenzlicht wurde mit dem Zeiss 50× Mikroskopobjektiv auf einen zweiten Schirm abgebildet, um so die Position des Fokus in der Oberflächenebene bestimmen zu können.

### Abmessung des Fokus

Für eine ortsaufgelöste Messung ist ein möglichst kleiner Fokus erstrebenswert. Da die gemessenen Spektren immer eine Mittlung über den gesamten angeregten Bereich darstellen. Wird dieser Bereich zu groß gewählt, ist es nur noch schwer möglich, genaue Aussagen treffen zu können. Der Wellenleiter besitzt einen Durchmesser von etwa 16 μm. Die gesamte Doppelspurstruktur ist etwa 22 μm × 30 μm groß. Um Aussagen über möglichen Druck im Wellenleiter treffen zu können, sollte daher der Fokus einen Durchmesser kleiner als 16 μm aufweisen.

Der angeregte Bereich der Kristalloberfläche wird allerdings nicht ausschließlich durch den Fokusdurchmesser bestimmt. Die Pumpleistung muss ebenfalls berücksichtigt werden. Unter

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie

der Annahme, dass der Fokus ein gaußförmiges Intensitätsprofil aufweist, wird auf die Oberfläche innerhalb des Fokusdurchmessers 87% der Pumpleistung eingestrahlt. Wird aufgrund einer zu hoch gewählten Pumpleistung die Sättigungsintensität [Sve98]

$$I_S = \frac{h\nu}{2\sigma\tau} \quad (9.11)$$

überschritten, so erhöht sich die Fluoreszenzintensität im Bereich des Fokusdurchmessers verglichen mit der Fluoreszenzintensität bei einer Pumpleistung, die der Sättigungsintensität entspricht, kaum noch. Dies stellt insofern ein Problem dar, da etwa 13% der Pumpleistung auf den Bereich außerhalb des Fokusdurchmessers entfällt. Somit wird mit steigender Pumpleistung der Anteil des Fluoreszenzlichts aus eben diesem Bereich größer. Dieser Effekt führt zu einer Vergrößerung des vermessenden Bereichs und damit zu einem höheren effektiven Fokusdurchmesser.

Zur Fokussierung des Ti:Saphir-Lasers wurde das 40× Mikroskopobjektiv verwendet, da dies einige Vorteile gegenüber anderen Objektiven bzw. Linsen bietet. Mit diesem Objektiv kann mit der Näherung nach Gleichung 4.1 mit einer abgeschätzten effektiven NA von 0,30 ein Fokusdurchmesser von etwa 2 µm erreicht werden, was für die ortsaufgelösten Messungen vollkommen ausreichend ist. Da das Objektiv eine relativ hohe NA von 0,6 besitzt, kann es Fluoreszenzlicht aus einem großen Raumbereich einsammeln. Zusätzlich ist es im Wellenlängenbereich von 800 nm bis 1500 nm AR-beschichtet und weist Transmissionsverluste<sup>2</sup> von weniger als 1% auf.

Um das angeregte Volumen und damit den Einfluss der Region außerhalb des Fokus möglichst klein zu halten, wurde eine Pumpleistung von 150 µW eingestrahlt. Dies entspricht etwa der Sättigungsintensität von 50 µW/µm<sup>2</sup> für einen Fokus mit gaußförmigem Intensitätsprofil mit 2 µm Durchmesser.

In der Realität wird der Fokus aufgrund einer nicht idealen Strahlqualität und Beugungseffekten an den optischen Bauteilen etwas größer als die abgeschätzten 2 µm ausfallen. Um einen exakten Wert der Fokusgröße zu erhalten, wurde dieser mit der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode nach Beendigung der Experimente bestimmt. Das so erhaltene Bild des Fokus wurde mit einer Mikroskopieaufnahme der Doppelspur kombiniert und ist in Abbildung 9.3 dargestellt. Der Fokus hatte einen Durchmesser von etwa 5 µm. Da der Ti:Saphir-Laser nicht in der Grundmode lief, weist der Fokus kein gaußförmiges Intensitätsprofil auf. Die einzigen sich daraus ergebenden Einschränkungen sind, dass das letztendlich detektierte Fluoreszenzsignal eine etwas geringere Intensität als im Falle eines gaußförmigen Fokus besitzt und die Sättigungsintensität nicht exakt berechnet werden kann. Trotzdem sollte die eingestrahlte Intensität in einem Bereich kleiner als die Sättigungsintensität gelegen haben.

### Messgenauigkeit

Die spektroskopische Auflösung der Messungen, eingestellt durch die Spaltbreite des Monochromators, betrug 0,1 nm und die Schrittweite, mit der das Spektrum erfasst wurde, 0,03 nm. Dies bedeutet, dass die minimal messbare Linienverbreiterung 0,1 nm beträgt und die zentrale Wellenlänge einer Emissionslinie auf 0,03 nm genau bestimmt werden kann. Linienverbrei-

---

<sup>2</sup>Einige der in dieser Arbeit benutzten Objektive haben zum Vergleich bei 1064 nm Verluste von über 50%.

terungen und Verschiebungen, die kleiner als diese Werte sind, sollten entsprechend höchstens als mögliches Indiz gesehen werden.

Sowohl der Volumenkristall als auch der zentrale Bereich zwischen den Doppelspuren wurde mehrmals vermessen. Die Messungen ergaben, dass die Intensität Schwankungen zwischen den einzelnen Messungen von etwa 10% aufwies. Somit wurde die Ungenauigkeit der Intensitätsbestimmung auf 10% festgelegt.

Die räumliche Auflösung wird durch die Fokusgröße bestimmt und beträgt etwa  $5\ \mu\text{m}$ . Die Oberfläche wurde nicht abgerastert, sondern die Spektren an zwei verschiedenen Stellen aufgenommen. Somit kann keine Schrittweite für die Ortsabhängigkeit der Messung angegeben werden.

### 9.3.2 Unpolarisierte Fluoreszenzspektroskopie

Die Fluoreszenzspektren wurden an zwei verschiedenen Stellen auf der Oberfläche des Nd:YAG-Kristalls aufgenommen. Zum einen im Zentrum einer Doppelspur mit  $22\ \mu\text{m}$  Abstand und zusätzlich weit abseits des strukturierten Bereichs, um mögliche Einflüsse der Spuren ausschließen zu können. Die gemessenen Spektren wurden hinsichtlich der Detektorempfindlichkeit sowie der spektralen Charakteristik des Versuchsaufbaus und des Monochromators korrigiert. Die Emissionswirkungsquerschnitte wurden nicht bestimmt, da nur eine qualitative Aussage über die Position und Linienbreite der Peaks gemacht werden soll.

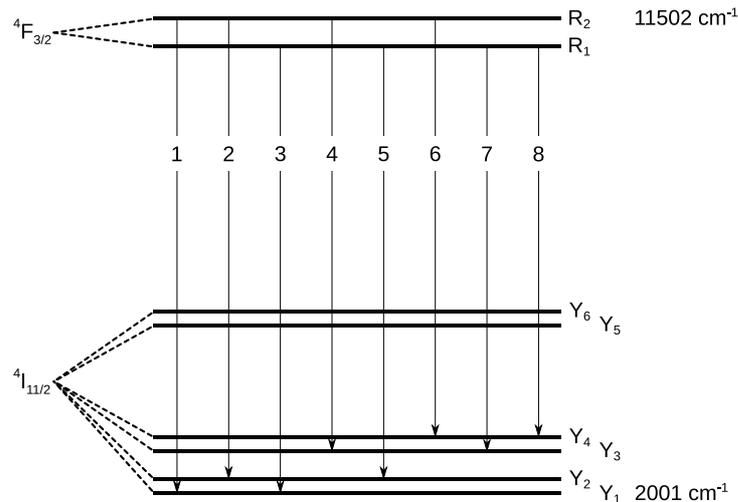
Aufnahmen von Spektren des Materials, aus dem die Spuren bestehen, war nicht möglich, da die Signalstärke des emittierten Lichts zu gering war. Dies bestätigt die Resultate der Fluoreszenzmikroskopie (siehe Abschnitt 9.2), wonach die Spuren weniger Licht als der restliche Bereich der Kristalloberfläche emittierten. Eine Erhöhung der Pumpleistung wurde nicht durchgeführt, da dann auch Bereiche außerhalb der Spur angeregt worden wären und somit das Messergebnis verfälscht hätten.

Um die folgende Diskussion der aufgenommenen Spektren zu vereinfachen, wurden die untersuchten Übergänge zwischen dem  ${}^4\text{F}_{3/2}$ - und dem  ${}^4\text{I}_{11/2}$ -Multipllett der Wellenlänge nach aufsteigend durchnummeriert (siehe Abbildung 9.4).

Bei Nd:YAG tritt in erster Linie eine homogene Linienverbreiterung auf [Sve98]. Dementsprechend sollten die Emissionspeaks einen lorentzförmigen Intensitätsverlauf aufweisen. Aus diesem Grund wurde die Lorentzfunktion an die Emissionslinien bis auf Peak 2, der durch seine geringe Intensität nicht ausgewertet werden konnte, an den spektralen Verlauf angepasst. Peak 4 und 5 wurden durch eine Zweifach-Lorentzfunktion angepasst. Es zeigte sich, dass bei der hier vorliegenden Auflösung auch eine Gaußfunktion ähnlich gut hätte angepasst werden können.

Das unpolarisierte Fluoreszenzspektrum im Spektralbereich von  $1050\ \text{nm}$  bis  $1080\ \text{nm}$  des unmodifizierten Bereichs sowie im Zentrum der Doppelspur ist in Abbildung 9.5(a) dargestellt. Die Emissionspeaks sind der in Abbildung 9.4 gezeigten Übergänge entsprechend durchnummeriert. Die beiden dargestellten Spektren wurden jeweils auf das Maximum der Emissionslinie 4 normiert. Man erkennt, dass das Spektrum des Volumenkristalls und das Spektrum der Doppelspur einige signifikante Unterschiede aufweisen. Auffällig ist, dass bei der hier gewählten Normierung die Peaks 1, 3 und 7 des Spektrums der Doppelspur eine deutlich geringere Intensität aufweisen als die entsprechenden Emissionslinien des Volumenkristalls. Die Abweichungen der Intensität betragen etwa 10%, womit dies innerhalb der Ungenauigkeit der Intensitätsbestimmung liegt. Somit kann nicht eindeutig geklärt werden, ob die Spannungen Auswirkungen

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie



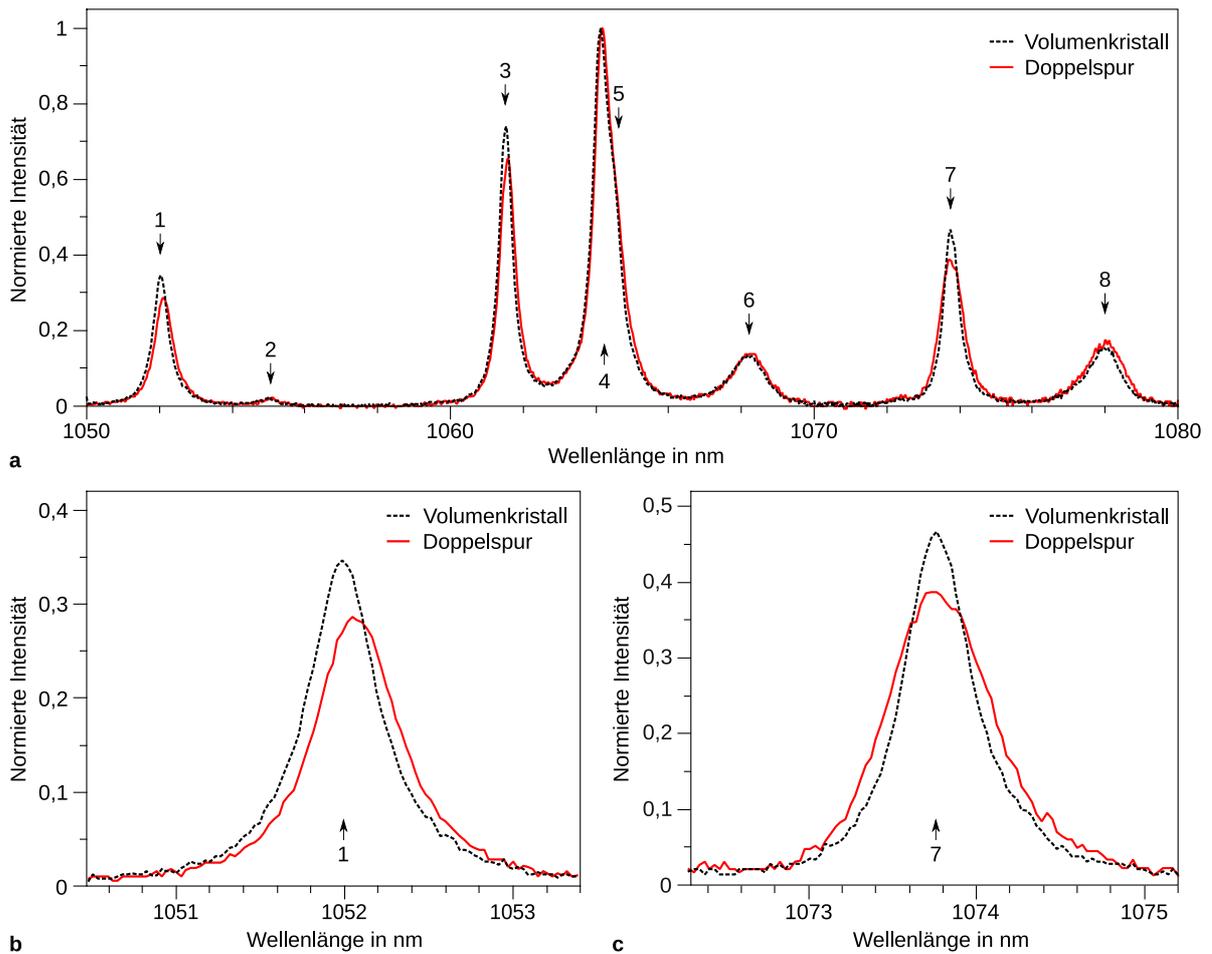
**Abbildung 9.4:** Nummerierung der in diesem Abschnitt betrachteten Übergänge zwischen dem  $^4F_{3/2}$ - und dem  $^4I_{11/2}$ -Multipllett in unmodifiziertem Nd:YAG [Kon64]

auf die Fluoreszenzintensität der Übergänge hatten.

Aussagekräftiger ist hingegen die Tatsache, dass alle Peaks bis auf Übergang 7 des Spektrums der Doppenspur gegenüber dem Spektrum des Volumenkristalls rotverschoben sind. Dies ist exemplarisch in Abbildung 9.5(b) anhand des Übergangs 1 dargestellt. Die Rotverschiebung beträgt hier etwa  $0,1 \text{ nm}$ . Die Peaks 3 bis 6 weisen eine Rotverschiebung von etwa  $0,05 \text{ nm}$  auf. Peak 7 ist hingegen nicht (siehe Abbildung 9.5(c)) und Peak 8 nur um  $0,03 \text{ nm}$  verschoben. Die zentrale Wellenlänge und die Verschiebung der einzelnen Emissionslinien ist in Tabelle 9.1 zusammengefasst.

Zusätzlich zur Rotverschiebung ist eine signifikante Linienverbreiterung der Emissionslinien 1, 3, 5, 7 und 8 zu sehen. In Abbildung 9.5(c) ist beispielhaft der Übergang 7 dargestellt. Die Linienverbreiterung beträgt hier  $0,22 \text{ nm}$  gegenüber dem entsprechenden Peak des Volumenkristalls. In Tabelle 9.2 sind die gemessenen Werte für die Linienverbreiterungen zusammengefasst.

Die hier gemessenen Rotverschiebungen und Linienverbreiterungen der untersuchten Übergänge fallen teilweise sehr gering aus und liegen damit nah an der Nachweisgrenze des verwendeten Versuchsaufbaus. Eine mögliche Fehlerquelle, die zu geringen Unterschieden zwischen den einzelnen Spektren führen kann, besteht darin, dass bei den unterschiedlichen Messungen durch experimentelle Ungenauigkeiten die Spektren bei unterschiedlichen Eintrittswinkeln in den Monochromator gemessen wurden. Allerdings hätte dies eine etwa gleich große Verschiebung aller Peaks zur Folge. Da dies nicht beobachtet werden konnte, kann diese Fehlerquelle ausgeschlossen werden. Somit liegt tatsächlich ein Einfluss des Drucks auf die Übergänge zwischen dem  $^4F_{3/2}$ - und dem  $^4I_{11/2}$ -Multipllett vor. Sowohl die Rotverschiebung als auch die Linienverbreiterung kann durch die im Theorieteil beschriebenen Effekte des Drucks auf das Kristallfeld erklärt werden. Wie hoch der Druck zwischen den Spuren ist und welchen Anteil der nephelauxetische Effekt bzw. die Starkaufspaltung haben, kann an dieser Stelle nicht bestimmt werden. Auch kann keine Aussage darüber getroffen werden, weshalb Peak 7 im Gegensatz zu allen anderen Übergängen keine Verschiebung aufweist oder weshalb die Emissionslinien der Übergänge 4 und 6 keine Linienverbreiterung zeigen.



**Abbildung 9.5:** Unpolarisiertes Fluoreszenzspektrum des Nd:YAG-Kristalls im Wellenlängenbereich von 1050 nm bis 1080 nm des unmodifizierten Kristalls und im Zentrum einer Doppelspur mit 22  $\mu\text{m}$  Abstand (a); Detailansicht der Emissionslinie des Übergangs 1 (b) und des Übergangs 7 (c)

### 9.3.3 Polarisationsabhängige Fluoreszenzspektroskopie

Wie im Theorieteil bereits diskutiert, kann die gemessene Linienverbreiterung durch eine inhomogene Druckverteilung und eine Überlagerung der Spektren verschiedener Klassen von Nd-Ionen erklärt werden. Der so erhaltene spektrale Intensitätsverlauf der verbreiterten Peaks sollte sich dann aus homogener und inhomogener Linienverbreiterung zusammensetzen und durch ein Voigt-Profil beschrieben werden können [Sve98]. Allerdings zeigte sich auch hier, dass die Auflösung des Spektrums nicht hoch genug ist, um dies überprüfen zu können.

Im Gegensatz zur Anpassung verschiedener theoretischer Intensitätsverläufe an die gemessenen Emissionspeaks können die Spektren polarisationsabhängig aufgenommen werden. So kann geklärt werden, ob die Linienverbreiterung durch die ebenfalls bereits beschriebenen Auswirkungen der Anisotropie des Kristallgitters erklärt werden kann. Entsprechende Messungen wurden durchgeführt, indem ein Polarisator in den Fluoreszenzstrahlengang eingebracht wurde, wodurch nur noch Licht polarisiert  $E_{||x}$  bzw.  $E_{||y}$  (Definition der Achsen siehe Abbildung 4.2) detektiert werden konnte. Zeigen die Spektren  $E_{||x}$  Unterschiede gegenüber den Spektren  $E_{||y}$ , so sollte die Überlagerung beider Spektren das unpolarisierte Spektrum ergeben und somit

Zentrale Wellenlänge $\lambda_z$ der Übergänge in nm							
Übergang	1	3	4	5	6	7	8
Kristall, unpol	1052,04	1061,52	1064,11	1064,50	1068,15	1073,77	1077,95
Doppelspur, unpol	1052,13	1061,57	1064,16	1064,55	1068,20	1073,78	1077,98
$\Delta\lambda_{z,unpol}$	0,09	0,05	0,05	0,05	0,05	0,01	0,03
Doppelspur, E  x	1052,10	1061,55	1064,14	1064,49	1068,19	1073,62	1078,04
Doppelspur, E  y	1052,12	1061,58	1064,15	1064,59	1068,20	1073,87	1077,88
$\Delta\lambda_{z,pol}$	0,02	0,03	0,01	0,1	0,01	0,25	0,16

**Tabelle 9.1:** Auflistung der Peak-Positionen der einzelnen Übergänge des unpolarisiert vermessenen Volumenkristalls und des Bereichs im Zentrum der Doppelspur unpolarisiert und polarisiert; sowie die daraus resultierende unpolarisierte Rotverschiebung  $\lambda_{z,unpol}$  der Übergänge des Bereichs zwischen den Doppelspuren gegenüber des Volumenkristalls; und der Unterschied  $\Delta\lambda_{z,pol}$  der Übergänge der Doppelspur in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung E||x und E||y

die Linienverbreiterung erklären. Werden hingegen keine polarisationsabhängigen Unterschiede festgestellt, wird es sich um eine inhomogene Linienverbreiterung aufgrund verschiedener Nd-Ionenklassen handeln. Diese polarisationabhängige Messmethode hatte allerdings den Nachteil, dass hierdurch über 50% des Signals verloren gingen und somit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verschlechtert wurde.

In Abbildung 9.6(a) ist beispielhaft die Emissionslinie des Übergangs 1 dargestellt, die im Zentrum der Doppelspur aufgenommen wurde. Die Polarisation wurde parallel zur x- bzw. y-Achse gewählt. Zum Vergleich ist zusätzlich das unpolarisierte, zwischen den Spuren gemessene Spektrum eingezeichnet. Man kann erkennen, dass sowohl die zentrale Wellenlänge als auch die Linienbreite innerhalb der Messgenauigkeit keine Unterschiede zeigten. Die Emissionslinien der Übergänge 4 und 6 zeigten ebenfalls keinerlei Polarisationabhängigkeiten.

Die Peaks 3, 5, 7 und 8 hingegen zeigen eine polarisationsabhängige Verschiebung der zentralen Wellenlänge. Der Unterschied der Wellenlänge zwischen E||x und E||y lag im Bereich von 0,03 nm für Peak 3 bis 0,25 nm für den Peak 7. Vergleicht man die polarisationsabhängige zentrale Wellenlänge dieser Übergänge mit der Wellenlänge der entsprechenden Peaks des unpolarisierten zwischen der Doppelspur aufgenommenen Spektrums, so waren die Emissionslinien E||x blauverschoben und die Emissionslinie E||y rotverschoben. Der Vergleich mit der Position der unpolarisiert aufgenommenen Übergänge des Volumenkristalls zeigt, dass alle Peaks sowohl in E||x als auch in E||y rotverschoben waren.

Zusätzlich zur Verschiebung konnte bei den Übergängen 7 und 8 eine leichte polarisationsabhängige Linienverbreiterung festgestellt werden. Die Breite der Emissionslinien unterscheidet sich zwischen E||x und E||y um 0,1 nm. Die Peaks 1 bis 6 zeigten hingegen keine polarisationsabhängige Verbreiterung.

Die Addition der Spektren E||x und E||y, aufgenommen zwischen der Doppelspur und anschließende Normierung, ergibt das unpolarisierte Spektrum der selben Region. Zur besseren Visualisierung dieser Zusammenhänge ist beispielhaft der Übergang 7 in Abbildung 9.6(b) dargestellt. Die Werte für die polarisationsabhängige Verschiebung und der polarisationsabhängigen Linienverbreiterung der einzelnen Übergänge sind in Tabelle 9.1 und 9.2 zusammengefasst.

Linienbreite $w$ der Übergänge in nm							
Übergang	1	3	4	5	6	7	8
Kristall, unpol	0,53	0,42	0,51	0,54	1,12	0,49	1,09
Doppelspur, unpol	0,62	0,52	0,52	0,67	1,16	0,71	1,3
$\Delta w_{unpol}$	0,09	0,1	0,01	0,13	0,04	0,22	0,21
Doppelspur, E  x	0,62	0,50	0,52	0,61	1,08	0,59	1,35
Doppelspur, E  y	0,61	0,51	0,54	0,64	1,01	0,69	1,45
$\Delta w_{pol}$	0,01	0,01	0,02	0,03	0,07	0,10	0,10

**Tabelle 9.2:** Auflistung der Linienbreiten der einzelnen Übergänge des unpolarisiert vermessenen Volumenkristalls und des Bereichs im Zentrum der Doppelspur unpolarisiert und polarisiert; sowie die daraus resultierende unpolarisierte Linienverbreiterung  $w_{unpol}$  der Übergänge des Bereichs zwischen den Doppelspuren gegenüber des Volumenkristalls; und der Unterschied  $\Delta w_{pol}$  der Übergänge der Doppelspur in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung E||x und E||y

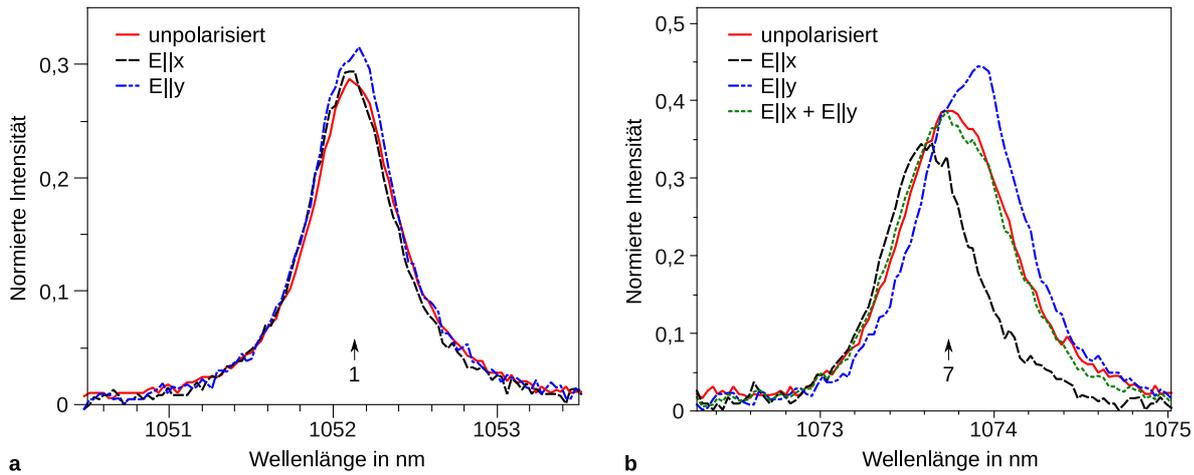
Die Emissionslinien der Übergänge 6 und 8 waren nur schwach ausgeprägt, sodass aufgrund des Rauschens eine große Unsicherheit bei der Anpassung des Intensitätsverlaufs mit der Lorentzfunktion auftrat. Daher sollten die gewonnenen Werte für diese beiden Übergänge nur als Indiz gewertet werden.

Ausgehend von der polarisationsabhängigen Verschiebung der Emissionslinien der Übergänge 3, 5, 7 und 8 kann davon ausgegangen werden, dass eine ungleichmäßige Druckverteilung im Bereich zwischen den Spuren vorlag, die zu einer Anisotropie des Kristallgitters führte. Dies stützt auch die aus den Polarisationsmikroskopaufnahmen gewonnenen Ergebnisse, die eine starke Doppelbrechung zwischen den Spuren aufgrund einer spannungsinduzierten Anisotropie des Gitters zeigten. Weshalb die restlichen Übergänge keine Polarisationsabhängigkeit zeigen, kann an dieser Stelle nicht geklärt werden, ist aber mit den unpolarisiert aufgenommenen Spektren konsistent. Somit können Messfehler hierfür ausgeschlossen werden. Allerdings sind die gemessenen Linienverschiebungen und Änderungen der Linienbreite sowohl für die unpolarisiert als auch die polarisationsabhängigen Messungen nur geringfügig oberhalb der Messgenauigkeit. Aus diesem Grund lohnt es sich, weitere Messungen mit einer höheren Messgenauigkeit durchzuführen, um klarere Aussagen treffen zu können. Zusätzlich zu den laserrelevanten Übergängen vom  ${}^4F_{3/2^-}$  in das  ${}^4I_{11/2}$ -Multipllett sollte auch die Verschiebung der Übergänge vom  ${}^4F_{3/2^-}$  in das  ${}^4I_{9/2}$ -Multipllett untersucht werden. Mit Hilfe der von Kobayakov bestimmten Verschiebungskoeffizienten kann dann auf den Druck zwischen den Spuren geschlossen werden [Kob06]. Entsprechende Messungen werden zur Zeit in Rahmen der Doktorarbeit von T. Calmano am Institut für Laser-Physik durchgeführt.

## 9.4 Fluoreszenzdynamik

Die Fluoreszenzmikroskopieaufnahmen (siehe Abschnitt 9.2) zeigten keine erkennbare Veränderung der Fluoreszenzintensität im Zentrum der Doppelspuren. Dies ist ein erster Hinweis, dass durch die fs-Strukturierung keine Materialveränderung in diesem Bereich stattfand, durch

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie



**Abbildung 9.6:** Polarisationsabhängige Fluoreszenzspektren des Nd:YAG-Kristalls aufgenommen im Zentrum einer Doppelspur mit 22  $\mu\text{m}$  Abstand; Emissionslinie des Übergangs 1 (a); und des Übergangs 7 (b)

die der Laserbetrieb eingeschränkt werden könnte. Die Bestimmung der mittleren Lebensdauer des oberen Laserniveaus gestattet weitere Erkenntnisse zu den Auswirkungen der Strukturierung auf den Laserbetrieb.

### Fluoreszenzdynamik des ${}^4\text{F}_{3/2}$ -Multipletts in Nd:YAG-Kristallen

Die zeitliche Änderung der Fluoreszenzintensität  $I$  des  ${}^4\text{F}_{3/2}$ -Multipletts eines Nd:YAG-Kristalls sollte im Idealfall einer exponentiellen Abnahme gemäß

$$I(t) = I_0 \exp\left[-\frac{t}{\tau_{sp}}\right] \quad (9.12)$$

entsprechen, wobei  $I_0$  die maximale Intensität und  $\tau_{sp}$  die Fluoreszenzlebensdauer des betrachteten Multipletts darstellen. Eine Verringerung der Lebensdauer und ein Abweichen vom theoretisch erwarteten Verlauf kann auf Energietransferprozesse zurückgeführt werden. Diese können das obere Laserniveau entvölkern und somit den Laserbetrieb einschränken. Ein möglicher Verlustkanal wäre zum Beispiel die Übertragung der Energie eines angeregten Nd-Ions auf ein Farbzentrum, das durch die fs-Bestrahlung entstanden sein könnte. Das Farbzentrum wandelt anschließend über einen nicht-strahlenden Übergang die Anregungsenergie in Wärme um.

Mit steigender Dotierungskonzentration kommt es in Nd:YAG-Kristallen zu Kreuzrelaxations- und Upconversionprozessen, die sich lebensdauerverkürzend auf das  ${}^4\text{F}_{3/2}$ -Multiplett auswirken [Dan73, Deb81]. Dies hat zur Folge, dass durch die Strukturierung erzeugte Verlustprozesse mit ihren lebensdauerverkürzenden Auswirkungen nur schwer von den Effekten der Kreuzrelaxations- und Upconversionprozesse anhand der Abweichung vom einfach-exponentiellen Verlauf nach Gleichung 9.12 unterschieden werden können. Die Bestimmung der mittleren Lebensdauer

$$\tau_{av} = \frac{1}{I_0} \int_0^{\infty} I(t) dt \quad (9.13)$$

erlaubt hingegen eine Aussage über lebensdauerverkürzende Prozesse, ohne Annahmen über die entsprechenden Verlustprozesse machen zu müssen.

## Bestimmung der mittleren Lebensdauer

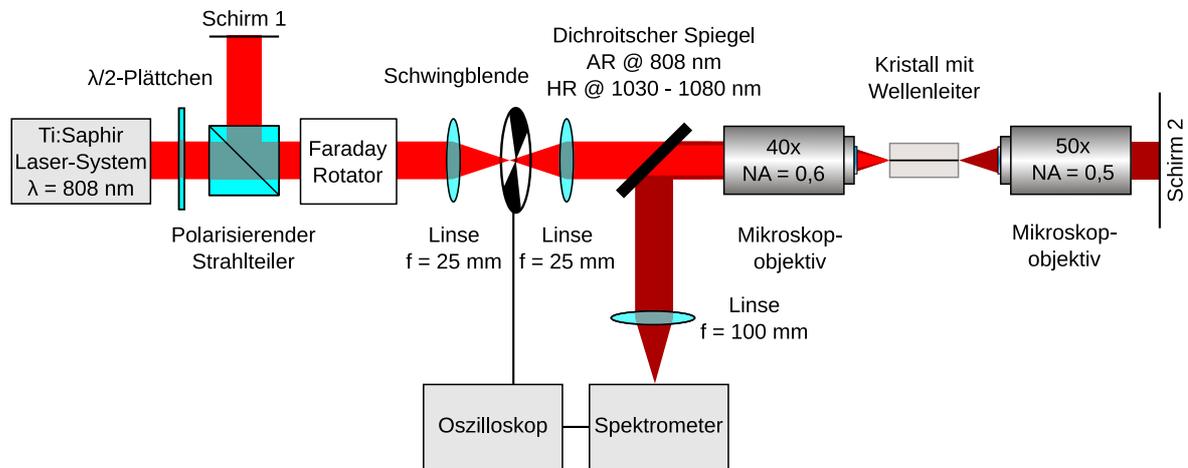


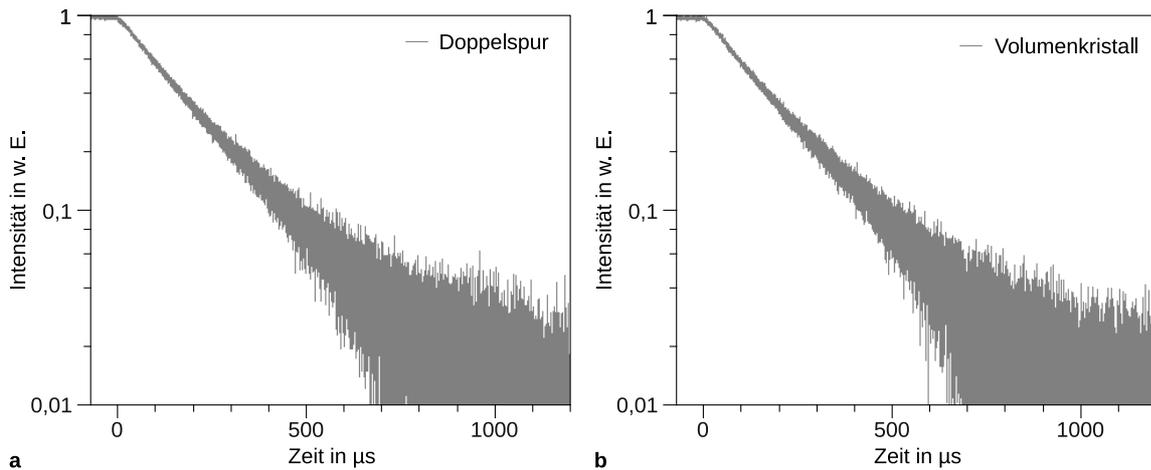
Abbildung 9.7: Versuchsaufbau zur Bestimmung der ortsaufgelösten Lebensdauer

In Abbildung 9.7 ist der experimentelle Aufbau dargestellt, mit dem die Lebensdauer des oberen Laserniveaus ortsaufgelöst bestimmt wurde. Der Aufbau entspricht in weiten Teilen dem in Abschnitt 9.3 beschriebenen Experiment zur ortsaufgelösten Bestimmung der Fluoreszenzspektren. Allerdings konnte die Lock-In-Technik nicht verwendet werden. Mit einer rotierenden Schwingblende wurde die Anregungsquelle periodisch unterbrochen, um das Material anzuregen und anschließend während der Phase mit unterbrochener Anregungsquelle den zeitlichen Verlauf des Fluoreszenzlichts aufzunehmen. Um den Übergang zwischen gepumpten und nicht gepumpten Zustand zeitlich möglichst schnell zu realisieren, wurde der Ti:Saphir-Laserstrahl durch eine Linse mit  $f = 25 \text{ mm}$  fokussiert und anschließend mit einer Linse gleicher Brennweite kollimiert. Die Schwingblende wurde so platziert, dass sie sich genau im Fokus zwischen beiden Linsen befand. Dieses Vorgehen ist notwendig, da für die Auswertung nur der Teil der Fluoreszenzabklingkurve herangezogen werden kann, ab dem keine weitere Anregung des Materials durch den Ti:Saphir-Laser mehr vorliegt. Durch einen zeitlich möglichst schnellen Übergang zwischen den beiden Zuständen wird hierdurch der auswertbare Bereich der Fluoreszenzabklingkurve maximiert.

Ähnlich zum vorherigen Abschnitt, wurde auch diesmal die Messung im Zentrum der Doppelspur mit einem Abstand von  $22 \mu\text{m}$  und vom Nd:YAG-Kristall weit abseits der Spuren durchgeführt. Die Fluoreszenzdynamik des  ${}^4F_{3/2}$ -Multipletts wurde aufgenommen, indem der Monochromator auf eine Wellenlänge von  $1064 \text{ nm}$  bei einer Auflösung von  $5 \text{ nm}$  eingestellt wurde. Allerdings war es nötig, die Leistung der Anregungsquelle auf  $200 \text{ mW}$  zu erhöhen, um ein auswertbares Signal zu erhalten. Eine Abschätzung der Größe des angeregten Bereichs ergab (siehe hierzu Abschnitt 9.3.1), dass etwa das gesamte Volumen zwischen den Spuren angeregt wurde. Somit stellt die gemessene Fluoreszenzabklingkurve eine Mittelung über einen sehr großen Bereich der Oberfläche dar. Dies hat zur Folge, dass die letztendlich bestimmte Lebensdauer nicht mehr die tatsächliche Lebensdauer am Ort des Wellenleiters widerspiegelt.

Die Fluoreszenzabklingkurven, gemessen im Zentrum der Doppelspur sowie des Volumenkristalls, sind in Abbildung 9.8 dargestellt. Die Abklingkurven sind innerhalb der Messgenauigkeit identisch. Beide Kurven zeigen in dieser halb-logarithmischen Darstellung eine schwa-

## 9 Ortsaufgelöste Spektroskopie



**Abbildung 9.8:** Fluoreszenzabklingkurve, aufgenommen zwischen der Doppelspur (a); und des Volumenkristalls (b)

che Abweichung von einer Geraden, was auf lebensdauerverkürzende Verlustprozesse hinweist. Allerdings ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu schlecht, um genauere Aussagen treffen zu können.

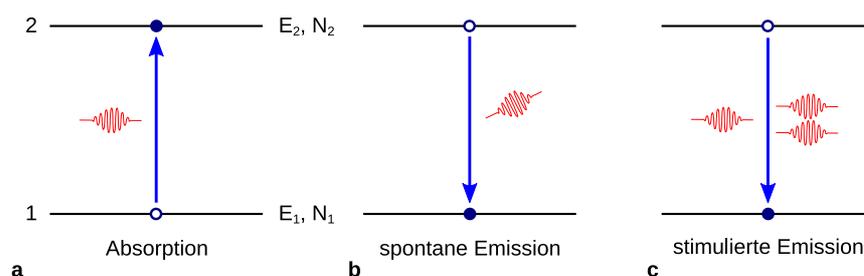
Die mit Gleichung 9.13 bestimmte mittlere Lebensdauer beträgt für die beiden vermessenen Positionen  $200 \pm 40 \mu\text{s}$ . Literaturwerte für die Lebensdauer von Nd(1%):YAG betragen etwa  $230 \mu\text{s}$  [Sve98]. Nd:YAG, welches eine Dotierkonzentration von 1,1% aufweist, besitzt eine Lebensdauer des  $^4F_{3/2}$ -Multipletts von  $220 - 240 \mu\text{s}$  [Sum94b]. Somit kann innerhalb der Genauigkeit der Messung, die mit etwa 20% abgeschätzt wurde, kein Einfluss der fs-Strukturierung auf die mittlere Lebensdauer im Bereich zwischen den beiden Spuren nachgewiesen werden. Ausgehend von diesem Ergebniss kann davon ausgegangen werden, dass im Zentrum der Doppelspuren keine fs-Laser-induzierten Verlustprozesse auftreten, die den Betrieb eines Kanalwellenleiterlasers beeinträchtigen könnten.

# 10 Wellenleiterlaser

Mit Hilfe der fs-Laserstrukturierung konnten Wellenleiter in YAG-Kristallen mit relativ geringen Verlusten und symmetrischen Modenprofilen erzeugt werden. Die ortsaufgelösten spektroskopischen Untersuchungen zeigten, dass es durch die Strukturierung zu keinen den Laserprozess einschränkenden Materialveränderungen am Ort des Wellenleiters kam. Ausgehend von diesen Ergebnissen werden im folgenden Abschnitt die Laserexperimente mit Nd:YAG- und Yb:YAG-Wellenleitern diskutiert. Hierfür werden unter anderem die Resultate der durchgeführten Experimente mit Simulationen des Laserprozesses verglichen. Des Weiteren werden Probleme erläutert, wie sie zum Beispiel durch die geringe Zerstörschwelle der Spiegelbeschichtungen auftraten. Um ein besseres Verständnis der Experimente zu erhalten, werden zu Beginn des Kapitels einführend die Grundlagen des Lasers beschrieben.

## 10.1 Wechselwirkung von Strahlung und Materie

Für ein Verständnis des Laserprozesses ist es erforderlich, die Wechselwirkung zwischen Licht und einem Festkörper genauer zu betrachten. Wird nämlich in einen Festkörper Energie eingebracht, zum Beispiel in Form von Licht, so können durch den Prozess der Absorption Ionen vom Grundzustand in einen energetisch höheren Zustand angeregt werden. Die Anregungsenergie kann anschließend unter anderem durch spontane oder stimulierte Emission von Photonen wieder abgegeben werden. Diese Prozesse sind in Abbildung 10.1 schematisch dargestellt und werden im Folgenden genauer erläutert. Die Beschreibung orientiert sich hierbei an [Sve98].



**Abbildung 10.1:** Schematische Darstellung der Absorption (a); spontanen Emission (b); stimulierten Emission (c)

### Absorption

Im Folgenden wird ein System betrachtet, das aus einem Grundzustand 1 mit der Energie  $E_1$  und der Besetzungsdichte  $N_1$  und einem energetisch höher gelegenen Zustand 2 mit der Energie  $E_2$  und der Besetzungsdichte  $N_2$  besteht. Werden nun Photonen mit der Frequenz

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (10.1)$$

eingestrahlt, so können diese absorbiert und Ionen des Systems vom Grundzustand in den angeregten Zustand 2 überführt werden (siehe Abbildung 10.1(a)). Die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte des Grundzustands wird durch

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abs} = -\sigma_{12}FN_1 \quad (10.2)$$

beschrieben, wobei  $\sigma_{12}$  der Absorptionswirkungsquerschnitt und  $F = I/h\nu$  der Photonenfluss ist.

### Spontane Emission

Befindet sich ein Ion, zum Beispiel durch die Absorption eines Photons, im angeregten Zustand 2, so kann es spontan unter Emission eines Photons mit der Frequenz  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  in den Grundzustand übergehen (siehe Abbildung 10.1(b)). Die Änderung der Besetzungsdichte des angeregten Zustands des Systems wird mit

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -\frac{N_2}{\tau_{sp}} \quad (10.3)$$

beschrieben, wobei  $\tau_{sp}$  die spontane Lebensdauer ist.

### Stimulierte Emission

Wird ein Photon mit der Frequenz  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  eingestrahlt, so kann es zur stimulierten Emission kommen. Hierbei geht ein angeregtes Ion in den Grundzustand über und emittiert dabei ein Photon, das die gleiche Ausbreitungsrichtung, Frequenz, Phase und Polarisation wie das eingestrahlte Photons besitzt. Analog zur Absorption ist die Änderung der Besetzung des angeregten Zustands des Systems gegeben durch

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -\sigma_{21}FN_2, \quad (10.4)$$

wobei  $\sigma_{21}$  der Emissionswirkungsquerschnitt ist, und es gilt bei zwei Niveaus gleicher Entartung

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma_{at}, \quad (10.5)$$

wobei  $\sigma_{at}$  der atomare Wirkungsquerschnitt ist.

### Lichtverstärkung

Die stimulierte Emission kann nun prinzipiell zur Verstärkung des Photonenflusses  $F$  genutzt werden. Durchquert eine ebene Wellen in z-Richtung ein aktives Medium mit zwei Niveaus gleicher Entartung, so kann die Änderung des Photonenflusses innerhalb des Mediums mit

$$\frac{dF}{dz} = \sigma_{21}FN_2 - \sigma_{12}FN_1 = \sigma_{at}F(N_2 - N_1) \quad (10.6)$$

beschrieben werden. Die spontane Emission wird hierbei vernachlässigt. Eine Verstärkung des Photonenflusses wird erzielt, wenn  $dF/dz > 0$  ist. Entsprechend Gleichung 10.6 ist dies bei der

sogenannten Besetzungsinversion  $N_2 > N_1$  gegeben. Im Fall des Zwei-Niveau-Systems wird das obere Niveau besetzt, indem Ionen durch Absorption von Photonen vom Grundzustand in den angeregten Zustand übergehen. Gleichzeitig findet stimulierte Emission statt, wodurch das obere Niveau entvölkert wird. Sobald der Zustand  $N_2 = N_1$  erreicht ist, kompensieren sich Absorption und stimulierte Emission und Besetzungsinversion kann nicht erreicht werden. Wird hingegen ein Drei- bzw. Vier-Niveau-System betrachtet, so kann durch Trennung des Absorptions- und des Emissionsübergangs Besetzungsinversion erzielt werden. Dank der somit möglichen Verstärkung eines Photonenflusses kann nun ein Laser realisiert werden. Die Grundlagen des Lasers werden im folgenden Abschnitt erläutert.

## 10.2 Grundlagen der Laserphysik

Wie soeben beschrieben wurde, kann in einem Drei- bzw. Vier-Niveau-System ein Photonenfluss verstärkt werden. Die Verstärkung kann nun genutzt werden, um einen Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) zu realisieren. In Abbildung 10.2 ist beispielhaft ein hierfür benötigter Laserresonator schematisch dargestellt. Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, zwischen denen sich ein aktives Medium befindet. Das aktive Medium wird durch Absorption der Pumpstrahlung angeregt. Die im Resonator umlaufenden Photonen, deren Wellenlänge sich von der Wellenlänge der Pumpstrahlung unterscheidet, passieren mehrmals das aktive Medium, wobei aufgrund der stimulierten Emission eine Verstärkung des Photonenflusses stattfindet. Da Spiegel 2 teildurchlässig für die Laserwellenlänge ist, wird ein Teil der umlaufenden Photonen ausgekoppelt und stehen als Laserstrahlung zur Verfügung.

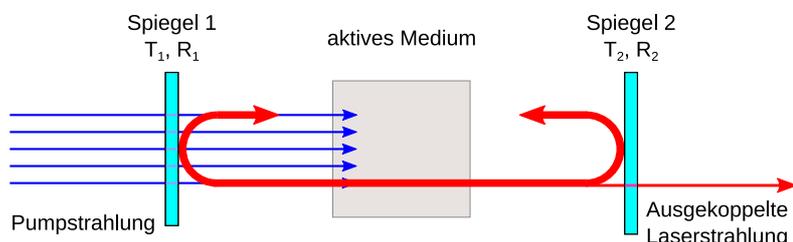


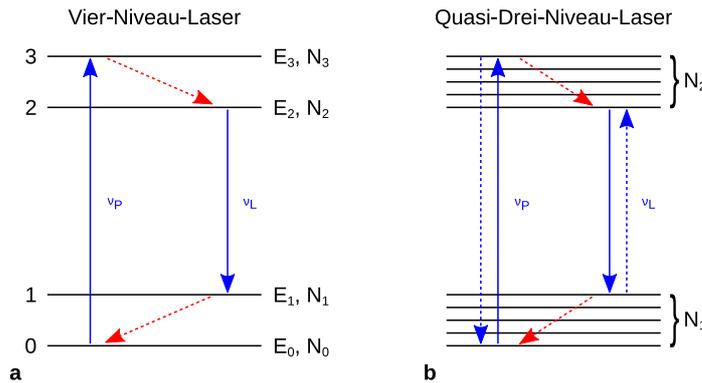
Abbildung 10.2: Schematische Darstellung eines Laserresonators

Die diesem Laserprozess zugrundeliegende Physik wird kurz in den folgenden Abschnitten dargestellt, wobei zwischen Drei- und Vier-Niveau-Lasern unterschieden wird. Anhand von Ratengleichungen kann der zeitliche Verlauf der Besetzung der am Laserprozess beteiligten Niveaus berechnet werden. Wichtige Größen zur Charakterisierung des Lasers können somit abgeleitet werden. Die Beschreibung orientiert sich an [Sve98]. Neben dem Dauerstrichbetrieb wird zusätzlich auf die Erzeugung kurzer Pulse durch Güteschaltung eingegangen. Für eine ausführliche theoretische Darstellung der Güteschaltung sei auf [Sve98, Sie86] verwiesen.

### Der Vier-Niveau-Laser

Zur Beschreibung eines idealen Vier-Niveau-Lasers wird ein System benötigt, das aus vier Energieniveaus besteht. Der Grundzustand wird durch das Niveau 0 gebildet und hat die Besetzungsdichte  $N_0$  (siehe Abbildung 10.3(a)). Durch Absorption des Pumplichts werden Ionen

## 10 Wellenleiterlaser



**Abbildung 10.3:** Schematische Darstellung der Übergänge zwischen den Energieniveaus eines Vier-Niveau-Lasers (a) und eines Quasi-Drei-Niveau-Lasers (b)

vom Grundzustand in das Niveau 3 mit der Besetzungsdichte  $N_3$  angeregt. Von diesem Niveau aus erfolgt ein schneller strahlungsloser Zerfall in das obere Laserniveau 2 mit der Besetzungsdichte  $N_2$ . Der Laserübergang findet vom Niveau 2 in das Niveau 1 mit der Besetzungsdichte  $N_1$  statt, worauf ein schneller Zerfall in den Grundzustand erfolgt. Aufgrund der schnellen Zerfälle vom Niveau 3 in das obere Laserniveau und vom Niveau 1 in den Grundzustand wird angenommen, dass die Niveaus 1 und 3 nicht besetzt sind und somit  $N_3 = N_1 = 0$  gilt. Dies hat zur Folge, dass es beim idealen Vier-Niveau-Laser keine stimulierte Emission auf der Pumpwellenlänge gibt und zusätzlich keine Reabsorption auf der Laserwellenlänge auftritt. Aufgrund dieser Annahme ergibt sich für die Gesamtbesetzungsdichte

$$N_{ges} = N_0 + N_2 \quad (10.7)$$

und für die Besetzungsinversion

$$N = N_2 - N_1 = N_2. \quad (10.8)$$

Eine ortsunabhängige Ratengleichung kann nun unter den Bedingungen aufgestellt werden, dass der Laser nur in einer Mode oszilliert und dass die Energiedichte der Pump- und der Laserstrahlung gleichmäßig innerhalb des aktiven Mediums verteilt sind. Die Ratengleichung, mit der die Änderung der Besetzungsinversion beschrieben werden kann, ergibt sich zu

$$\left( \frac{dN}{dt} \right) = W_p N_0 - BqN - \frac{N}{\tau - sp}, \quad (10.9)$$

wobei  $W_p$  die Pumprate ist, mit der das obere Laserniveau besetzt wird. Hierbei wird vereinfachend angenommen, dass die Besetzungsdichte  $N_0$  des Grundzustands konstant bleibt. Der zweite Term der Gleichung beschreibt die Abnahme der Besetzungsdichte durch stimulierte Emission, mit

$$B = \frac{\sigma_{em} L_K c}{V_a l'}. \quad (10.10)$$

$\sigma_{em}$  ist der Emissionswirkungsquerschnitt des Laserübergangs,  $L_K$  die Länge des aktiven Mediums,  $l'$  die effektive Resonatorlänge und  $V_a$  das Modenvolumen im aktiven Medium. Der dritte Term in Gleichung 10.9 beschreibt schließlich die Abnahme der Besetzungsdichte durch spontane Emission.

Die zeitliche Änderung der Photonenzahl  $q$  auf der Laserwellenlänge im Resonator wird mit

$$\left(\frac{dq}{dt}\right) = V_a B q N - \left(\frac{q}{\tau_c}\right) \quad (10.11)$$

beschrieben, wobei sich zur Zeit  $t = 0$  bereits Photonen im Resonator befinden müssen. Der erste Term in dieser Gleichung steht für die Erhöhung der Photonenzahl durch die stimulierte Emission, während der zweite Term die Verringerung aufgrund von Verlusten im Resonator beschreibt. Hierbei wird  $\tau_c$  als die Lebensdauer der Photonen bezeichnet. Sie ergibt sich aus den Gesamtverlusten  $\gamma$  zu

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{c_0}{l'} \gamma. \quad (10.12)$$

Die Gesamtverluste setzen sich hierbei aus den Verlusten  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  aufgrund der Spiegeltransmissionen  $T_1$  und  $T_2$  sowie aus den resonatorinternen Verlusten  $\gamma_i$  aufgrund der Absorption  $a$  in den Spiegeln und den Verlusten  $L_i$  im aktiven Medium zusammen und es gilt

$$\gamma_1 = -\ln(1 - T_1) \quad (10.13)$$

$$\gamma_2 = -\ln(1 - T_2) \quad (10.14)$$

$$\gamma_i = -[\ln(1 - a) + \ln(1 - L_i)] \quad (10.15)$$

$$2\gamma = 2\gamma_i + \gamma_1 + \gamma_2. \quad (10.16)$$

Mit Hilfe der Gleichung 10.11 kann nun die Schwellbedingung abgeleitet werden, ab der Laseroszillation einsetzt. Für Laseroszillation ist es erforderlich, dass ausgehend von einer sehr kleinen Anzahl Photonen zum Zeitpunkt  $t = 0$  eine Zunahme der Photonen durch stimulierte Emission stattfindet. Dies ist dann der Fall, wenn die Verluste gerade durch die Verstärkung ausgeglichen werden und somit  $(dq/dt) > 0$  gilt. Dies kann nur dann erreicht werden, wenn  $V_a B N > 1/\tau_c$  ist. Die hierdurch gegebene Schwellinversion bei  $V_a B N = 1/\tau_c$  beträgt

$$N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma_{em} L_K}. \quad (10.17)$$

Unter der Annahme, dass der Laser im Dauerstrichbetrieb läuft, also  $dN/dt = 0$  und  $dq/dt = 0$  sind, kann die zum Erreichen der Schwellinversion erforderliche Schwellpumpleistung mit

$$P_{thr} = \frac{\gamma \hbar \nu_p V_a}{\sigma_{em} \tau_{sp} L_K} \quad (10.18)$$

berechnet werden. Bei einer Erhöhung der Pumpleistung  $P_p$  über die Schwellpumpleistung hinaus bleibt die Inversion konstant und die Anzahl Photonen im Resonator steigt gemäß

$$q = V_a \tau_c \left[ W_p (N_{ges} - N_c) - \frac{N_c}{\tau_{sp}} \right] \quad (10.19)$$

an.

Neben der Schwellpumpleistung und der Ausgangsleistung  $P_{out}$  stellt auch der differentielle Wirkungsgrad  $\eta_s$  des Lasers eine wichtige Kenngröße dar. Er kann mit

$$\eta_s = \frac{dP_{out}}{dP_p} = \frac{\nu_L}{\nu_p} (\gamma_1 + \gamma_2) \cdot \frac{1}{2\gamma} \quad (10.20)$$

berechnet werden.  $\nu_L$  und  $\nu_p$  ist die Frequenz der Laser- bzw. der Pumpstrahlung.

### Der Quasi-Drei-Niveau-Laser

Im Gegensatz zum idealen Vier-Niveau-Laser sind bei einem Quasi-Drei-Niveau-Laser jeweils das Grund- sowie das untere Laserniveau und das oberste Niveau sowie das obere Laserniveau thermisch gekoppelt und befinden sich jeweils im thermischen Gleichgewicht. Um diesen Laser beschreiben zu können, wird im Folgenden ein System betrachtet, das aus zwei Starkaufgespaltenen Multipletts besteht, dessen einzelne Niveaus jeweils thermisch gekoppelt sind. Die Besetzung  $f_{m,i}$  eines Niveaus  $i$  des Multipletts  $m$  kann mit der Boltzmann-Verteilung

$$f_{m,i} = \frac{g_{m,i} \cdot \exp\left(-\frac{E_{m,i}}{k_B T}\right)}{\sum_j g_{m,j} \cdot \exp\left(-\frac{E_{m,j}}{k_B T}\right)} = \frac{g_{m,i}}{Z_m} \cdot \exp\left(-\frac{E_{m,i}}{k_B T}\right) \quad (10.21)$$

bestimmt werden, wobei  $g_{m,i}$  die Entartung der Stark-Niveaus  $E_{m,i}$  darstellt.  $k_B$  ist die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur.  $Z_m$  ist die Zustandssumme

$$Z_m = \sum_j g_{m,j} \cdot \exp\left(-\frac{E_{m,j}}{k_B T}\right). \quad (10.22)$$

Die thermische Kopplung der einzelnen Niveaus eines Multipletts hat zur Folge, dass entsprechend Gleichung 10.21 nicht nur das unterste Niveau besetzt ist, sondern auch alle höheren Niveaus des Multipletts eine Besetzung aufweisen. Die Besetzungsdichte der höheren Niveaus nimmt hierbei mit steigender Temperatur zu.

Die bisher benutzten atomaren Wirkungsquerschnitte gelten nur für Übergänge zwischen zwei diskreten Niveaus. Für die Betrachtung eines Systems bestehend aus zwei Multipletts thermisch gekoppelter Niveaus ist es von Vorteil, effektive Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte einzuführen. Diese ergeben sich aus den Gleichungen 10.21 und 10.22 mit dem Zusammenhang

$$\sigma_{abs} = f_u \cdot \sigma_{at} \quad \text{und} \quad \sigma_{em} = f_o \cdot \sigma_{at}. \quad (10.23)$$

Aufgrund der thermischen Kopplung der Niveaus ist das untere Laserniveau bei Raumtemperatur besetzt. Somit kann es zur Absorption eines Laserphotons kommen. Dies muss in den Ratengleichungen des Quasi-Drei-Niveaus-Laser berücksichtigt werden. Um die Gleichungen aufzustellen, wird die Besetzung der einzelnen Niveaus eines Multipletts in der Gesamtbesetzungsdichte des Multipletts zusammengefasst. Hierbei besitzt das untere Multiplett die Besetzungsdichte  $N_1$  und das obere die Besetzungsdichte  $N_2$  (siehe Abbildung 10.3). Die Dotierionendichte  $N_t$  hängt mit den Besetzungsdichten  $N_1$  und  $N_2$  der Multipletts über

$$N_1 + N_2 = N_t \quad (10.24)$$

zusammen. Die Besetzungsinversion ergibt sich mit den effektiven Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitten zu

$$N = N_2 - \frac{\sigma_{abs}}{\sigma_{em}} N_1. \quad (10.25)$$

Für den Quasi-Drei-Niveau-Laser ergeben sich nun die Ratengleichungen zu

$$\left(\frac{dN}{dt}\right) = W_p N_0 \left(1 + \frac{\sigma_{abs}}{\sigma_{em}}\right) - \frac{(\sigma_{abs} + \sigma_{em})c}{V} q N - \frac{\frac{\sigma_{abs}}{\sigma_{em}} \cdot N_t + N}{\tau} \quad (10.26)$$

$$\left(\frac{dq}{dt}\right) = \left(\frac{V_a \sigma_{em} c}{V} N - \frac{1}{\tau_c}\right) q. \quad (10.27)$$

Die weitere Analyse des Quasi-Drei-Niveau-Lasers erfolgt in enger Anlehnung an den Vier-Niveau-Laser. So ergibt sich die Schwellinversion aus der Bedingung  $dq/dt = 0$  zu

$$N_c = \frac{1}{V_a \sigma_{em} c \tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma_{em} L_K}. \quad (10.28)$$

Die Schwellpumpleistung beträgt

$$P_{thr} = \gamma(1+B) \left(\frac{h\nu_p}{\tau}\right) \left(\frac{A}{\sigma_{abs} + \sigma_{em}}\right), \quad (10.29)$$

mit  $B = \sigma_{abs} N_t l / \gamma$ , wobei  $A$  die Querschnittsfläche der Lasermode im aktiven Medium und  $l$  die Länge des Mediums ist. Der differentielle Wirkungsgrad ergibt sich zu

$$\eta_s = \frac{dP_{out}}{dP_p} = \frac{\nu_L}{\nu_p} (\gamma_1 + \gamma_2) \cdot \frac{1}{2\gamma}. \quad (10.30)$$

### Differentieller Wirkungsgrad eines Wellenleiterlasers

Die differentiellen Wirkungsgrade, die in den vorherigen Abschnitten für einen idealen Vier- und Quasi-Drei-Niveau-Laser abgeleitet wurden, müssen für den experimentellen Gebrauch angepasst werden. So ist zum Beispiel in der Regel kein perfekter Überlapp zwischen der Pump- und der Lasermode gegeben oder kann keine vollständige Absorption des Pumplichts erreicht werden. Unter Berücksichtigung dieser Effekte kann der differentielle Wirkungsgrad in der Form

$$\eta_s = \eta_p \eta_{abs} \eta_c \eta_q \eta_t \quad (10.31)$$

dargestellt werden, wobei  $\eta_p$  die Pumpeffizienz und  $\eta_{abs}$  die Absorptionseffizienz ist.  $\eta_c = (\gamma_1 + \gamma_2)/2\gamma$  berücksichtigt die Auskoppel- und die resonatorinternen Verluste.  $\eta_q = \nu_L/\nu_p$  wird als Quantendefekt bezeichnet und  $\eta_t$  beschreibt den Überlapp der Pump- und Lasermode [Sve98]. Entsprechend dieser Gleichung ist der höchstmögliche Wirkungsgrad eines Lasers durch den Quantendefekt limitiert.

Für einen Kanal-Wellenleiterlaser können einige Näherungen eingeführt werden. So ist aufgrund der Führung des Pump- und des Laserlichts ein hoher Modenüberlapp gegeben und es kann  $\eta_t \approx 1$  angenommen werden. Ein weiterer Vorteil eines Wellenleiterlasers ist, dass durch geeignete Wahl der Wellenleiterlänge nahezu das gesamte eingekoppelte Pumplicht absorbiert werden kann. Allerdings ist hierbei zu beachten, dass ein Teil des Pumplichts aus dem Wellenleiter heraus gestreut wird und somit dem Laserprozess nicht zur Verfügung steht. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Wellenleitern in Nd:YAG und Yb:YAG wird davon ausgegangen, dass  $\eta_{abs} > 0,9$  ist. Die Pumpeffizienz wird im Folgenden nicht berücksichtigt und daher zu  $\eta_p = 1$  gesetzt.

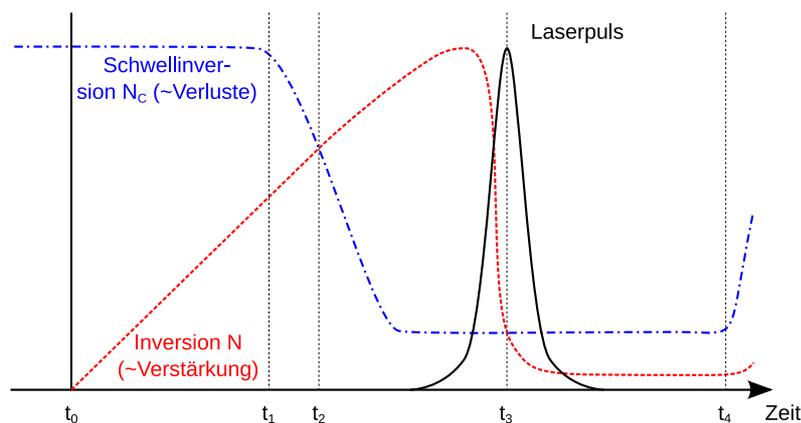
### Güteschaltung

Neben dem Dauerstrichbetrieb können Laser auch kurze Pulse mit hohen Pulsenergien erzeugen. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen, stellt die Güteschaltung dar. Im Folgenden Abschnitt

## 10 Wellenleiterlaser

wird kurz und rein qualitativ die aktive und passive Güteschaltung vorgestellt. Experimente zur passiven Güteschaltung eines Nd:YAG-Wellenleiterlaser werden dann in Abschnitt 10.6 erläutert.

Bei der Güteschaltung wird ausgenutzt, dass die Schwellinversion entsprechend Gleichung 10.17 von den Gesamtverlusten abhängig ist. Somit kann bei hohen Verlusten eine hohe Inversion im aktiven Medium erzielt werden, ohne dass der Laser anschwingt ( $N < N_c$ ). Auf diese Weise kann zusätzlich eine hohe Energie im aktiven Medium gespeichert werden. Der Zusammenhang zwischen Verlusten und Inversion während des Güteschaltungsprozesses ist in Abbildung 10.4 dargestellt. Anfänglich weist der Laser hohe Verluste auf. Ab dem Zeitpunkt  $t_0$  wird das aktive Medium bei einer konstanten Leistung gepumpt. Die Inversion steigt an, erreicht aber nicht die Schwellinversion. Zum Zeitpunkt  $t_1$  werden die Verluste schnell verringert. Somit überschreitet die Inversion ab dem Zeitpunkt  $t_2$  die Schwellinversion. Dieser Zustand der Inversionsüberhöhung ist während des Dauerstrichbetriebs eines Lasers nicht erreichbar. Im Fall der Güteschaltung führt die Inversionsüberhöhung zur Ausbildung eines kurzen Pulses mit hoher Spitzenleistung. Aufgrund der stimulierten Emission während der Pulsentstehung wird die Inversion schlagartig verringert und fällt letztendlich unter die Schwellinversion. Somit können nach dem Puls keine weiteren Laseroszillationen stattfinden. Um den Güteschaltungsprozess neu zu starten, werden nach der Ausbildung des Pulses zum Zeitpunkt  $t_4$  die Verluste wieder erhöht.



**Abbildung 10.4:** Schematische Darstellung der Dynamik der Güteschaltung [Sie86]

Güteschaltung eines Lasers kann prinzipiell auf zwei verschiedene Arten erreicht werden. Zum einen kann die sogenannte aktive Güteschaltung genutzt werden. Hierbei wird der Resonator um ein Element erweitert, das durch eine Steuerelektronik die Verluste im Resonator moduliert. Hierbei kann es sich zum Beispiel um akusto-optische Modulatoren, Pockels-Zellen oder auch rotierende Prismen handeln. Diese Methoden haben den Vorteil, dass die Repetitionsrate der Laserpulse in einem weiten Bereich frei gewählt werden kann.

Eine weitere Möglichkeit der Güteschaltung wird als passive Güteschaltung bezeichnet. Hierbei wird ein absorbierendes Medium, das auf der Laserwellenlänge gesättigt werden kann, in den Resonator eingebracht. Dieser sättigbare Absorber erzeugt zum Zeitpunkt  $t_0$  (siehe Abbildung 10.4) hohe Verluste, weil durch diesen die Photonen auf der Laserwellenlänge absorbiert werden. Da die Inversion kleiner als die Schwellinversion ist, kann der Laser nicht anschwingen.

### 10.3 Bisher mit fs-Laserpulsen hergestellte Wellenleiterlaser

Im Laufe der Zeit erreicht die Inversion die Schwellinversion und es bildet sich zum Zeitpunkt  $t_2$  ein Photonenfeld, dessen Intensität hoch genug ist, um den Absorber zu sättigen. Somit verringern sich die Verluste innerhalb des Resonators schlagartig und es bildet sich ein Puls aus, der die Inversion auf einen Wert unterhalb der Schwellinversion reduziert. Der Güteschaltungsprozess startet von neuem, da der Absorber aufgrund des fehlenden Photonenfeldes nicht mehr im gesättigten Zustand gehalten werden kann und somit die Verluste zum Zeitpunkt  $t_4$  ansteigen.

Der Vorteil der passiven Güteschaltung liegt darin, dass sie relativ einfach realisierbar ist und keine externe Elektronik benötigt wird. Allerdings kann die Repetitionsrate nicht frei gewählt werden, sondern korreliert mit der Pumpleistung.

Je nach Wellenlänge des Lasers sind für die passive Güteschaltung sättigbare Absorber mit einem entsprechenden Absorptionsverhalten notwendig. Für die Güteschaltung von Nd:YAG-Lasern bei einer Wellenlänge von 1064 nm hat sich  $\text{Cr}^{4+}, \text{Ca}^{2+}:\text{YAG}$  bzw.  $\text{Cr}^{4+}, \text{Mg}^{2+}:\text{YAG}$  etabliert [Rid07]. Die Kalzium- bzw. Magnesium-Codotierung wird benötigt, um durch Ladungskompensation das Chrom als  $\text{Cr}^{4+}$  zu stabilisieren. Ohne diese Codotierung würde Chrom als trivalentes Ion in den Kristall eingebaut werden.  $\text{Cr}^{4+}$  besitzt einen hohen Absorptionswirkungsquerschnitt. In der Literatur finden sich Werte von  $30 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  bis  $70 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  [Mal09]. Da  $\text{Cr}^{4+}$  allerdings nur in sehr geringer Konzentration im Kristall vorliegt, haben  $\text{Cr}^{4+}, \text{Ca}^{2+}:\text{YAG}$ -Kristalle für Anwendungen in der Güteschaltung Längen im Millimeter-Bereich. Die Kleinsignaltransmissionen, bei denen keine Sättigung des Materials eintritt, liegen typischerweise zwischen 70% und 90% [Son00].

Die Ratengleichungen für die passive Güteschaltung sind sehr komplex und können daher nicht analytisch gelöst werden. Aussagen über wichtige Parameter, wie zum Beispiel Pulsbreite und Pulsenergie, können nicht direkt abgeleitet werden. Aus diesem Grund wird auf eine theoretische Betrachtung der passiven Güteschaltung an dieser Stelle verzichtet. Eine weiterführende Beschreibung findet sich in [Sie86, Deg95].

## 10.3 Bisher mit fs-Laserpulsen hergestellte Wellenleiterlaser

Im folgenden Abschnitt werden die bisher durch die fs-Laserstrukturierung erzeugten Wellenleiterlaser kurz vorgestellt. Die zu Grunde liegenden Prozesse, die zur Bildung der Wellenleiter führen, werden in Abschnitt 2.5 erklärt.

### $\text{F}^{2+}:\text{LiF}$

In LiF konnten durch die fs-Laserbestrahlung  $\text{F}^{2+}$  Farbzentren erzeugt werden. Aufgrund der durch die Farbzentren verursachten Brechungsindexerhöhung wurden Farbzentren-Wellenleiter mit integrierten Bragg-Gittern erzeugt. Ein  $\text{F}^{2+}:\text{LiF}$ -Wellenleiterlaser bei einer Wellenlänge von 707 nm konnte demonstriert werden. Als Pumpquelle diente ein optisch parametrischer Oszillator, der Laserpulse bei einer Wellenlänge von 450 nm mit einer Pulsenergie von 0,8 mJ erzeugte. Die Ausgangsleistung und der differentielle Wirkungsgrad wurden nicht angegeben [Kaw04].

### Er,Yb:Glas

In Er,Yb-dotierten Phosphatglas wurden Wellenleiter durch fs-Laserstrukturierung erzeugt. In einen Wellenleiter wurden das Pumplicht zweier fasergekoppelter Laserdioden bei einer Wel-

## 10 Wellenleiterlaser

lenlänge von 980 nm bzw. 976 nm von beiden Seiten per Stoßkopplung eingekoppelt. Die Rückkopplung bei einer Wellenlänge von etwa 1550 nm wurde durch Faser-Bragg-Gitter erreicht, die direkt in die Fasern integriert waren. Der Auskoppelgrad des Lasers betrug 57%. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers von 55 mW bei 400 mW eingekoppelter Pumpleistung erzielt. Der differentielle Wirkungsgrad betrug etwa 21% [Ose08]. Weitere Er,Yb:Glas-Wellenleiterlaser werden in [Tac04, Mar08, Psa08] beschrieben.

### **Yb:Glas**

In Yb-dotiertem Phosphatglas-Wellenleitern konnten Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 1032,59 nm erzielt werden. Schmalbandige Laseremission konnte durch ein in den Wellenleiter integriertes Bragg-Gitter gewährleistet werden. Der DFB-Wellenleiterlaser wurde von beiden Seiten mit fasergekoppelten Laserdioden bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpt. Die Ausgangsleistung betrug 102 mW bei 726 mW eingekoppelter Pumpleistung. Es wurde ein differentieller Wirkungsgrad von etwa 17% erzielt [Ams09].

### **Nd:YAG-Kristall**

Okhrimchuk et al. konnten durch die fs-Laserbestrahlung eine negative Brechungsindexänderung in Nd(0,8%):YAG-Kristallen induzieren. Im Zentrum einer komplexen dreidimensionalen Struktur wurde ein wellenleitender Bereich erzeugt. Die Endflächen des Wellenleiters waren verspiegelt, wobei die Pumpseite des Wellenleiterlasers HR und die gegenüberliegende Seite anti-reflektierend (AR) für die Laserwellenlänge von 1064 nm beschichtet waren. Der Auskoppelgrad des Lasers wurde variiert, indem an die AR-Seite herkömmliche Spiegel angebracht wurden. Als Pumpquelle diente eine Laserdiode mit einer Emissionswellenlänge von 809 nm. Bei einem Auskoppelgrad von 24% konnte ein differentieller Wirkungsgrad von 11% erreicht werden. Die maximale Ausgangsleistung betrug ca. 160 mW bei einer eingekoppelten Pumpleistung von etwa 1,4 W [Okh05].

### **Nd:YAG-Keramik**

Ein durch mechanische Spannung induzierter Wellenleiter im Zentrum einer fs-Laser geschriebenen Doppelspur in einer Nd(2%):YAG-Keramik konnte von Torchia et al. erzeugt werden. Für die Laserexperimente wurde die Pumpseite des Wellenleiters direkt hoch-reflektierend (HR) für die Laserwellenlänge von 1064 nm verspiegelt. Die gegenüberliegende Seite erhielt keine Verspiegelung. Somit betrug der Auskoppelgrad des Lasers 92%. Der Wellenleiterlaser wurde mit einem Ti:Saphir-Lasersystem bei einer Wellenlänge von 748 nm gepumpt. Bei einer eingekoppelten Pumpleistung von etwa 200 mW wurde eine Ausgangsleistung von ca. 80 mW erreicht. Der differentielle Wirkungsgrad betrug etwa 60% [Tor08].

### **Yb:KGdW und Yb:KYW**

Bain et al. erzeugten in Yb(5%):KGdW und Yb(5%):KYW Doppelspuren durch die fs-Laserbestrahlung. Laseroszillation konnte im Zentrum und in der Umgebung der Doppelspuren bei einer Wellenlänge von 1023 nm (1037 nm) für Yb:KGdW (Yb:KYW) nachgewiesen werden. Als Pumpquelle diente eine Laserdiode mit einer Emissionswellenlänge von 980 nm. An die

Pumpseite des Wellenleiters wurde ein herkömmlicher Spiegel angebracht, der HR für die Laserwellenlänge war. An die Auskoppelseite wurden Spiegel mit verschiedenen Auskoppelgraden angebracht. Für den Yb:KGdW-Kristall konnte mit einem Auskoppelgrad von 5% eine maximale Ausgangsleistung von etwa 19 mW bei einer eingekoppelten Pumpleistung von etwa 310 mW erzielt werden. Der differentielle Wirkungsgrad betrug etwa 9%. Diese Ergebnisse konnte mit Yb:KYW nicht erreicht werden. Die Ausgangsleistung war geringer als 10 mW. Weitere Angaben wurden nicht gemacht [Bai09].

## 10.4 Nd:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb

Im folgenden Abschnitt werden zuerst die Laserexperimente mit den Nd:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlasern beschrieben. Anschließend erfolgt ein Vergleich der Ergebnisse mit Simulationen des Laserprozesses, um so Rückschlüsse auf eine mögliche Optimierung der Wellenleiter zu erhalten.

### 10.4.1 Laserexperimente

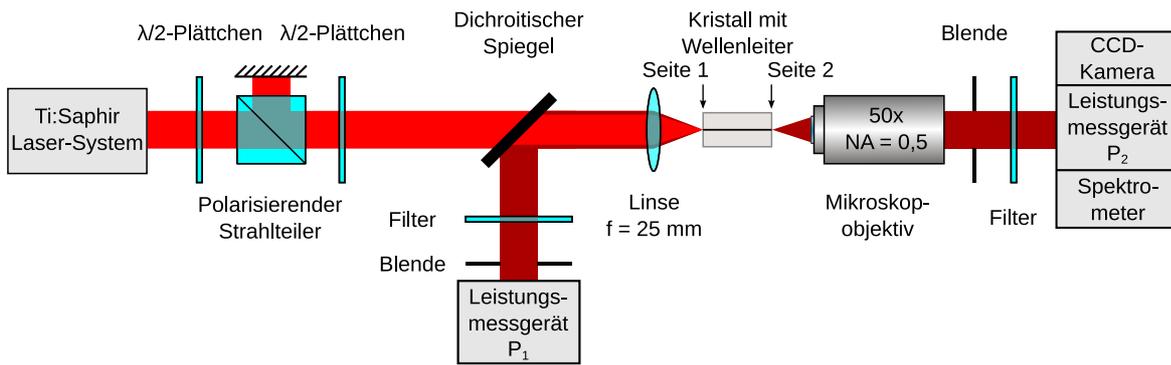
#### Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau für die Laserexperimente ist in Abbildung 10.5 dargestellt. Als Pumpquelle wurde ein Ti:Saphir-Lasersystem bei einer Wellenlänge von 808 nm verwendet. Mit der Kombination aus  $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteiler konnte die Leistung variiert werden. Mit dem zweiten  $\lambda/2$ -Plättchen wurde die Polarisation des Pump lasers für optimale Wellenleitung eingestellt. Das Pumplicht wurde mit einer Linse mit einer Brennweite von 25 mm in den Wellenleiter an Seite 1 eingekoppelt. Das auf Seite 2 austretende Licht wurde mit Hilfe des Zeiss 50 $\times$  Mikroskopobjektivs (technische Daten siehe 4.1) aufgesammelt und mit einer CCD-Kamera (Piper FK-7512-IQ) das Intensitätsprofil der geführten Mode aufgenommen. Die Leistung  $P_2$  des Wellenleiterlasers wurde mit einem Leistungsmessgerät (Ophir PD 300-3W-V1; Ophir 3A-SH) bestimmt und das Spektrum mit einem Spektrometer (Bruker Equinox 55) vermessen. Um zu verhindern, dass Streulicht die Messungen verfälscht, wurde eine Blende genutzt. Mit einem Filter wurde transmittiertes Pumplicht herausgefiltert. Neben der Leistung des Wellenleiterlasers auf Seite 2 wurde zusätzlich die Laserleistung bestimmt, die auf Seite 1 aus dem Wellenleiter ausgekoppelt wurde. Dieses Laserlicht wurde durch die Linse kollimiert und mit einem dichroitischen Spiegel, der hochtransmittierend bei der Pumpwellenlänge und hochreflektierend im Bereich von 1030 nm bis 1080 nm war, von der Pumpstrahlung getrennt. Die Leistungsmessung fand mit Leistungsmessgerät statt (Ophir PD 300-3W-V1; Ophir 3A-SH).

#### Koppeleffizienz

Die Koppeleffizienz für den Laseraufbau konnte bei der Pumpwellenlänge von 808 nm nicht direkt mit der Methode des Überlappintegrals (siehe Abschnitt 6.7.1) bestimmt werden, da der Ti:Saphir-Laser bei dieser Wellenlänge ein unsymmetrisches Strahlprofil aufwies. Zusätzlich war nicht bekannt, ob der Laser in der Grundmode lief. Aus diesem Grund wurde der Ti:Saphir-

## 10 Wellenleiterlaser



**Abbildung 10.5:** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Laserexperimente

Laser für die Bestimmung der Koppeffizienz bei einer Wellenlänge von 850 nm betrieben. Da Nd:YAG bei dieser Wellenlänge keine Absorption aufweist, konnte die transmittierte Leistung der Wellenleiter bestimmt werden. Unter der Annahme, dass die Ausbreitungsverluste bei 850 nm identisch mit den bereits durch die Überlappmethode bei 1063 nm bestimmten Verlusten sind, wurde die Koppeffizienz mit Gleichung 6.50 berechnet. Mit Hilfe der Koppeffizienz  $\eta_K$  und unter Berücksichtigung der Fresnelreflexion  $R$  an der Einkoppelseite ergibt sich somit die in den Wellenleiter eingekoppelte Leistung  $P$  aus der eingestrahnten Leistung  $P_{in}$  mit

$$P = \eta_K(1 - R) \cdot P_{in}. \quad (10.32)$$

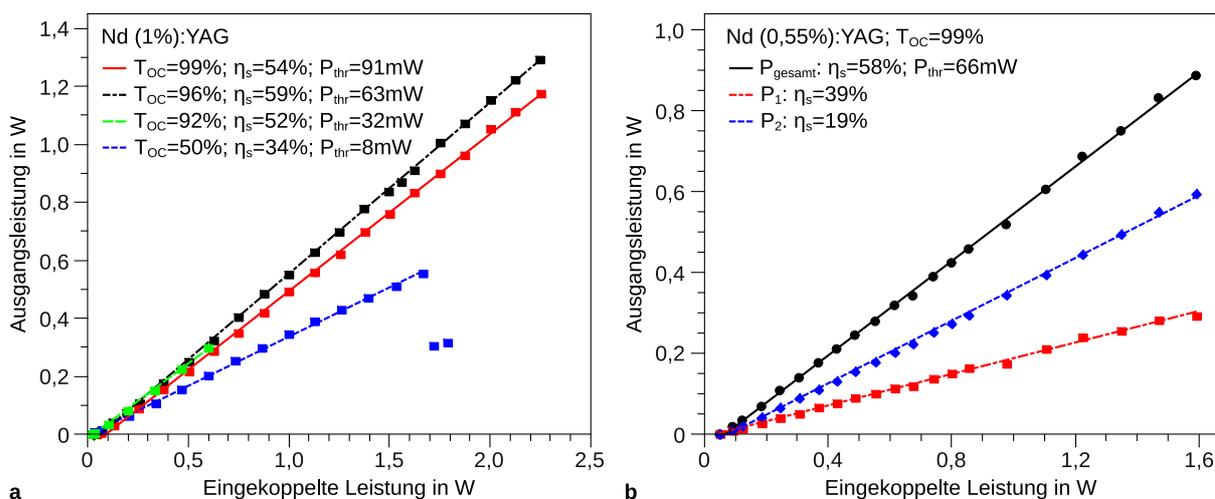
Die eingekoppelte Leistung darf hierbei allerdings nicht mit der absorbierten Leistung gleichgesetzt werden. Ein Teil des geführten Pumplichts wird während der Ausbreitung aus dem Wellenleiter herausgestreut und steht damit dem Laserprozess nicht zur Verfügung.

### Experimente

Für die Laserexperimente wurden ein 8,35 mm langer 1% Nd-dotierter und ein 9,2 mm langer 0,55% Nd-dotierter YAG-Kristall verwendet. In die Kristalle wurden Einzelspuren und Doppelspuren mit einer Pulsenergie von 1,3  $\mu\text{J}$  geschrieben. Die Abstände der Doppelspuren variierten zwischen 23  $\mu\text{m}$  und 30  $\mu\text{m}$ . Die Laserexperimente mit dem 1% Nd-dotierten Kristall wurden bei vier verschiedenen Auskoppelgraden durchgeführt. Hierzu wurden die Endflächen des Kristalls direkt mit dielektrischen Spiegeln beschichtet. In Tabelle 10.1 sind die verwendeten Auskoppelgrade und der entsprechende Transmissionsgrad der jeweiligen Kristallseite aufgelistet. Eine Transmission von 92% wurde erreicht, wenn auf eine Beschichtung verzichtet und stattdessen die Fresnelreflexion ausgenutzt wurde (siehe Abschnitt 6.3.3). Laserexperimente mit dem 0,55% Nd-dotierten Kristall wurden einzig bei einem Auskoppelgrad von 99% durchgeführt.

Die Lasereigenschaften der verschiedenen Doppelspur-Wellenleiter mit Spurbständen von 25  $\mu\text{m}$  bis 27  $\mu\text{m}$  des 1% Nd-dotierten YAG unterschieden sich nur geringfügig. Die besten Ergebnisse konnten mit einem Doppelspur-Wellenleiter erzielt werden, bei dem die beiden Spuren etwa 27  $\mu\text{m}$  voneinander getrennt waren. Bei Verwendung des Nd(0,55%):YAG-Kristalls wurde die höchste Ausgangsleistung für einen Doppelspur-Wellenleiter erreicht, der einen Spurbstand von 26  $\mu\text{m}$  hatte. Die Koppeffizienz betrug für diese beiden Wellenleiter 70%  $\pm$  10%. Durch den Fehler bei der Bestimmung der Koppeffizienz ergeben sich entsprechend die Fehler der eingekoppelten Leistung und der differentiellen Wirkungsgrade.

Auskoppelgrad	Transmissions- grad Seite 1	Transmissions- grad Seite 2
99%	92%	92%
96%	92%	50%
92%	0	92%
50%	0	50%

**Tabelle 10.1:** Verwendete Auskoppelgrade für die Nd-YAG-Wellenleiterlaser


**Abbildung 10.6:** Ausgangsleistung der Wellenleiterlaser in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung; Gesamtleistung für einen Doppelspur-Wellenleiterlaser mit  $27\ \mu\text{m}$  Spurabstand in Nd(1%):YAG (a); Gesamtleistung und die ausgekoppelte Leistung  $P_1$  und  $P_2$  eines Nd(0,55%):YAG-Doppelspur-Wellenleiterlasers mit einem Spurabstand von  $26\ \mu\text{m}$  (b)

In Abbildung 10.6(a) ist die Leistungscharakteristik des Nd(1%):YAG-Wellenleiterlasers mit  $27\ \mu\text{m}$  Spurabstand bei verschiedenen Auskoppelgraden dargestellt. Hierbei ist die Gesamtleistung aufgetragen, die sich aus Addition der ausgekoppelten Leistung auf Seite 1 und Seite 2 ergab. Die höchste Ausgangsleistung konnte bei einem Auskoppelgrad von 96% erzielt werden. Bei einer eingekoppelten Leistung von  $2,25\ \text{W} \pm 0,32\ \text{W}$  wurde hierbei eine Ausgangsleistung von  $1,29\ \text{W}$  erreicht. Die Schwellpumpleistung betrug  $63\ \text{mW} \pm 9\ \text{mW}$  und der differentielle Wirkungsgrad  $59\% \pm 6\%$ .

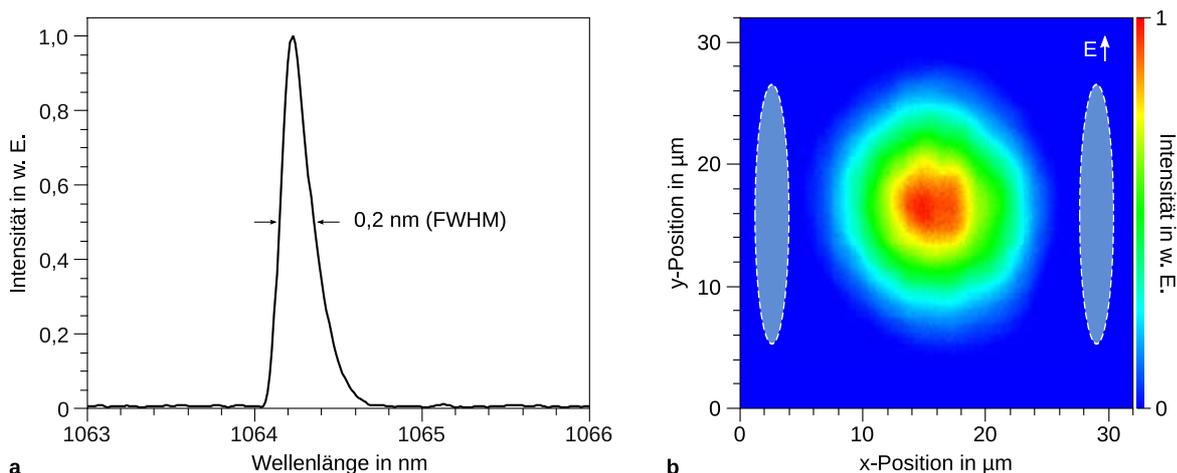
Wird der Auskoppelgrad und damit auch die Gesamtverluste verringert, so sinkt die Schwellpumpleistung. Bei dem kleinsten genutzten Auskoppelgrad von 50% betrug sie  $8\ \text{mW} \pm 1\ \text{mW}$ . Gleichzeitig verringert sich auch der differentielle Wirkungsgrad auf  $34\% \pm 3\%$ . Dieses Verhalten entspricht den theoretischen Erwartungen aufgrund der Gleichungen 10.18 und 10.20. Im Widerspruch zu diesen Gleichungen steht allerdings, dass bei einer Erhöhung auf einen Auskoppelgrad von 99% der differentielle Wirkungsgrad kleiner wurde.

In Abbildung 10.6(b) ist zum Vergleich die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der eingekoppelten Pumpleistung für den Doppelspur-Wellenleiter mit  $26\ \mu\text{m}$  Spurabstand im 0,55% dotiertem Nd:YAG dargestellt. Bei einem Auskoppelgrad von 99% wurde eine Gesamtausgangsleistung von etwa  $0,9\ \text{W}$  erreicht. Die eingekoppelte Leistung betrug  $1,6\ \text{W} \pm 0,2\ \text{W}$  bei

## 10 Wellenleiterlaser

einer Schwellpumpleistung von  $66 \text{ mW} \pm 9 \text{ mW}$ . Der differentielle Wirkungsgrad erreichte einen Wert von  $58\% \pm 6\%$ . Bei den hier untersuchten Wellenleitern konnte nahezu keine transmittierte Pumpstrahlung auf Seite 2 des Wellenleiters gemessen werden.

Während des Laserbetriebs konnte weißes Fluoreszenzlicht, erzeugt durch Upconversion entlang des Wellenleiters, beobachtet werden, dessen Intensität ausgehend von Seite 1 nach Seite 2 abnahm. Die Effizienz des Upconversion-Prozesses steigt mit zunehmender Dichte angeregter Nd-Ionen. Dies bedeutet, dass die Anregungsdichte auf Seite 1 des Wellenleiterlasers höher als auf Seite 2 war.



**Abbildung 10.7:** Emissionsspektrum des Wellenleiterlasers zwischen einer Doppelspur mit  $27 \mu\text{m}$  Spurbstand in Nd(1%):YAG (a); Nahfeldaufnahme der Lasermode (b)

In Abbildung 10.7(a) ist das Spektrum des Nd(1%):YAG-Wellenleiterlasers dargestellt. Die zentrale Laserwellenlänge betrug  $1064,2 \text{ nm}$  bei einer Breite<sup>1</sup> von  $0,2 \text{ nm}$ . Das Intensitätsprofil der geführten Lasermode desselben Wellenleiterlasers ist in Abbildung 10.7(b) dargestellt. Das Intensitätsprofil ist rund und etwa gaußförmig bei einem Durchmesser<sup>2</sup> von etwa  $17 \mu\text{m}$ . Die Gesamtausgangsleistung des Lasers betrug hierbei etwa  $2 \cdot 160 \text{ mW}$ . Diese Werte entsprechen den Ergebnissen der Wellenleitungsexperimente bei einer Wellenlänge von  $1063 \text{ nm}$  (siehe Abschnitt 6.5). Um zu ermitteln, ob die Pumpleistung einen Einfluss auf das Modenprofil hat, wurde dieses bei Laserleistungen von  $80 \text{ mW}$  bis  $250 \text{ mW}$  ausgewertet. Hierbei zeigte sich keine Änderung.

Das ausgekoppelte Licht des Wellenleiterlasers ist parallel zur y-Achse (Achsenbezeichnung siehe Abbildung 4.2) polarisiert. Dies entspricht den Erwartungen, da die Wellenleitungsexperimente zeigten, dass nur Licht dieser Polarisationsrichtung geführt wurde (siehe Abschnitt 6.6).

Die mit dem Nd(1%):YAG-Wellenleiterlaser erzielte maximale Ausgangsleistung und der differentielle Wirkungsgrad bei einem Auskoppelgrad von  $96\%$  sind um ein Vielfaches höher, als die von Okhrimchuk et al. erreichten Werte für einen fs-geschriebenen Nd:YAG-Wellenleiterlaser [Okh05]. Der von Torchia et al. demonstrierte Wellenleiterlaser in einer Nd:YAG-Keramik erreichte einen vergleichbaren differentiellen Wirkungsgrad von  $60\%$ , allerdings betrug die

<sup>1</sup>FWHM

<sup>2</sup>gemessen bei einer Verringerung der Intensität auf  $1/e^2$

Ausgangsleistung geringe 80 mW. Der theoretisch erreichbare differentielle Wirkungsgrad ergibt sich aus Gleichung 10.30 zu 64% mit der Annahme, dass die resonatorinternen Verluste durch die Ausbreitungsverluste von 25% für einen Einfachdurchgang gegeben sind. Dieser theoretische Wirkungsgrad entspricht unter Berücksichtigung der Messungenauigkeit etwa dem experimentell bestimmten Wirkungsgrad. Die Abweichung kann unter anderem auf mögliche zusätzliche Verlustprozesse, wie zum Beispiel Upconversion und Kreuzrelaxation, zurückgeführt werden. Unter der Voraussetzung, dass die Ausbreitungsverluste vernachlässigbar klein sind, beträgt der theoretisch maximal erreichbare Wirkungsgrad etwa 76%. Somit besteht die Möglichkeit einer weiteren Optimierung des Wellenleiterlasers, indem zum Beispiel die Ausbreitungsverluste minimiert werden oder eine optimale Länge des Wellenleiterlasers gefunden wird. Zusätzlich kann durch eine Verringerung der Upconversion-Prozesse eine Steigerung der Effizienz erzielt werden. Die Effizienz der Upconversion kann durch die Dotierungskonzentration beeinflusst werden. Allerdings sei hier angemerkt, dass Nd:YAG-Laser, die nicht auf dem Prinzip des Wellenleiters basieren, in der Regel Wirkungsgrade von höchstens 60% erreichen [Rut01, Lu00]. Somit stellt der differentielle Wirkungsgrad des Nd(1%):YAG-Wellenleiterlasers von 59% bereits ein sehr gutes Ergebnis dar.

### Optimaler Auskoppelgrad

Die Laserexperimente zeigten, dass der beste der verwendeten Auskoppelgrade für den 1% Nd-dotierten YAG-Kristall bei 96% lag. Für einen Einzeldurchgang ergeben sich resonatorinterne Verluste, die hauptsächlich durch die Ausbreitungsverluste des Wellenleiters hervorgerufen werden. Bei Ausbreitungsverlusten von 1,2 dB/cm und einer Resonatorlänge von 1 cm bedeutet dies, dass bei einem Zweifachdurchgang durch den Resonator Verluste von etwa 50% auftreten. Um einen hohen differentiellen Wirkungsgrad zu erreichen, muss entsprechend Gleichung 10.20 der Auskoppelgrad hoch im Vergleich zu den resonatorinternen Verlusten sein. Bei einem Auskoppelgrad von 50% war dies nicht mehr gegeben, was sich direkt in dem geringen Wirkungsgrad von 34% widerspiegelte.

Wurde ein Auskoppelgrad von mehr als 96% verwendet, ergab sich ebenfalls ein geringerer differentieller Wirkungsgrad. Dieses Verhalten kann auf Verluste durch Upconversion- und Kreuzrelaxationsprozesse (siehe Abschnitt 3.2) zurückgeführt werden. Diese werden umso ausgeprägter, je höher die Anregungsdichte ist. Mit steigendem Auskoppelgrad nahm die Anregungsdichte zu und erreichte bei einem Auskoppelgrad von 99% einen Wert, bei dem die Verluste signifikant erhöht waren.

Der 0,55% Nd-dotierte YAG-Wellenleiterlaser besaß bei 99% Auskopplung annähernd den gleichen differentiellen Wirkungsgrad wie der Nd(1%):YAG-Laser bei 96% Auskopplung. Dies bedeutet, dass der Einfluss von Upconversion und Kreuzrelaxation aufgrund der geringeren Dotierung und damit der geringeren Anregungsdichte kleiner war. Hier wäre es interessant zu überprüfen, ob bei höheren Auskoppelgraden, wie sie zum Beispiel durch reflexionsvermindernde Beschichtungen erreicht werden, höhere differentielle Wirkungsgrade erzielt werden können.

### Leistungsunterschiede zwischen Seite 1 und 2

Bei allen in dieser Arbeit realisierten Wellenleiterlasern mit Auskoppelgraden von 99% konnte beobachtet werden, dass die auf den beiden Seiten ausgekoppelte Laserleistung nicht identisch

war (siehe Abbildung 10.6(b)). Da der Auskoppelgrad auf beiden Seiten jeweils 92% betrug, wird entsprechend auch eine identische Ausgangsleistung erwartet. Die Ausgangsleistung auf Seite 1 war in der Regel höher, als die Leistung auf Seite 2. Das Verhältnis der Leistungen  $P_1/P_2$  konnte durch minimale Änderung der Einkopplung der Pumpstrahlung in den Wellenleiter von etwa 0,9 bis etwa 2 variiert werden. Die Gesamtleistung blieb hierbei konstant.

Eine mögliche Erklärung dieses Phänomens ist durch die ortsabhängige Besetzungsinversion gegeben (siehe Simulation des Laserprozesses), die von Seite 1 nach Seite 2 des Wellenleiters abnahm. Somit änderte sich auch die Verstärkung entlang des Wellenleiters. Aus diesem Grund sollte der Laserprozess, insbesondere bei Lasern mit hoher Verstärkung, richtungsabhängig beschrieben werden [Sve98]. Eine theoretische Beschreibung ist in [Rig65] dargestellt. Entsprechende Berechnungen wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

### Wärmeeffekte während des Laserbetriebs

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Leistungskurven der Wellenleiterlaser zeigen selbst bei maximaler Pumpleistung von etwa 2,3 W keine den Laserbetrieb einschränkenden Wärmeeffekte. Nichtsdestotrotz konnte während der Experimente eine Erwärmung der Kristalle festgestellt werden. Dies äußerte sich zum Beispiel darin, dass bei Pumpleistungen von mehr als 1,5 W die Wellenleiterlaser während der ersten 30 s, nachdem die optimale Einkopplung des Pumplichts eingestellt wurde, kontinuierlich an Ausgangsleistung verloren. Durch geringfügige Korrektur der Justage konnte die Ausgangsleistung wieder auf den alten Wert erhöht werden. Die Nachjustage musste einige Male wiederholt werden, bevor der Wellenleiterlaser konstant mit hoher Ausgangsleistung lief.

Dieses Verhalten kann auf eine thermische Ausdehnung des Kristalls zurückgeführt werden. Durch die hohe Pumpleistung erwärmte sich der Kristall und dehnte sich dabei aus. Hierdurch verschob sich die Position des Wellenleiters gegenüber dem Pumpspot und die Koppeleffizienz verringerte sich. Durch geringes Justieren der Einkopplung konnte die Verschiebung ausgeglichen und somit wieder eine hohe Koppeleffizienz erreicht werden.

Eine einfache Abschätzung illustriert den Einfluss der Erwärmung auf die Verschiebung des Wellenleiters: Geht man davon aus, dass sich zwischen einem Wellenleiter und der festen Auflagefläche des Versuchsaufbaus etwa 2 mm YAG befinden, so verschiebt sich der Wellenleiter bei einer Temperaturerhöhung des Kristalls von  $\Delta T = 100^\circ\text{K}$  entsprechend der Gleichung

$$\Delta l = l_0 \alpha \Delta T \quad (10.33)$$

um etwa  $1,5 \mu\text{m}$ . Hierbei ist  $\Delta l$  die Längenänderung,  $l_0$  die Anfangslänge und  $\alpha = 7 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$  der Längenausdehnungskoeffizient von YAG [Wyn99]. Eine Verschiebung um  $1,5 \mu\text{m}$  ist ausreichend, um die Koppeleffizienz signifikant zu verringern.

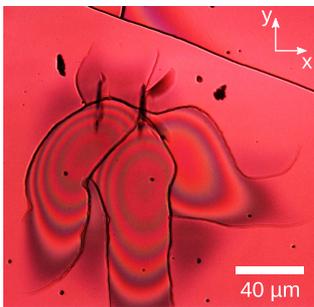
Neben der indirekten Beobachtung konnte eine Erwärmung des Kristalls auch festgestellt werden, als dieser versehentlich direkt nach einem Laserexperiment berührt wurde. Aufgrund einer leichten Schmerzentwicklung am Finger ist eine Erwärmung auf über  $50^\circ\text{C}$  realistisch. Eine weiterführende Temperaturmessung wurde nicht durchgeführt.

### Zerstörschwelle der Spiegelbeschichtung

Dielektrische Spiegelbeschichtungen haben in der Regel Zerstörschwellen von einigen  $\text{MW}/\text{cm}^{-2}$  [Las10]. Bei Strahltaillen von einigen  $100 \mu\text{m}$  auf dem Spiegel, wie sie bei Festkörperlaser üb-

lich sind, wird somit selbst bei hohen Pumpleistungen die Zerstörschwelle der Spiegelschichten nicht überschritten. Um hohe Koppeleffizienzen bei den in dieser Arbeit realisierten Wellenleiterlasern zu erreichen, wurde die Pumpstrahlung allerdings stark fokussiert. Der Fokus hatte hierbei einen Durchmesser von etwa  $16\ \mu\text{m}$ . Bei einer eingekoppelten Pumpleistung von  $2,25\ \text{W}$  betrug die einfallende Pumpleistung etwa  $3,2\ \text{W}$ . Somit erreichte die Leistungsdichte auf der Oberfläche des Kristalls einen Wert von fast  $2\ \text{MW}/\text{cm}^2$ .

So hohe Leistungsdichten stellten während der Laserexperimente ein Problem dar, was beispielhaft in Abbildung 10.6(a) anhand der Leistungscharakteristik bei einem Auskoppelgrad von 50% zu erkennen ist. Bei diesem Auskoppelgrad befand sich auf der gepumpten Seite des Wellenleiterlasers eine Verspiegelung, die HR für die Laserwellenlänge und AR für die Pumpwellenlänge war. Bei einer eingekoppelten Pumpleistung von etwa  $1,6\ \text{W}$ , was einer eingestrahelten Leistung von etwa  $2,3\ \text{W}$  und damit einer Pumpleistungsdichte von  $1,1\ \text{MW}/\text{cm}^2$  entsprach,



**Abbildung 10.8:** Hellfeld Mikroskopaufnahme der Oberfläche des Nd(1%):YAG-Kristalls; Zerstörung der Spiegelbeschichtung aufgrund einer zu hohen Pumpleistungsdichte

nahm die Ausgangsleistung um etwa 50% ab. Die zuvor erzielten Ausgangsleistungen konnten anschließend nicht mehr erreicht werden. In Abbildung 10.8 ist eine Mikroskopaufnahme der Kristallendfläche dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich aufgrund der hohen Pumpleistungsdichte Risse in der Beschichtung gebildet haben. Einer dieser Risse befindet sich direkt im Zentrum der Doppelspur, d.h. am Ort des Wellenleiters. Des Weiteren kann aufgrund der sichtbaren Interferenzringe geschlossen werden, dass die Beschichtung teilweise keinen Kontakt mehr zur Kristalloberfläche hatte.

Um weiterführende Laserexperimente bei hohen Pumpleistungen durchführen zu können, ist es daher ratsam, nach Möglichkeit auf eine Beschichtung der Pumpseite des Wellenleiterlasers zu verzichten. Auch wären Beschichtungen mit höheren Zerstörschwellen wünschenswert. So könnte bei Verwendung einer Beschichtung mit einer Zerstörschwelle von  $5\ \text{MW}/\text{cm}^2$ , wie sie kommerziell bereits angeboten wird, eine Pumpleistung von etwa  $10\ \text{W}$  erreicht werden [Las10].

## 10.4.2 Simulation des Laserprozesses

Die Laserexperimente haben gezeigt, dass nahezu die gesamte geführte Pumpstrahlung innerhalb des Wellenleiters absorbiert wurde. Somit stellt sich die Frage nach der idealen Länge des Wellenleiterlasers. Ist der Wellenleiter zu kurz, so wird nur ein Teil des Pumplichts absorbiert. Ist der Wellenleiterlaser hingegen zu lang, so wird womöglich nicht im gesamten Wellenleiter die Schwelleninversion erreicht. In beiden Fällen ist der differentielle Wirkungsgrad in Bezug auf die eingekoppelte Leistung geringer als bei optimaler Wellenleiterlänge.

Eine Simulation des Wellenleiterlasers bietet nun unter anderem die Möglichkeit, die ideale Wellenleiterlänge zu bestimmen. Der im Folgenden beschriebenen Simulation liegt die numerische Berechnung eines orts- und zeitabhängigen Gleichungssystems mit dem Programm LASER3 zu Grunde. Dieses Programm wurde am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg entwickelt und wird im Folgenden kurz erläutert.

Das zur Berechnung des Laserprozesses benutzte Gleichungssystem setzt sich aus Bilanz-, Laser-Differential- und Photonentransportgleichungen zusammen. Mit diesen Gleichungen kön-

nen Vier-Niveau-, Drei-Niveau- und Quasi-Drei-Niveau-Laser berechnet werden. Die Bilanzgleichungen haben hierbei die Form

$$\frac{dn_i(x,t)}{dt} = f_i [I_P(x,t), I_L(t), n_i(x,t)], \quad (10.34)$$

wobei  $n_i$  mit  $i = 1, 2, \dots$  die Besetzungsdichten der beteiligten Energieniveaus  $i$  sind. Mit den Funktionen  $f_i$  werden Absorption, spontane Emission, Relaxation, Reemission und stimulierte Emission beschrieben.  $I_P(x,t)$  ist die Pumpintensität und  $I_L(t)$  die Intensität des im Resonator umlaufenden Laserlichts. Die Laser-Differentialgleichung ergibt sich mit

$$N_i(t) = \int_0^d n_i(x,t) dx \quad (10.35)$$

zu

$$\frac{dI_L(t)}{dt} = -kI_L(t) + \frac{cN}{L} [(\sigma_{ji}N_j(t) - \sigma_{ij}N_i(t))I_L(t) + \sigma_{ji}N_j(t)z], \quad (10.36)$$

wobei  $\sigma_{ij}$  die Wirkungsquerschnitte für den entsprechenden Übergang vom Niveau  $i$  in das Niveau  $j$  und  $N$  die Dotierungskonzentration ist.  $z$  beschreibt die Anzahl der Startphotonen und muss größer als Null gewählt werden, damit  $dI_L(0)/dt > 0$  ist und der Laser somit anschwingen kann.  $L$  ist die Resonatorlänge und  $d$  die Länge des aktiven Mediums. Die Photonentransportgleichung hat die Form

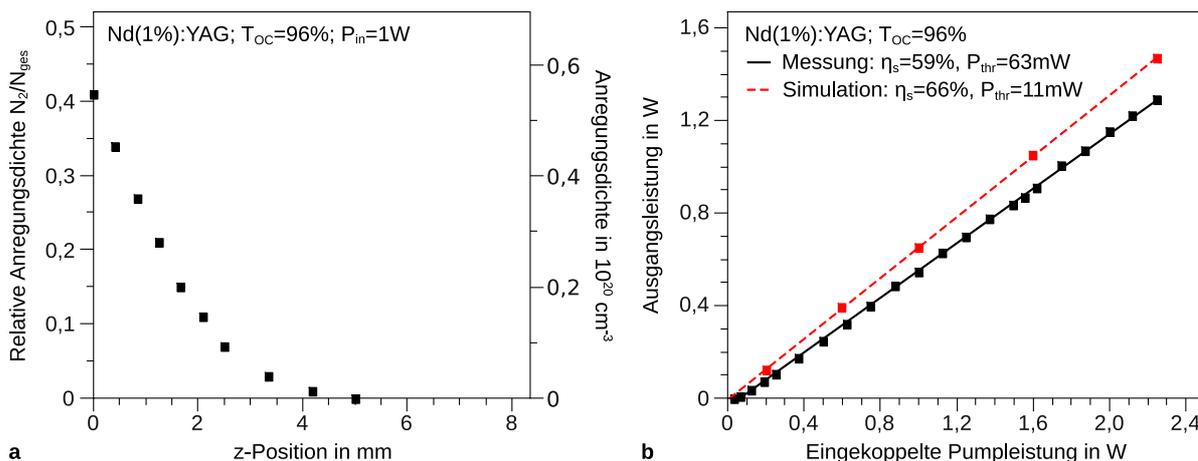
$$\frac{dI_P(x,t)}{dt} = -NI_P(x,t)g[n_i(x,t)]. \quad (10.37)$$

$g[n_i(x,t)]$  berücksichtigt hierbei Absorption und Emission.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulation für den Nd(1%):YAG-Wellenleiterlaser bei einem Auskoppelgrad von 96% diskutiert. Für die numerische Lösung des Gleichungssystems wurde angenommen, dass die geführte Mode des Wellenleiters kein gauß-, sondern ein stufenförmiges Intensitätsprofil mit einer Breite von 16  $\mu\text{m}$  besitzt. Des Weiteren wurde die Wärmeentwicklung vernachlässigt, da diese bei geringen Temperaturen nahezu keinen Einfluss auf die Besetzungsdichten eines idealen Vier-Niveau-Lasers hat.

In Abbildung 10.9(a) ist die Besetzungsdichte  $N_2$  des oberen Laserniveaus für den stationären Laserbetrieb in Abhängigkeit von der Position entlang des Wellenleiters dargestellt. An Seite 1 des Wellenleiterlasers sind bei einer Pumpleistung von 1 W über 40% der Ionen angeregt. Dies entspricht einer Anregungsdichte von  $0,56 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Die Anregungsdichte fällt kontinuierlich entlang des Wellenleiters ab. Nach 5 mm befinden sich keine Nd-Ionen mehr im angeregten Zustand. Simulationen mit höheren Pumpleistungen ergaben, dass die Anregungsdichteverteilung unabhängig von der Pumpleistung ist. Somit gibt diese Verteilung die Schwelleninversion abhängig von der  $z$ -Position innerhalb des Wellenleiters wieder. Die hier berechnete Änderung der Anregungsdichte steht in Einklang mit der in den Laserexperimenten beobachteten Upconversion-Fluoreszenz.

Im Hinblick auf eine Optimierung der Wellenleiterlänge bedeutet dies, dass bei einer Nd-Dotierung von 1% die optimale Länge des Wellenleiters unter 5 mm liegt. Ab einer Länge von 5 mm findet in dem Wellenleiter keine weitere Verstärkung mehr statt. Somit erfährt die geführte Lasermode ab 5 mm einzig Ausbreitungsverluste.



**Abbildung 10.9:** Berechnete Dichte angeregter Ionen während des Dauerstrichbetriebs des Nd(1%)YAG-Wellenleiterlasers in Abhängigkeit von der Position entlang des Wellenleiters bei einem Modendurchmesser von  $16 \mu\text{m}$ , einem Auskoppelgrad von 96% und einer Pumpleistung von 1 W (a); Berechnete Leistungscharakteristik des Lasers im Vergleich mit den experimentell bestimmten Werten des Nd(1%):YAG-Wellenleiterlasers mit einem Spurb Abstand von  $27 \mu\text{m}$  und einem Auskoppelgrad von 96% (b)

Die hier vorgestellten Rechnungen der Anregungsdichte können allerdings nicht direkt auf das Experiment übertragen werden. Dies wird beispielhaft in Abbildung 10.9(b) ersichtlich. In dieser Darstellung wird die berechnete Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers der experimentell bestimmten gegenübergestellt. Die Berechnung ergab hierbei eine zu geringe Pumpschwelleistung von 11 mW bei einem zu hohen differentiellen Wirkungsgrad von 66%. Auch unter der Annahme, dass die Koppeffizienz falsch bestimmt wurde, können durch Anpassung der Koppeffizienz beide Werte nicht gleichzeitig in Übereinstimmung gebracht werden. Ein möglicher Grund für die Abweichungen zwischen Messung und Simulation könnte in der fehlenden Berücksichtigung von Upconversion- und Kreuzrelaxationsprozessen liegen, die zu zusätzlichen Verlusten führen. Auch beinhaltet die Simulation keine richtungsabhängige Beschreibung des Laserprozesses.

Diese Berechnungen liefern trotz der Einschränkungen eine erste Abschätzung über die Anregungsdichten innerhalb des Wellenleiterlasers und erlauben somit Rückschlüsse auf dessen optimale Länge.

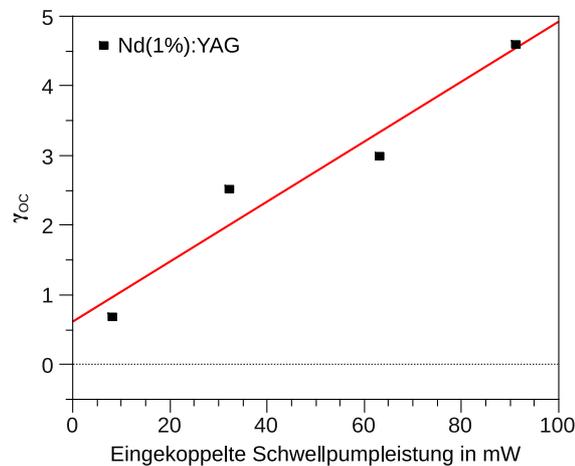
### 10.4.3 Abschätzung der Ausbreitungsverluste

Anhand der Lasercharakteristik können die resonatorinternen Verluste bestimmt werden. Somit steht eine Möglichkeit zur Verfügung, die Ausbreitungsverluste der im Wellenleiter geführten Mode zu bestimmen, wenn angenommen wird, dass die Ausbreitungsverluste dominant gegenüber allen weiteren resonatorinternen Verlusten sind. Allerdings ist hierfür zwingend vorauszusetzen, dass die Verlustbestimmungsmethoden von der Koppeffizienz unabhängig sind. Dies ist insofern wichtig, da die laserrelevanten Größen, wie zum Beispiel eingekoppelte Leistung, Schwellpumpleistung und differentieller Wirkungsgrad, von der Koppeffizienz abhängen. Zur Bestimmung der Koppeffizienz für den Laseraufbau wurden die bereits bestimmten Ausbreitungsverluste der Wellenleiter verwendet. Somit würde jede Methode, die von der Koppeffizienz abhängig ist, im Idealfall die bereits bestimmten Ausbreitungsverluste reproduzieren.

Die Methode zur Bestimmung der resonatorinternen Verluste von Findlay und Clay erfüllt die Voraussetzung der Unabhängigkeit von der Koppelleffizienz [Fin66]. Hierbei wird der lineare Zusammenhang zwischen Schwellpumpleistung und Resonatorverlusten ausgenutzt, wie er durch Gleichung 10.17 gegeben ist. Diese Gleichung kann mit den Gleichungen 10.16 und 10.32 und  $\gamma_1 + \gamma_2 = \gamma_{OC}$  in die Form

$$\gamma_{OC} = \eta_K(1 - R) \cdot \frac{2\sigma_{em}\tau L_K}{h\nu_p V_a} \cdot P_{in,thr} - 2\gamma_i \quad (10.38)$$

gebracht werden.  $P_{in,thr}$  ist die eingestrahlte Schwellpumpleistung. Wird nun die Schwellpumpleistung für verschiedene Auskoppelgrade bestimmt, so können durch Auftragen von  $\gamma_{OC}$  gegen  $P_{in,thr}$  die resonatorinternen Verluste  $\gamma_i$  bestimmt werden. Diese ergeben sich aus der Regressionsgeraden für eine Extrapolation nach  $P_{in,thr} = 0$ . Diese Methode ist von der Koppelleffizienz unabhängig, da durch die Koppelleffizienz zwar die Steigung der Regressionsgeraden beeinflusst wird, der Ordinatenabschnitt mit  $2\gamma_i$  aber konstant bleibt.



**Abbildung 10.10:** Darstellung der logarithmischen Auskoppelverluste gegen die Schwellpumpleistung und lineare Regressionsgerade für einen Doppelspurwellenleiter mit 27  $\mu\text{m}$  Spurbstand in Nd(1%):YAG

In Abbildung 10.10 sind die logarithmischen Auskoppelverluste  $\gamma_{OC}$  gegen die Schwellpumpleistung  $P_{thr}$  aufgetragen. Wie zu erkennen ist, können die resonatorinternen Verluste mit dieser Methode nicht bestimmt werden, da hierfür die Regressionsgerade die y-Achse bei einem Wert kleiner Null schneiden muss. Ein möglicher Grund hierfür könnte ein nicht zu vernachlässigender Einfluss der Upconversion- und Kreuzrelaxationsprozesse sein, die in den Ratengleichungen nicht berücksichtigt wurden. Insbesondere bei den hier verwendeten hohen Auskoppelgraden kam es zu hohen Anregungsdichten, die diese Prozesse begünstigen. Ein zweiter Grund könnte im bereits beschriebenen Unterschied der Ausgangsleistung der beiden Wellenleiterendflächen liegen, die mit den verwendeten Ratengleichung nicht beschrieben werden. Somit ist fraglich, inwiefern Gleichung 10.18 zur Bestimmung der resonatorinternen Verluste für das vorliegende System verwendet werden darf.

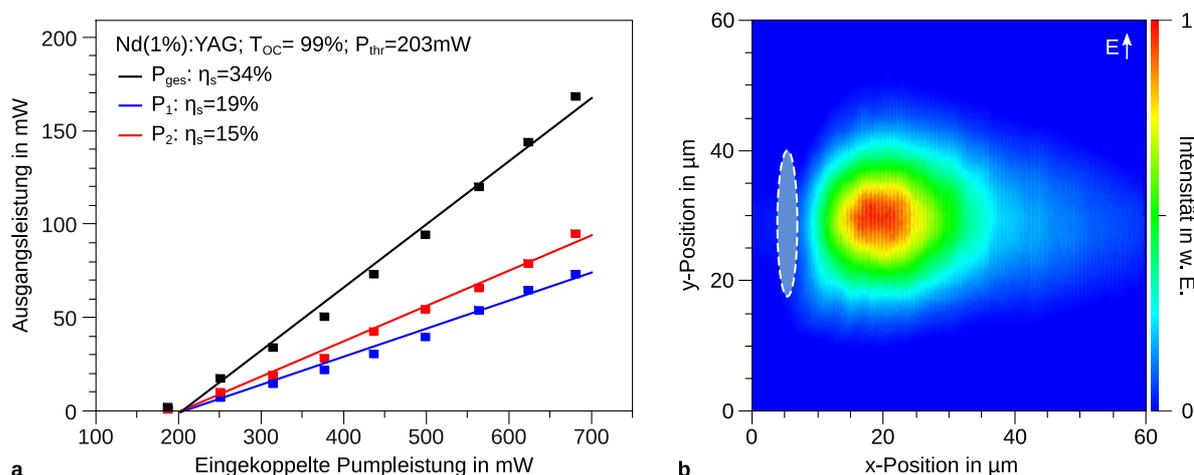
#### 10.4.4 Bestimmung der Brechungsindexänderung

In Abschnitt 6.8.1 wurde die Brechungsindexänderung zwischen den Doppelspuren anhand der Divergenz des Fernfelds der geführten Mode bestimmt. Diese Methode kann auch auf das Fern-

feld des emittierten Laserlichts angewendet werden. Hierbei ergab sich eine NA von 0,09. Dies entspricht einer Brechungsindexänderung von etwa  $3 \cdot 10^{-3}$  und steht damit im Einklang mit den im Abschnitt 6 gewonnenen Ergebnissen.

## 10.5 Nd:YAG-Einzelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb

Neben Nd:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlasern konnte Lasertätigkeit auch in Einzelspur-Wellenleitern erzielt werden. In Abbildung 10.11(a) ist die Leistungscharakteristik eines Einzelspur-Wellenleiterlasers dargestellt. Der Wellenleiter befindet sich hierbei im Bereich B einer Einzelspur (siehe Abbildung 6.7), die mit einer Pulsenergie von  $2 \mu\text{J}$  geschrieben wurde. Der Auskoppelgrad des Lasers betrug 99%. Die Koppelleffizienz von 70% konnte in diesem Fall nur abgeschätzt werden, da für die Einzelspurwellenleiter das Überlappintegral nicht anwendbar war (siehe Abschnitt 6.7.1). Die Einfügeverluste des hier verwendeten Wellenleiters betragen etwa 6,3 dB.



**Abbildung 10.11:** Gesamtleistung und die ausgekoppelte Leistung  $P_1$  und  $P_2$  des Nd(1%):YAG-Einzelspurwellenleiterlasers in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung (a); Nahfeldaufnahme der Lasermode (b)

Bei einer eingekoppelten Pumpleistung von 680 mW konnte eine Ausgangsleistung von etwa 170 mW erreicht werden. Die eingekoppelte Schwellpumpleistung betrug etwa 200 mW und der differentielle Wirkungsgrad 34%. Somit besaß dieser Laser eine etwa doppelt so hohe Schwelle und einen etwa halb so hohen Wirkungsgrad wie der Doppelspur-Wellenleiter bei der gleichen Auskopplung. Dies kann auf die höheren resonatorinternen Verluste aufgrund der Streuung der geführten Mode zurückgeführt werden.

In Abbildung 10.11(b) ist das Intensitätsprofil der geführten Lasermode dargestellt. Der Durchmesser der Mode betrug etwa  $38 \mu\text{m}$  in x-Richtung und  $30 \mu\text{m}$  in y-Richtung. Das Intensitätsprofil in y-Richtung war annähernd gaußförmig. Somit entspricht die geführte Lasermode etwa den geführten Moden bei einer Wellenlänge von 1063 nm, wie sie bereits in Abschnitt 6.5 beschrieben wurden.

## 10.6 Passiv gütegeschalteter Nd:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser

YAG-Kristalle weisen im Vergleich zu Glas eine hohe Zerstörschwelle auf. Somit stellt Nd:YAG ein vielversprechendes Material dar, um durch Güteschaltung kurze, energiereiche Pulse mit einem Wellenleiterlaser zu generieren. Ziel hierbei ist es, ein möglichst kompaktes und einfach zu realisierendes System zu entwickeln. Ein gütegeschalteter Wellenleiterlaser könnte realisiert werden, indem ein Nd:YAG- und ein Cr,Mg:YAG-Kristall gebondet werden und anschließend ein Wellenleiter mit fs-Laserpulsen in den gebondeten Kristall geschrieben wird. Allerdings ist der Prozess des Bondens zweier Kristalle mit hohem Aufwand verbunden und kann nur in kleinen Stückzahlen erfolgen.

Eine weitere interessante Möglichkeit besteht darin, auf eine der Endflächen eines bereits strukturierten Nd:YAG-Kristalls eine nur wenige Mikrometer dünne Cr,Mg:YAG-Schicht aufzubringen. Obwohl der Wellenleiter dann nicht bis an die Endfläche heranreicht, ist dennoch eine hohe Rückkopplung des Laserlichts in den Wellenleiter entsprechend Gleichung 6.40 gewährleistet. Herkömmliche sättigbare Absorber auf Cr,Mg:YAG-Basis haben aufgrund der geringen  $\text{Cr}^{4+}$ -Konzentration Längen von mehreren Millimetern. Somit erfordert eine Umsetzung der Methode eine Erhöhung der  $\text{Cr}^{4+}$ -Konzentration der dünnen Schicht, um genügend hohe sättigbare Verluste erreichen zu können. Die Erzeugung dünner Schichten mittels der Pulsed-Laser-Deposition (PLD) hat sich hierbei als vielversprechend herausgestellt. Aufgrund des nahezu stöchiometrischen Materialübertrags konnten bereits Cr,Ca:YAG-Schichten auf YAG mit hoher  $\text{Cr}^{4+}$ -Konzentration hergestellt werden [Fuk01].

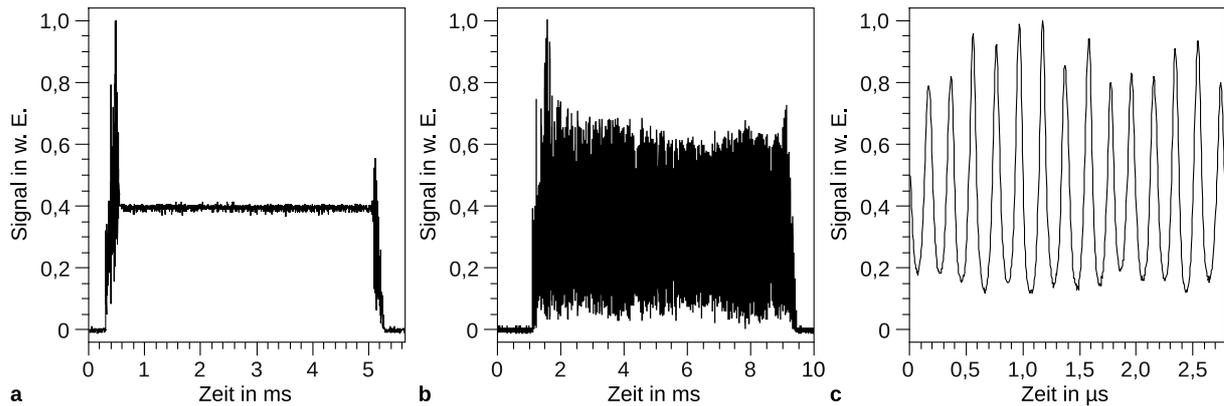
Im folgenden Abschnitt werden die ersten grundlegenden Experimente zur passiven Güteschaltung eines Nd:YAG-Wellenleiterlasers vorgestellt, die mit Hilfe einer durch die PLD erzeugten dünnen Cr,Mg:YAG-Schicht realisiert wurden. Diese Experimente wurden in Zusammenarbeit mit Herrn Tellkamp durchgeführt, der dieses Thema in weiterführenden Untersuchungen im Rahmen seiner Doktorarbeit am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg bearbeitet.

### Schichtherstellung

Für die Güteschaltungsexperimente wurde der Nd(1%):YAG-Kristall genutzt, der bereits für die in Abschnitt 10.4 beschriebenen Laserexperimente verwendet wurde. Im ersten Schritt wurden die Spiegelschichten durch Polieren abgetragen, um somit wieder einen definierten Auskoppelgrad von 99% zu realisieren. Anschließend wurde auf Seite 2 des 8,34 mm langen Kristalls eine etwa 5  $\mu\text{m}$  dicke Cr(10 at.%),Mg:YAG-Schicht mittels PLD aufgetragen. Die Beschichtung fand bei Raumtemperatur statt, da nicht bekannt war, bis zu welchen Temperaturen die wellenleitenden Strukturen stabil sind. Der Sauerstoff-Partialdruck betrug  $2 \cdot 10^{-3}$  mbar. Zur Ablation wurde ein KrF-Excimer-Laser (LPX-305i, Lambda Physics) genutzt, der Laserpulse mit einer Pulsdauer von 20 ns und einer Wellenlänge von 248 nm bei einer Pulsenergie von 0,8 J erzeugte. Eine Beschreibung des PLD-Aufbaus und der Grundlagen der PLD-Schichtherstellung findet sich in [Kah09, Küh09]. Die erzeugte Cr,Mg:YAG-Schicht wies eine Kleinsignaltransmission von ca. 98% auf.

## Laserexperimente

Für die Durchführung der Laserexperimente zur Güteschaltung wurde der in Abbildung 10.5 dargestellte Aufbau um eine Schwingblende erweitert, mit der das Pumplicht periodisch unterbrochen werden konnte. Die Cr,Mg:YAG-Schicht befand sich auf Seite 2 des Kristalls, auf der ebenfalls der zeitliche Verlauf der Laserausgangsleistung mit Hilfe einer Photodiode und eines Oszilloskops aufgenommen wurde. Im Folgenden werden die Ergebnisse des Doppelspur-Wellenleiters mit einem Spurbstand von  $27\ \mu\text{m}$ , dessen Spuren mit einer Pulsenergie von  $1,3\ \mu\text{J}$  erzeugt wurden, diskutiert.



**Abbildung 10.12:** Zeitliche Entwicklung der Ausgangsleistung des Nd(1%):YAG-Doppelspur-Wellenleiterlasers mit einem Spurbstand von  $27\ \mu\text{m}$  ohne Cr,Mg:YAG-Schicht während einer Pumpdauer von etwa 5 ms (a); mit Cr,Mg:YAG-Schicht auf Seite 2 des Kristalls während einer Pumpdauer von etwa 8 ms (b); Änderung der Ausgangsleistung des gütegeschalteten Lasers auf einer Zeitskala von  $2,8\ \mu\text{s}$  (c)

Vor der Auftragung der Cr,Mg:YAG-Schicht auf die Kristallendfläche wurde die zeitliche Entwicklung der Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers aufgenommen, um einen besseren Vergleich der Auswirkungen der Schicht zu erhalten. Die Pumpleistung betrug hierbei etwa 200 mW. Wie in Abbildung 10.12(a) zu sehen ist, traten mit Beginn des Pumpprozesses Relaxationsoszillationen auf. Nach etwa  $300\ \mu\text{s}$  ging der Laser in den Dauerstrichbetrieb über und wies während der gesamten Pumpdauer nur sehr geringe Leistungsfluktuationen auf. Am Ende des Pumpvorgangs traten ebenfalls Oszillationen auf. Der Ursprung dieser Oszillationen liegt in der relativ langsamen Verringerung der Pumpleistung begründet, sodass der Laser in einen neuen Zustand des Dauerstrichbetriebs überzugehen versuchte. Der Übergang erfolgte hierbei nicht stetig, sondern unter Auftreten von Relaxationsoszillationen.

In Abbildung 10.12(b) ist die zeitliche Entwicklung der Ausgangsleistung während einer Pumpdauer von etwa 8 ms dargestellt, wobei dieses mal die Endfläche des Kristalls mit dem sättigbaren Absorber beschichtet war. Bei einer Pumpleistung von etwa 200 mW war die Ausgangsleistung stark moduliert und fiel nicht bis auf einen Wert von Null ab. Auf einer Zeitskala von wenigen Mikrosekunden (siehe Abbildung 10.12(c)) wurde eine sinusförmige Modulation mit sich unregelmäßig ändernder Amplitude beobachtet. Die Modulationsfrequenz betrug etwa 5 MHz und die Breite eines Peaks etwa 60 ns (FWHM).

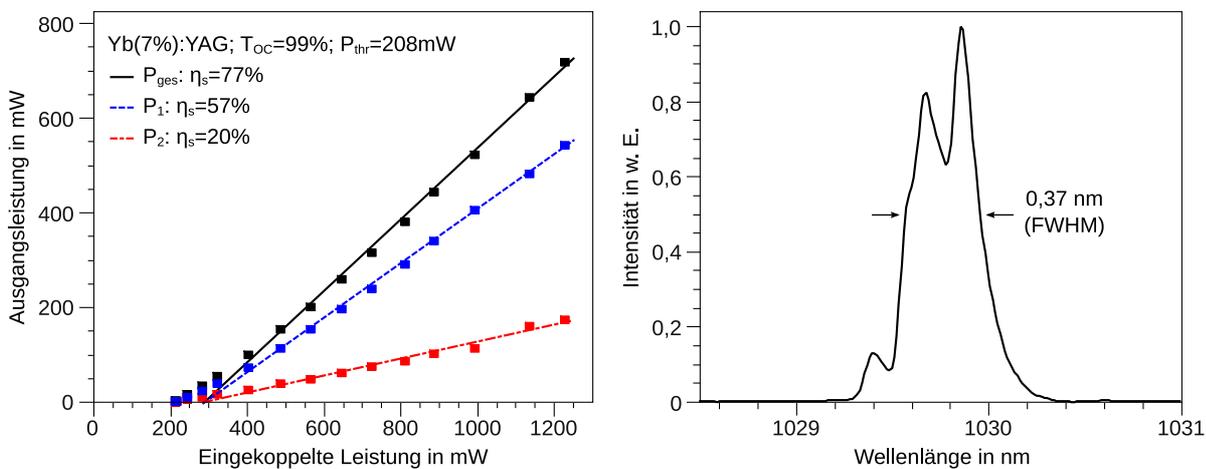
Die nicht vollständige Modulation der Ausgangsleistung liegt in der hohen Kleinsignaltransmission von 98% begründet. Bei den vorliegenden hohen Gesamtverlusten des Wellenleiterlasers haben die sättigbaren Verluste der Cr,Mg:YAG-Schicht zwar signifikante Auswirkung auf

den Laserbetrieb, Güteschaltung konnte aber nicht erzielt werden. Für eine erfolgreiche Güteschaltung des Lasers wären höhere sättigbare Verluste notwendig. Dies könnte zwar durch dickere Cr,Mg:YAG-Schichten erreicht werden, allerdings würde dann die Rückkopplung des Laserlichts in den Wellenleiter entsprechend Gleichung 6.40 verringert werden. Inwiefern eine Erhöhung der  $\text{Cr}^{4+}$ -Konzentration durch Erhöhung des Cr- und Mg-Anteils der Schicht möglich ist, müssen weitere Experimente zeigen. Alternativ können andere sättigbare Absorber, wie zum Beispiel  $\text{Cr}^{4+}$ :GSGG oder  $\text{V}^{3+}$ :YAG, erprobt werden.

## 10.7 Yb:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb

### 10.7.1 Lasereperimente

Die Lasereperimente an Yb:YAG-Doppelspur-Wellenleitern wurden mit dem in Abbildung 10.5 dargestellten Aufbau durchgeführt. Hierbei wurde der Ti:Saphir-Laser auf eine Wellenlänge von 941 nm eingestellt. Der dichroitische Spiegel war HR auf der Laserwellenlänge von 1030 nm und AR bei 941 nm. Die Experimente wurden an 9,25 mm langen Doppelspurwellenleitern durchgeführt. Die Spuren wurden hierbei mit einer Pulsenergie von 1,3  $\mu\text{J}$  geschrieben und hatten einen Abstand von 25  $\mu\text{m}$  bis 27  $\mu\text{m}$ . Da die Endflächen unbeschichtet waren, betrug der Auskoppelgrad 99%.

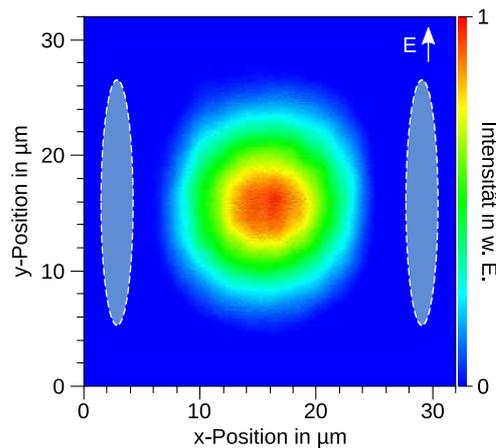


**Abbildung 10.13:** Gesamtleistung und ausgekoppelte Leistungen  $P_1$  und  $P_2$  des Yb(7%):YAG-Doppelspur-Wellenleiterlasers mit 26  $\mu\text{m}$  Spurbstand in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung (a); Spektrum des Lasers bei einer Gesamtausgangsleistung von 435 mW (b)

In Abbildung 10.13(a) ist die Leistungscharakteristik des Doppelspur-Wellenleiterlasers mit einem Spurbstand von 26  $\mu\text{m}$  dargestellt. Die Koppel-effizienz wurde hierbei mit der in Abschnitt 10.4.1 beschriebenen Methode zu  $90\% \pm 10\%$  bestimmt. Die maximale Gesamtausgangsleistung betrug 765 mW bei einer eingekoppelten Pumpleistung von  $1200\text{mW} \pm 120\text{mW}$ . Die Schwellpumpleistung lag bei  $210\text{mW} \pm 20\text{mW}$ . Der differentielle Wirkungsgrad ergab sich zu  $77\% \pm 8\%$ . Auf Seite 2 des Wellenleiters konnte nahezu keine Pumpstrahlung detektiert werden.

## 10.7 Yb:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb

Ähnlich den Nd:YAG-Wellenleiterlasern war auch beim Yb:YAG-Laser die Ausgangsleistung auf beiden Seiten unterschiedlich. Das Verhältnis  $P_1/P_2$  konnte durch minimale Änderung der Einkopplung der Pumpstrahlung bei konstanter Ausgangsleistung von 1,1 bis 2,85 variiert werden. Das Spektrum der Laseremission bei einer Gesamtausgangsleistung von 435 mW ist in Abbildung 10.13(b) dargestellt. Der Laser oszillierte in mehreren longitudinalen Moden bei einer zentralen Wellenlänge von 1030 nm. Die Breite des Peaks betrug 0,37 nm. Die Anzahl der longitudinalen Moden hing von der Pumpleistung ab. Bei einer Pumpleistung geringfügig oberhalb der Schwellpumpleistung konnte innerhalb der Messgenauigkeit nur eine longitudinale Mode beobachtet werden. Mit steigender Leistung erhöhte sich die Anzahl der Moden.



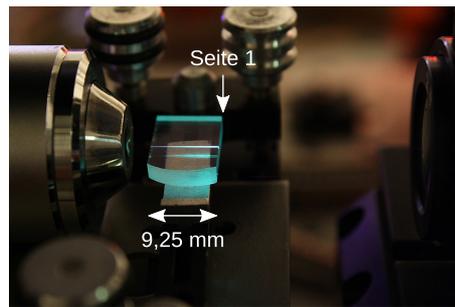
**Abbildung 10.14:** Nahfeldaufnahme der Lasermode des Yb(7%):YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser mit einem Spurabstand von 27 µm

Die Nahfeldaufnahme der geführten Lasermode ist in Abbildung 10.14 dargestellt. Das Intensitätsprofil war rund und nahezu gaußförmig mit einem Durchmesser<sup>3</sup> von 16 µm. Dies entspricht den Abmessungen der geführten Mode bei einer Wellenlänge von 1063 nm (siehe Abschnitt 6.5). Das Laserlicht war parallel zur y-Achse polarisiert.

Während des Laserbetriebs konnte eine grün-bläuliche Fluoreszenz entlang des Wellenleiters beobachtet werden, deren Intensität ausgehend von Seite 1 nach Seite 2 abnahm (siehe Abbildung 10.15). Hierbei handelte es sich um Erbium- oder Thulium-Upconversionfluoreszenz [FP07]. Erbium bzw. Thulium kommen aufgrund verunreinigter Ausgangsmaterialien in geringer Konzentration im Kristall vor. Die Anregung dieser Ionen erfolgt durch einen Energietransfer ausgehend von einem angeregten Yb-Ion. Die Effizienz des gesamten Prozesses steigt mit zunehmender Dichte angeregter Yb-Ionen. Dies bedeutet, dass die Anregungsdichte auf Seite 1 des Wellenleiterlasers höher als auf Seite 2 war.

Bei dem hier beschriebenen Wellenleiterlaser handelt es sich um den ersten durch Strukturierung mit fs-Laserpulsen hergestellten Yb:YAG-Wellenleiterlaser. Dieser Laser lieferte abgesehen vom Nd(1%):YAG-Wellenleiterlaser eine Ausgangsleistung, die ein Vielfaches über den Leistungen der bisher demonstrierten durch fs-Laser erzeugten Wellenleiterlasern lag. Neben der Ausgangsleistung übertrifft auch der differentielle Wirkungsgrad den aller anderen fs-Laser-strukturierten Wellenleiterlaser. Einer der höchsten bisher erreichten Wirkungsgrade ei-

<sup>3</sup>bei einer Verringerung der Intensität auf  $1/e^2$



**Abbildung 10.15:** Foto des Yb(7%):YAG-Kristalls während des Laserbetriebs; Einkopplung der von rechts einfallenden Pumpstrahlung auf Seite 1 des Kristalls; Erbium- bzw. Thulium-Upconversion-Fluoreszenz entlang des Wellenleiters sichtbar

nes Yb:YAG-Wellenleiterlasers, der nicht durch fs-Laserpulse erzeugt wurde, betrug ebenfalls 77% [Pel95]. Herkömmliche Laser können bei Raumtemperatur Wirkungsgrade im Bereich von etwa 80% erreichen und sind damit nur geringfügig effizienter als der Yb(7%):YAG-Wellenleiterlaser [Mat06, Cha94]. Aus Gleichung 10.30 ergibt sich mit der Annahme, dass die resonatorinternen Verluste durch die Ausbreitungsverluste von 25% für einen Einfachdurchgang gegeben sind, ein theoretischer differentieller Wirkungsgrad von 81%. Somit besitzt der Yb(7%):YAG-Wellenleiterlaser einen nahezu optimalen Wirkungsgrad. Der Quantendefekt und damit der höchstmöglich erreichbare Wirkungsgrad beträgt etwa 91%. Eine Erhöhung des Wirkungsgrads könnte durch Reduzierung der Ausbreitungsverluste erreicht werden.

### 10.7.2 Simulation des Laserprozesses

Analog zu den bereits für den Nd(1%):YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser geschilderten Berechnungen, wurden ebenfalls Simulationen für den Yb(7%):YAG-Wellenleiterlaser bei einem Auskoppelgrad von 99% durchgeführt. Im Gegensatz zu den vorherigen Berechnungen wird dieses mal die Temperaturverteilung innerhalb des Wellenleiters berücksichtigt. Der Temperatureintrag wurde hierbei durch die Verlustleistung aufgrund des Quantendefekts bestimmt. Durch die erhöhte Temperatur ändert sich die Besetzung innerhalb der beiden Multipletts, wodurch eine Änderung der effektiven Wirkungsquerschnitte erfolgt. Auf dem ersten Millimeter ergab sich hierbei bei einer eingekoppelten Pumpleistung von 1 W eine Temperaturerhöhung von etwa 60°C.

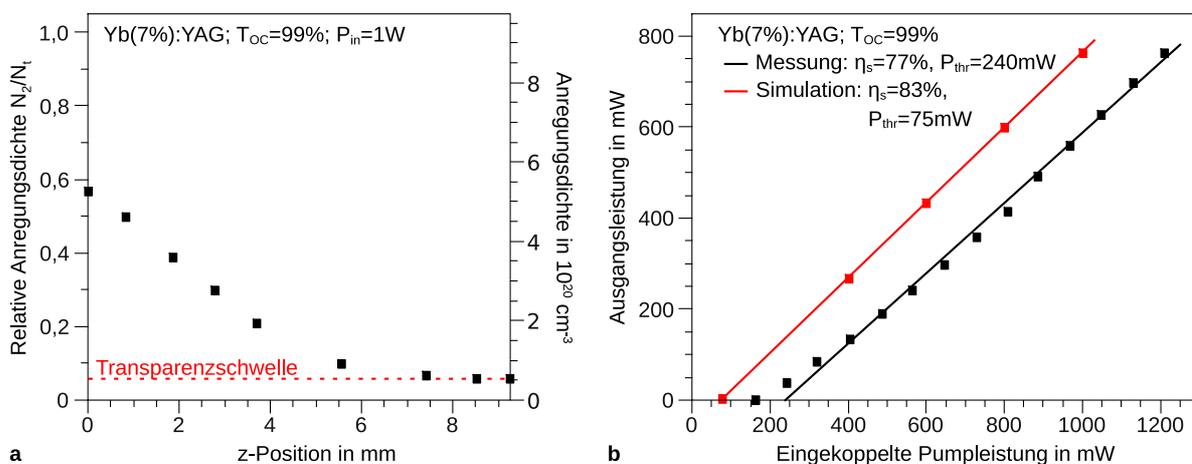
In Abbildung 10.16(a) ist die Anregungsdichte des oberen Multipletts dargestellt. Auf Seite 1 des Wellenleiterlasers sind etwa 60% der Yb-Ionen angeregt. Dies entspricht einer Anregungsdichte von  $5,8 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ . Entlang des Wellenleiters verringert sich die Anregungsdichte kontinuierlich und konvergiert gegen einen Grenzwert von  $0,6 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ . Hierbei handelt es sich um die Transparenzschwelle des Materials. Die Transparenzschwelle ist die notwendige Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus, ab der Reabsorptionsverluste auf der Laserwellenlänge durch stimulierte Emission kompensiert werden. Somit ist das Material bei Erreichen der Transparenzschwelle für das Laserlicht transparent. Diese Schwelle kann mit der Gleichung

$$N_{trans} = \frac{\sigma_{reabs}}{\sigma_{reabs} + \sigma_{em}} N_t \quad (10.39)$$

berechnet werden [Pet09]. Bei dem hier genutzten Kristall beträgt die Transparenzschwelle

## 10.7 Yb:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser im Dauerstrichbetrieb

etwa  $0,58 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Die hier berechnete Änderung der Anregungsdichte steht in gutem Ein-



**Abbildung 10.16:** Berechnete Dichte angeregter Ionen während des Dauerstrichbetriebs des Yb(7%)YAG-Wellenleiterlasers in Abhängigkeit von der Position entlang des Wellenleiters bei einem Modendurchmesser von  $16 \mu\text{m}$ , einem Auskoppelgrad von 99% und einer Pumpleistung von 1 W (a); Berechnete Leistungscharakteristik des Lasers im Vergleich mit den experimentell bestimmten Werten des Yb(7%):YAG-Wellenleiterlasers mit einem Spurabstand von  $26 \mu\text{m}$  und einem Auskoppelgrad von 99% (b)

klang mit der in den Laserexperimenten beobachteten Erbium- bzw. Thulium-Upconversion-Fluoreszenz.

Ausgehend von dieser Berechnung hat der Wellenleiterlaser eine optimale Länge von unter 7 mm. Bei längeren Wellenleitern wird in dem Bereich ab 7 mm nahezu keine Verstärkung der umlaufenden Laserphotonen erzeugt. Vielmehr erfährt das geführte Laserlicht Ausbreitungsverluste. Somit erhöht sich die Schwellpumpleistung und verringert sich der differentielle Wirkungsgrad. Zusätzlich muss in diesem Bereich die Transparenzschwelle erreicht werden, wodurch sich die Schwellpumpleistung des zu langen Wellenleiterlasers zusätzlich erhöht.

Die Berechnungen führen zu einem weiteren interessanten Punkt des Wellenleiterlasers, die hohe Anregungsdichte auf den ersten Millimetern betreffend. Yb-dotierte YAG-Kristalle zeigen nichtlineare Verlustprozesse bei hohen Anregungsdichten, wodurch eine Verringerung der Effizienz von Yb:YAG-Lasern beobachtet werden konnte [Lar05]. Im Fall der Scheibenlaser wurde hierfür eine kritische Anregungsdichte von etwa  $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bis  $2,0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  abgeschätzt [FT09]. Diese Anregungsdichte wird im simulierten Yb(7%):YAG-Wellenleiterlaser in den ersten 3 mm deutlich überschritten. Allerdings zeigte der Wellenleiterlaser keinen signifikanten Einbruch der Effizienz. Einschränkend ist hierbei anzumerken, dass nicht bekannt ist, inwiefern die kritische Anregungsdichte innerhalb des aktiven Mediums des Scheibenlasers auf einen Wellenleiter übertragen werden kann. Eine Untersuchung des zu Grunde liegenden Verlustprozesses Yb-dotierter YAG-Laser wird zur Zeit am Institut für Laser-Physik durchgeführt.

In Abbildung 10.16(b) ist die berechnete Leistungscharakteristik des Wellenleiterlasers dargestellt. Ähnlich den Ergebnissen des simulierten Nd:YAG-Wellenleiterlasers weichen Schwellpumpleistung und differentiellem Wirkungsgrad von den experimentell bestimmten Daten ab. Eine Aussage, ob dies mit den soeben erwähnten Verlustprozessen zusammenhängen könnte, kann hier nicht getroffen werden. Eine weitere mögliche Erklärung könnte sein, dass zum Beispiel die Temperatur innerhalb des Wellenleiters in der Simulation als zu klein berechnet wurde

und somit die ermittelten Wirkungsquerschnitte zu hoch ausfallen. Zusätzlich beinhaltet auch diese Simulation keine richtungsabhängige Beschreibung des Laserprozesses.

Insgesamt liefern die Berechnungen zumindest eine erste Abschätzung über die Anregungsdichten innerhalb des Wellenleiterlasers und erlauben Rückschlüsse auf die optimale Länge.

### 10.8 Zusammenfassung

Mit Hilfe der fs-Laserstrukturierung konnten Doppelspur-Wellenleiter in Nd(1%):YAG und Yb(7%):YAG erzeugt werden, die effizienten Laserbetrieb bei hoher Auskopplung ermöglichten. In Nd:YAG wurde Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 1064 nm erzielt. Bei einem Auskoppelgrad von 96% wurde eine Ausgangsleistung von 1,29 W bei einer eingekoppelten Leistung von 2,25 W erreicht. Dies stellt die höchste bisher demonstrierte Ausgangsleistung eines fs-Laser geschriebenen Wellenleiterlasers dar. Die Schwellpumpleistung betrug 63 mW und der differentielle Wirkungsgrad 59%. Das Intensitätsprofil der geführten Lasermode hatte einen Durchmesser von 17  $\mu\text{m}$  und war rund und gaußförmig. Simulationen des Laserprozesses zeigten, dass die optimale Länge des Wellenleiterlasers bei etwa 5 mm liegt. Eine Kürzung des zu langen Wellenleiterlasers sollte zu einer geringeren Schwellpumpleistung und einem höheren differentiellen Wirkungsgrad führen.

Neben dem Dauerstrichbetrieb wurden zusätzlich Experimente zur passiven Güteschaltung des Nd(1%):YAG-Wellenleiterlasers mit Hilfe einer Cr,Mg:YAG-Schicht, die mittels PLD aufgetragen wurde, durchgeführt. Durch Güteschaltung erzeugte Pulse konnten zwar nicht beobachtet werden, aber eine schnelle Modulation der Ausgangsleistung mit einer Frequenz von 5 MHz war möglich.

Yb:YAG-Doppelspurwellenleiterlaser zeigten Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Bei einer eingekoppelten Pumpleistung von 1,2 W konnte eine Ausgangsleistung von 765 mW erreicht werden. Der höchste erzielte differentielle Wirkungsgrad betrug 77% und stellt damit den höchsten Wirkungsgrad eines fs-Laser geschriebenen Wellenleiterlasers dar. Das runde und gaußförmige Intensitätsprofil der geführten Lasermode hatte einen Durchmesser von 16  $\mu\text{m}$ .

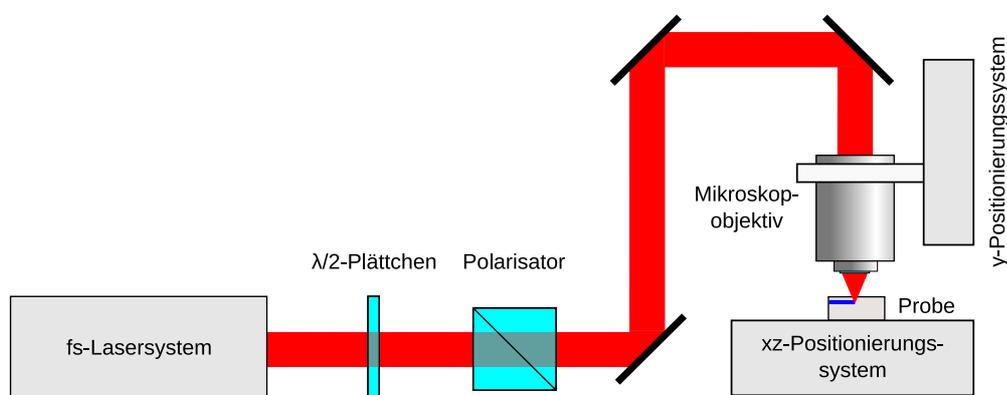
Bei allen Wellenleiterlasern mit einem Auskoppelgrad von 99% konnte beobachtet werden, dass die auf beiden Seiten ausgekoppelten Laserleistungen unterschiedlich waren. Sie variierten in Abhängigkeit von der Einkopplung des Pumplichts. Die Gesamtausgangsleistung blieb hierbei dennoch nahezu konstant.

# 11 Strukturierung mit MHz-Repetitionsrate

Die theoretischen Betrachtungen der Interaktion zwischen fs-Laserpuls und Dielektrikum in Kapitel 2 zeigten, dass bei hohen Repetitionsraten die Wärmeakkumulation durch mehrere aufeinander folgende Pulse beachtet werden muss. Aufgrund des Einflusses der Wärme kann es zu Unterschieden in der Materialmodifikationen im Vergleich zur Strukturierung bei geringen Repetitionsraten kommen. Um zu untersuchen, ob die Repetitionsrate tatsächlich einen Einfluss auf die erzeugten Wellenleiter in YAG-Kristallen hat, wurden Experimente mit einem MHz-fs-Lasersystem am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover durchgeführt. Im folgenden Abschnitt werden die ersten Ergebnisse dieser grundlegenden Untersuchungen vorgestellt.

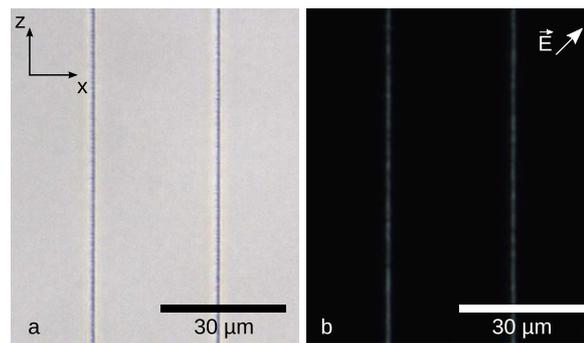
## Strukturierung

In Abbildung 11.1 ist der Versuchsaufbau zur Strukturierung der YAG-Proben dargestellt. Das fs-Lasersystem erzeugte Laserpulse mit einer Pulsdauer von 450 fs und einer Wellenlänge von 1030 nm. Die Pulsenergie betrug 13  $\mu$ J bei einer Repetitionsrate von 1 MHz. Für eine detaillierte Beschreibung des System sei auf [Ste08] verwiesen. Mit Hilfe eines  $\lambda/2$ -Plättchens und eines Polarisators konnte die Pulsenergie eingestellt werden. Die fs-Laserpulse wurden mit dem 50 $\times$  Mikroskopobjektiv (technische Daten siehe Tabelle 4.1) etwa 200  $\mu$ m unter die Oberfläche der Proben fokussiert. Eine Verschiebung der Kristalle war mit einem computergesteuerten Positionierungssystem in der xz-Ebene (Achsenbezeichnung siehe Abbildung 4.2) aber nicht in y-Richtung möglich. Stattdessen wurde das Mikroskopobjektiv und damit der Fokus der Laserpulse mit einem weiteren computergesteuerten Positionierungssystem in y-Richtung verfahren.



**Abbildung 11.1:** Aufbau zur Erzeugung von Materialmodifikationen mit MHz-Repetitionsrate in YAG

## 11 Strukturierung mit MHz-Repetitionsrate



**Abbildung 11.2:** Hellfeld-Mikroskopaufnahme einer Doppelspur in undotiertem YAG mit einem Spurabstand von  $30\ \mu\text{m}$  geschrieben mit einer Pulsenergie von  $0,5\ \mu\text{J}$  und einer Verfahrensgeschwindigkeit von  $1\ \text{mm/s}$  in der Aufsicht (a); Polarisationskontrastaufnahme der selben Spur (b)

Für die Strukturierung wurden undotierte YAG-Kristalle genutzt. Hierbei wurden Einzel- und Doppelspuren bei Verfahrensgeschwindigkeiten von  $0,1\ \text{mm/s}$  und  $1\ \text{mm/s}$  erzeugt. Die Pulsenergie variierte zwischen  $0,5\ \mu\text{J}$  und  $2,2\ \mu\text{J}$  und die Spurabstände der Doppelspuren von  $10\ \mu\text{m}$  bis  $30\ \mu\text{m}$ . Nach der Politur der Endflächen des Kristalls waren die Spuren  $8,00\ \text{mm}$  lang. Im Gegensatz zu Problematik der Endflächenpolitur im Fall der  $1\ \text{kHz}$ -Strukturierung kam es hier während der Politur nicht zur Rissbildung oder zum Abplatzen von Teilen der Oberfläche.

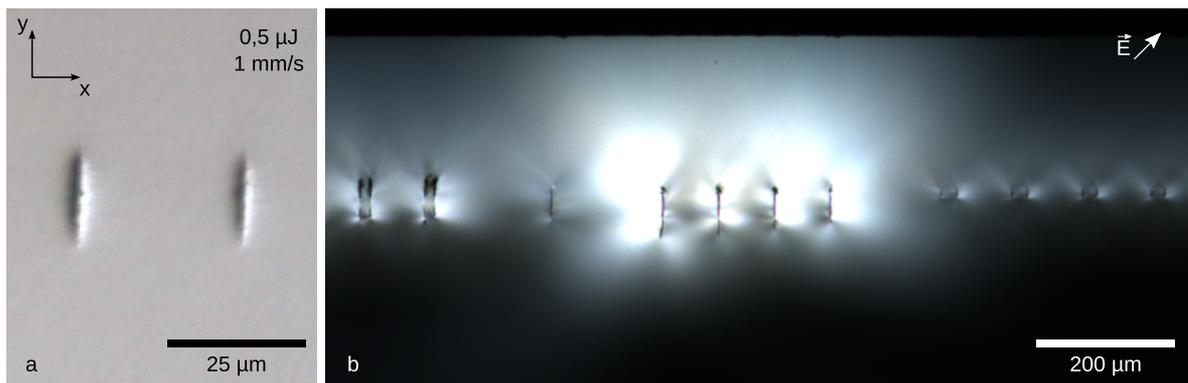
### Mikroskopie

In Abbildung 11.2(a) ist beispielhaft eine Hellfeld-Mikroskopaufnahme einer Doppelspur mit einem Spurabstand von  $30\ \mu\text{m}$  dargestellt. Die Doppelspur wurde mit einer Pulsenergie von  $0,5\ \mu\text{J}$  bei einer Verfahrensgeschwindigkeit von  $1\ \text{mm/s}$  erzeugt. Im Gegensatz zu den Strukturierungsexperimenten bei einer Repetitionsrate von  $1\ \text{kHz}$  konnten bei keiner der erzeugten Spuren Risse im umliegenden Material beobachtet werden. Sowohl das Zentrum der Spur als auch deren Rand sind gleichmäßiger.

In Abbildung 11.2(b) ist das gleiche Spurpaar im Polarisationskontrast zu sehen. Die Polarisationsänderung des transmittierten Lichts zeigt, dass das modifizierte Material der Spur doppelbrechende Eigenschaften aufwies. Die Abhängigkeit der Intensität des transmittierten Lichts vom Polarisationswinkel des Beleuchtungslichts entsprach hierbei den bereits für die  $1\ \text{kHz}$ -Strukturierung beschriebenen Verhalten.

Der Querschnitt der Doppelspur ist in Abbildung 11.3(a) in einer DIC-Aufnahme dargestellt. Die Spuren haben eine Höhe von etwa  $16\ \mu\text{m}$  bei einer Breite von ca.  $3\ \mu\text{m}$ . Somit entsprechen ihre Abmessungen etwa denen der Spuren, die bei  $1\ \text{kHz}$  mit einer Pulsenergie von  $1\ \mu\text{J}$  erzeugt wurden. Mit steigender Pulsenergie nahm die Höhe der Spuren zu. Die Breite blieb hierbei nahezu konstant.

Polarisationskontrastaufnahmen der Kristallendfläche zeigten, dass in der Umgebung der Spuren Doppelbrechung auftrat (siehe Abbildung 11.3(b)). Dies kann auch in diesem Fall auf mechanische Spannungen zurückgeführt werden, die durch die Spuren erzeugt wurden.



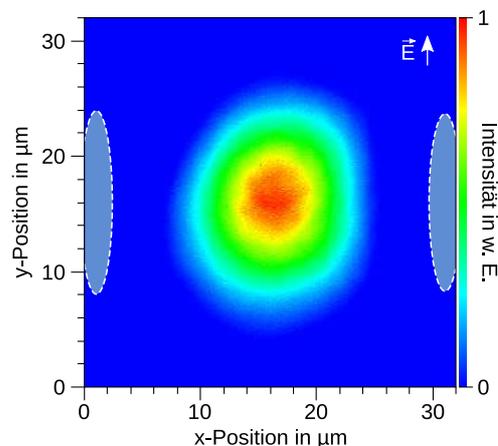
**Abbildung 11.3:** Hellfeld-Mikroskopaufnahme einer Doppelspur in undotiertem YAG mit einem Spurbabstand von 30 µm im Querschnitt (a); Polarisationskontrastaufnahme der geschriebenen Spuren im Querschnitt (b)

## Wellenleitung

Ausgehend von den bisher gewonnenen Erkenntnissen über die Materialmodifikationen und einem Vergleich mit den Strukturierungsergebnissen bei einer Repetitionsrate von 1 kHz, kann vermutet werden, dass Wellenleitung aufgrund einer spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindex auch bei den mit 1 MHz-Repetitionsrate erzeugten Spuren möglich ist. Um dies zu bestätigen, wurden Wellenleitungsexperimente mit dem in Abbildung 6.6 gezeigten Aufbau bei einer Wellenlänge von 632,8 nm durchgeführt. Hierbei konnte Wellenleitung in der Umgebung der Einzelspuren und im Zentrum der Doppelspuren beobachtet werden. In Abbildung 11.4 ist die Nahfeldaufnahme der im Zentrum der oben beschriebenen Doppelspur geführten Mode dargestellt. Das Intensitätsprofil war leicht elliptisch und gaußförmig. Die geführte Mode hatte einen Durchmesser<sup>1</sup> von 17 µm in x-Richtung und 20 µm in y-Richtung. Einzig parallel zur y-Achse polarisiertes Licht wurde geführt.

Die Einfügeverluste dieses 8 mm langen Wellenleiters unter Berücksichtigung der Fresnelreflexion an den Endflächen des Kristalls bei einer Wellenlänge von 632,8 nm betragen etwa

<sup>1</sup>gemessen bei einer Verringerung der Intensität um  $1/e^2$



**Abbildung 11.4:** Nahfeldaufnahmen der geführten Mode eines Doppelspurwellenleiters mit 30 µm Spurbabstand in undotiertem YAG

## 11 Strukturierung mit MHz-Repetitionsrate

1,3 dB. Bei einer berechneten Koppelleffizienz von ca. 90% entspricht dies Ausbreitungsverlusten von 1,1 dB/cm. Alle Doppelspur-Wellenleiter mit Spurabständen von 16  $\mu\text{m}$  bis 30  $\mu\text{m}$ , die mit Verfahrensgeschwindigkeiten von 0,1 mm/s bzw. 1 mm/s und einer Pulsenergie von 0,5  $\mu\text{J}$  erzeugt wurden, wiesen ähnlich hohe Ausbreitungsverluste auf. Doppelspuren, die mit hiervon abweichenden Parametern erzeugt wurden, besaßen sehr unsymmetrische Modenprofile. Außerdem wurde nur ein Bruchteil der einfallenden Leistung im Wellenleiter geführt. Bei keiner der erzeugten Spuren konnte Wellenleitung direkt im modifiziertem Material, also in der geschriebenen Spur, beobachtet werden, wie es zum Beispiel bei den Gläsern der Fall ist.

### Fazit

Die ersten grundlegenden Untersuchungen zur Strukturierung von YAG-Kristallen mit MHz-fs-Lasersystemen zeigten, dass ähnliche Ergebnisse wie bei der kHz-Strukturierung erzielt werden können. Es konnten gleichmäßige Spuren erzeugt werden, die Wellenleitung aufgrund einer spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindex ermöglichte. Die Modenprofile sind zwar unregelmäßiger, dies sollte aber durch Optimierung der Schreibparameter verbessert werden können. Die Ausbreitungsverluste haben etwa die gleiche Größenordnung. Ein Vorteil der Strukturierung mit dem MHz-System liegt in den hohen möglichen Verfahrensgeschwindigkeiten. Der Strukturierungsvorgang war etwa 100 mal schneller als mit dem kHz-System. Insbesondere bei der Herstellung komplexer Strukturen, die aus vielen einzelnen Spuren bestehen, kann somit die Herstellungszeit stark verkürzt werden.

# 12 Zusammenfassung und Ausblick

## Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Herstellung von Wellenleiterlasern in YAG-Kristallen mittels fs-Laserstrukturierung. Hierfür wurden fs-Laserpulse mit einer Pulsdauer von 150 fs und einer Pulsenergie im Bereich von 1  $\mu\text{J}$  bis 1,5  $\mu\text{J}$  etwa 300  $\mu\text{m}$  unter die Oberfläche der YAG-Kristalle fokussiert, indem ein Mikroskopobjektiv mit einer NA von 0,65 verwendet wurde. Aufgrund der hohen Lichtintensität im Fokus, kam es zu einer effektiven nichtlinearen Absorption der fs-Laserpulse. Die dabei deponierte Energie war ausreichend, um das kristalline Material zu schmelzen. Nach Ende des Pulses erstarrte das geschmolzene Material in einer polykristallinen YAG-Struktur mit vielen Gitterdefekten. Das modifizierte Material übte auf das umliegende Kristallgitter einen hohen Druck aus, wodurch mechanische Spannungen induziert wurden. Aufgrund des opto-elastischen Effekts kam es zu einer lokalen Änderung des Brechungsindex in diesem Bereich.

Um wellenleitende Strukturen zu erzeugen, wurden die Kristalle während der fs-Laserbestrahlung mit einem hochpräzisen, computergesteuerten Verschiebetisch mit einer Geschwindigkeit von 10  $\mu\text{m/s}$  verschoben. Wellenleitungsexperimente zeigten, dass aufgrund der spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindex Licht in mehreren Kanälen in der Umgebung von Einzelspuren geführt wurde. Eine Reproduzierbarkeit der wellenleitenden Eigenschaften der Einzelspur-Wellenleiter war allerdings nicht gegeben.

Wurden hingegen zwei parallele Einzelspuren mit einem Abstand von 16  $\mu\text{m}$  bis 33  $\mu\text{m}$  nebeneinander geschrieben, so bildete sich im Zentrum dieser Doppelspuren ein wellenleitender Kanal, der ebenfalls auf eine spannungsinduzierte Brechungsindexänderung zurückzuführen ist. Bei einer Wellenlänge des geführten Lichts von 1063 nm konnte bei allen untersuchten Wellenleitern einzig eine nahezu kreisrunde und gaußförmige Grundmode beobachtet werden. Bei einer Wellenlänge von 632,8 nm konnte bei Spurabständen von weniger als 25  $\mu\text{m}$  nur die kreisrunde und gaußförmige Grundmode angeregt werden. Bei höheren Spurabständen wurde zusätzlich die Ausbreitung höherer Moden beobachtet. Die geführten Grundmoden hatten einen Durchmesser von 11  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  bei einer teilweise auftretenden, jedoch geringen Elliptizität. In den Doppelspur-Wellenleitern wurde nur parallel zur y-Achse polarisiertes Licht geführt, wobei die minimalen Ausbreitungsverluste bei einer Wellenlänge von 1063 nm etwa 0,6 dB/cm. In einem Bereich des Spurabstands von 23  $\mu\text{m}$  bis 30  $\mu\text{m}$  waren die Verluste nahezu konstant. Die minimalen Ausbreitungsverluste bei 632,8 nm betragen etwa 0,7 dB/cm. Doppelspur-Wellenleiter zeigten eine hohe Reproduzierbarkeit der wellenleitenden Eigenschaften. Als Problem stellte sich allerdings die notwendige Politur der Kristallendflächen nach der fs-Laserstrukturierung dar. Aufgrund der hohen mechanischen Spannungen im Bereich der Spuren kam es während der Politur zu nicht vorhersagbarer Bildung oberflächennaher Risse. Teilweise platzten sogar Teile der Oberfläche ab.

Die maximale Brechungsindexänderung im Zentrum der Doppelspuren konnte mit verschie-

## 12 Zusammenfassung und Ausblick

denen Methoden zu etwa  $1 \cdot 10^{-3}$  bestimmt werden. Eine Berechnung der zweidimensionalen Brechungsindexverteilung ausgehend vom Modenprofil ergab eine Brechungsindexverringerng des modifizierten Materials der Spuren von  $-1 \cdot 10^{-3}$  und eine Brechungsindexerhöhung im Zentrum der Doppelspur von  $3 \cdot 10^{-4}$ .

Der auf mechanische Spannungen beruhende Wellenleitungsmechanismus konnte mit Hilfe selektiven Ätzens der geschriebenen Spuren mit Phosphorsäure bei einer Temperatur von  $50^\circ\text{C}$  bestätigt werden. Außerdem zeigten diese Experimente, dass aufgrund der höheren Ätzrate des modifizierten Materials photonische Mikrostrukturen in YAG-Kristallen herstellbar sind.

Um die Auswirkungen der fs-Laserstrukturierung auf den Laserbetrieb eines Nd:YAG-Wellenleiterlasers zu untersuchen, wurden ortsaufgelöste Emissionsspektren im Wellenlängenbereich von 1050 nm bis 1080 nm im zentralen Bereich der Doppelspuren eines Nd:YAG-Kristalls aufgenommen. Hierbei wurden Rotverschiebungen der Emissionspeaks von bis zu 0,09 nm und Verbreiterungen von bis zu 0,22 nm gegenüber den Übergängen des Volumenkristalls gemessen. Die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus blieb hierbei unverändert. Ausgehend von diesen Ergebnissen sind keine durch die fs-Laserbestrahlung hervorgerufenen Einschränkungen des Laserprozesses zu erwarten.

Mit Hilfe der fs-Laserstrukturierung wurden Doppelspur-Wellenleiter in Nd(1%):YAG und Yb(7%):YAG erzeugt, die effizienten Laserbetrieb bei hoher Auskopplung ermöglichten. In Nd:YAG wurde Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 1064 nm erzielt. Bei einem Auskopplungsgrad von 96% wurde eine Ausgangsleistung von 1,29 W bei einer eingekoppelten Leistung von 2,25 W erreicht. Der differentielle Wirkungsgrad betrug 59%. Dies stellt die höchste bisher demonstrierte Ausgangsleistung eines mit fs-Laserpulsen geschriebenen Wellenleiterlasers dar.

Yb:YAG-Doppelspur-Wellenleiterlaser zeigten Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Bei einer eingekoppelten Pumpleistung von 1,2 W konnte eine Ausgangsleistung von 765 mW erreicht werden. Der differentielle Wirkungsgrad betrug 77% bei einem Auskopplungsgrad von 99% und stellt damit den höchsten bisher erreichten Wirkungsgrad eines mit fs-Laserpulsen geschriebenen Wellenleiterlasers dar.

Neben dem Dauerstrichbetrieb wurden zusätzlich Experimente zur passiven Güteschaltung des Nd(1%):YAG-Wellenleiterlasers durchgeführt. Hierfür wurde eine Cr,Mg:YAG-Schicht mittels Pulsed Laser Deposition auf eine Endfläche des Kristalls aufgetragen. Durch Güteschaltung erzeugte Pulse konnten nicht generiert werden. Jedoch war eine schnelle Modulation der Ausgangsleistung mit einer Frequenz von 5 MHz möglich.

Erste Versuche zur Strukturierung undotierter YAG-Kristalle mit einem MHz-fs-Lasersystem zeigten, dass durch eine spannungsinduzierte Änderung des Brechungsindex Wellenleiter erzeugt werden können. Die Eigenschaften der Wellenleiter waren mit denen bei einer Repräsentationsrate von 1 kHz hergestellten vergleichbar. Die geringsten Ausbreitungsverluste von etwa 1,1 dB/cm konnten bei Doppelspur-Wellenleitern mit Spurbständen von  $16 \mu\text{m}$  bis  $30 \mu\text{m}$  bestimmt werden, die mit einer Pulsenergie von  $0,5 \mu\text{J}$  und einer Verfahrgeschwindigkeit von 0,1 mm/s und 1 mm/s geschrieben worden waren. Die geführten Moden in diesen Wellenleitern waren leicht elliptisch und gaußförmig.

### Ausblick

Eine wichtige Aufgabe zukünftiger Arbeiten wird die Reduzierung der Ausbreitungsverluste der Wellenleiter sein. Dies könnte erreicht werden, indem zum Beispiel die Pulsdauer erhöht

oder die Schreiftiefe variiert wird. Auch wäre es interessant, eine Frequenzverdopplung der fs-Pulse auf eine Wellenlänge von 388 nm durchzuführen und die Eigenschaften der bei dieser Wellenlänge erzeugten Spuren zu untersuchen. Eine Erhöhung des Spannungsfelds könnte erreicht werden, indem die fs-Pulse durch Mikroskopobjektive mit hoher NA stärker fokussiert werden. Zusätzlich sollte überprüft werden, ob durch die Erzeugung komplexerer Strukturen, wie zum Beispiel einer Vierfach-Spur, bessere wellenleitenden Eigenschaften erzielt werden können.

Neben der Optimierung der Wellenleiter sollte eine Strukturierung von YAG-Kristallen durchgeführt werden, die mit Erbium, Holmium oder Thulium dotiert sind. So können mit fs-Laserpulsen geschriebene Wellenleiterlaser bei Wellenlängen realisiert werden, die für die Telekommunikation oder auch für medizinische Anwendungen von Interesse sind. In Verbindung mit hohen Pumpintensitäten, wie sie in Wellenleitern erreicht werden können, wären auch Upconversion-Laser auf Erbium- oder Thulium-Basis eine interessante Anwendung. Neben YAG-Kristallen ist die Erzeugung von Wellenleiterlasern in weiteren Wirtsmaterialien interessant. Könnten zum Beispiel Wellenleiter mit geringen Ausbreitungsverlusten in Pr:YLF erzeugt werden, so besteht unter anderem die Möglichkeit der Realisierung effizienter Laser im grünen Spektralbereich. Ein breites Einsatzgebiet grüner Laser stellt hierbei die Display-Technologie dar.

Die in dieser Arbeit demonstrierten Wellenleiterlaser nutzen einen Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle. Hier wäre es von Vorteil, den Ti:Saphir-Laser durch effizientere Pumpquellen, wie zum Beispiel Laserdioden, zu ersetzen. Allerdings müssen Lösungen gefunden werden, wie die Strahlung der Laserdioden trotz deren schlechter Strahlqualität effektiv in die Wellenleiter eingekoppelt werden kann. Eine Ansatz könnte zum Beispiel die Erzeugung komplexer Strukturen sein, die einen für die Pumpquelle maßgeschneiderten Wellenleiter formen.

Ein weiteres interessantes Betätigungsfeld stellt die Erzeugung aktiver oder passiver optischer Bauteile dar. So könnten Koppler, Verteiler oder auch Verstärker erzeugt werden. Anwendung in der optischen Datenspeicherung oder auch der optischen Telekommunikation können erschlossen werden, wenn es gelingt, die Wellenleiterlaser in nur einer longitudinalen Mode oszillieren zu lassen (single-frequency). Dies könnte erreicht werden, indem in die Wellenleiter zum Beispiel durch periodische Unterbrechungen des Schreibvorgangs ein periodisches Brechungsindexprofil erzeugt wird. Neben dem Single-Frequency-Betrieb kann diese Technik auch angewendet werden, um auf beiden Auskoppelseiten des Wellenleiterlasers Bragg-Gitter direkt in den Wellenleiter zu integrieren, die als Auskoppelspiegel fungieren. Somit kann auf eine nachträgliche Beschichtungen der Endflächen des Kristalls verzichtet werden.

Die Strukturierung von YAG-Kristallen mit MHz-Repetitionsrate sollte weiter optimiert werden. Da aufgrund der hohen möglichen Verfahrensgeschwindigkeiten eine zeitsparende Strukturierung möglich ist, wäre die Strukturierung bei dieser Repetitionsrate für mögliche zukünftige kommerzielle Anwendungen interessant.

## *12 Zusammenfassung und Ausblick*

# Literaturverzeichnis

- [Ams08] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, M. Dubov, V. K. Mezentsev, I. Bennion und M. J. Withford. *Investigation of Ultrafast Laser-Photonic Material Interactions: Challenges for Directly Written Glass Photonics*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **14** (5), 1370 (2008).
- [Ams09] M. Ams, P. Dekker, G. D. Marshall und M. J. Withford. *Monolithic 100 mW Yb waveguide laser fabricated using the femtosecond-laser direct-write technique*. Optics Letters **34** (3), 247 (2009).
- [Apo04] V. Apostolopoulos, L. Laversenne, T. Colomb, C. Depeursinge, R. P. Salathé, M. Pollnau, R. Osellame, G. Cerullo und P. Laporta. *Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk  $Ti^{3+}$ :Sapphire*. Applied Physics Letters **85** (7), 1122 (2004).
- [Ash99] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian und A. Rosenfeld. *Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation*. Applied Surface Science **150**, 101 (1999).
- [Bai09] F. M. Bain, A. A. Lagatsky, R. R. Thomson, N. D. Psaila, N. V. Kuleshov, A. K. Kar, W. Sibbett und C. T. A. Brown. *Ultrafast laser inscribed Yb:KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> and Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> channel waveguide lasers*. Optics Express **17** (25), 22417 (2009).
- [Bal67] R. Balzer, H. Peisl und W. Waidelich. *Gitterfehlordnung in KCl mit Farbzentren*. Zeitschrift für Physik **204**, 405 (1967).
- [Bar09] S. Barai und A. Sharma. *Inverse Algorithm With Built-In Spatial Filter to Obtain the 2-D Refractive Index Profile of Optical Waveguides From the Propagating Mode Near-Field Profile*. Journal of Lightwave Technology **27** (11), 1514 (2009).
- [Bas72] M. Bass und H. Barrett. *Avalanche Breakdown and the Probabilistic Nature of Laser-induced Damage*. IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-8** (3), 338 (1972).
- [Bha05] V. R. Bhardwaj, E. Simova, P. B. Corkum, D. M. Rayner, C. Hnatovsky, R. S. Taylor, B. Schreder, M. Kluge und J. Zimmer. *Femtosecond laser-induced refractive index modification in multicomponent glasses*. Journal of Applied Physics **97**, 083102 (2005).
- [Blo74] N. Bloembergen. *Laser-Induced Electric Breakdown in Solids*. IEEE Journal of Quantum Electronics **10** (3), 375 (1974).
- [Bod09] J. Bodzenta, A. Kazmierczak-Balata, K. B. Wokulska, J. Kucytowski, T. Lukasiewicz und W. Hofman. *Influence of doping on thermal diffusivity of single crystals used in*

## Literaturverzeichnis

- photonics: measurements based on thermal wave methods*. Applied Optics **48** (7), C49 (2009).
- [Bog76] G. A. Bogomolova, D. H. Vylegzhanin und A. A. Kaminskii. *Spectral and lasing of garnets with Yb<sup>3+</sup> ions*. Sov. Phys. JETP **42**, 440 (1976).
- [Bor07] C. N. Borca, V. Apostolopoulos, F. Gardillou, H. G. Limberger, M. Pollnau und R.-P. Salathé. *Buried channel waveguides in Yb-doped KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystals fabricated by femtosecond laser irradiation*. Applied Surface Science **253**, 8300 (2007).
- [Bra01] K. L. Bray. *High Pressure Probes of Electronic Structure and Luminescence Properties of Transition Metal and Lanthanide Systems*. Topics in Current Chemistry **213**, 1 (2001).
- [Bro91] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik* (B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1991), 25. Auflage.
- [Brü70] R. Brückner. *Properties and structure of vitreous silica. I*. Journal of Non-Crystalline Solids **5** (2), 123 (1970).
- [Bul02] N. M. Bulgakova und I. M. Bourakov. *Phase explosion under ultrashort pulsed laser ablation: modeling with analysis of metastable state of melt*. Applied Surface Science **197**, 41 (2002).
- [Bun98] C. Bungenstock, T. Tröster, W. B. Holzapfel, R. Bini, L. Ulivi und S. Cavaliere. *Study of the energy level scheme of Pr<sup>3+</sup>:LaOCl under pressure*. Journal of Physics: Condensed Matter **10** (41), 9329 (1998).
- [Bur06] J. Burghoff, C. Grebing, S. Nolte und A. Tünnermann. *Efficient frequency doubling in femtosecond laser-written waveguides in lithium niobate*. Applied Physics Letters **89**, 081108 (2006).
- [Bur07] J. Burghoff, H. Hartung, S. Nolte und A. Tünnermann. *Structural properties of femtosecond laser-induced modifications in LiNbO<sub>3</sub>*. Applied Physics A **86**, 165 (2007).
- [Cac98] F. Caccavale, F. Segato, I. Mansour und M. Gianesin. *A Finite Differences Method for the Reconstruction of Refractive Index Profiles from Near-Field Measurements*. Journal of Lightwave Technology **16** (7), 1348 (1998).
- [Cam07] S. Campbell, R. R. Thomson, D. P. Hand, A. K. Kar, D. T. Reid, C. Canalias, V. Pasiskevicius und F. Laurell. *Frequency-doubling in femtosecond laser inscribed periodically-poled potassium titanyl phosphate waveguides*. Optics Express **15** (25), 17146 (2007).
- [Cha94] I. Chartier, C. Wyon, D. Pelenc, B. Ferrand, D. P. Shepherd und D. C. Hanna. *New Materials for Advanced Solid State Lasers*, Band 329 (Materials Research Society, 1994).
- [Cha01] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud und D. M. Krol. *Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses*. Optics Letters **26** (21), 1726 (2001).

- [Cho07] H. W. Choi, D. F. Farson, J. Bovatsek, A. Arai und D. Ashkenasi. *Direct-write patterning of indium-tin-oxide film by high pulse repetition frequency femtosecond laser ablation*. Applied Optics **46** (23), 5792 (2007).
- [Cou07] L. C. Courrol, I. M. Ranieri, S. L. Baldochi, R. E. Samad, A. Z. de Freitas, L. Gomes und N. D. Vieira Jr. *Study of color centers produced in thulium doped YLF crystals irradiated by electron beam and femtosecond laser pulses*. Optics Communications **270**, 340 (2007).
- [Cze02] C. Czeranowsky. *Resonatorinterne Frequenzverdopplung von diodengepumpten Neodym-Lasern mit hohen Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich*. Dissertation, Universität Hamburg (2002).
- [Dai07] Y. Dai, B. Zhu, J. Qui, H. Ma, B. Lu, S. Cao und B. Yu. *Direct writing three-dimensional  $Ba_2TiSi_2O_8$  crystalline pattern in glass with ultrashort pulse laser*. Applied Physics Letters **90**, 181109 (2007).
- [Dan73] H. G. Danielmeyer, M. Blätte und P. Balmer. *Fluorescence Quenching in Nd:YAG*. Applied Physics **1**, 269 (1973).
- [Dav96] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto und K. Hirao. *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*. Optics Letters **21** (21), 1729 (1996).
- [DB07] V. Diez-Blanco, J. Siegel, A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz und J. Solis. *Deep subsurface waveguides with circular cross section produced by femtosecond laser writing*. Applied Physics Letters **91**, 051104 (2007).
- [Deb81] K. K. Deb, R. G. Buser und J. Paul. *Decay kinetics of  $^4F_{3/2}$  fluorescence of  $Nd^{3+}$  in YAG at room temperature*. Applied Optics **20** (7), 1203 (1981).
- [Deg95] J. J. Degnan. *Optimization of Passively Q-Switched Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **31** (11), 1890 (1995).
- [Dic04] J. T. Dickinson, S. Orlando, S. M. Avanesyan und S. C. Langford. *Color center formation in soda lime glass and NaCl single crystals with femtosecond laser pulses*. Applied Physics A **79**, 859 (2004).
- [Dic07] J. T. Dickinson, S. C. Langford, S. M. Avanesyan und S. Orlando. *Color center formation in KCl and KBr single crystals with femtosecond laser pulses*. Applied Surface Science **253** (19), 7874 (2007).
- [Die96] J.-C. Diels und W. Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, 1996).
- [Du94] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier und G. Mourou. *Laser-induced breakdown by impact ionization in  $SiO_2$  with pulse widths from 7 ns to 150 fs*. Applied Physics Letters **64** (23), 3071 (1994).

## Literaturverzeichnis

- [Eat05] S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek und A. Y. Arai. *Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate*. Optics Express **13** (12), 4708 (2005).
- [Fin66] D. Findlay und R. A. Clay. *The measurement of internal losses in 4-level lasers*. Physics Letters **20** (3), 277 (1966).
- [Flo03] C. Florea und K. A. Winick. *Fabrication and Characterization of Photonic Devices Directly Written in Glass Using Femtosecond Laser Pulses*. Journal of Lightwave Technology **21** (1), 246 (2003).
- [Flü58] S. Flüge. *Handbuch der Physik / hrsg. von S. Flüge*, Band 26; Licht und Materie 2 (Springer, 1958).
- [For99] L. Fornasiero, E. Mix, V. Peters, K. Petermann und G. Huber. *New Oxide Crystals for Solid State Lasers*. Crystal Research and Technology **34** (2), 255 (1999).
- [FP07] D. Fagundes-Peters, N. Martynyuk, K. Lünstedt, V. Peters, K. Petermann, G. Huber, S. Basun, V. Laguta und A. Hofstaetter. *High quantum efficiency YbAG-crystals*. Journal of Luminescence **125**, 238 (2007).
- [FT09] S. T. Fredrich-Thornton, R. Peters, K. Petermann und G. Huber. *Degradation of Laser Performance in Yb-Doped Oxide Thin-Disk Lasers at High Inversion Densities*. In: *Advanced Solid-State Photonics* (Optical Society of America, 2009).
- [Fuk01] S. Fukaya, K. Adachi, M. Obara und H. Kumagai. *The growth of Cr<sup>4+</sup>:YAG and Cr<sup>4+</sup>:GGG thin films by pulsed laser deposition*. Optics Communications **187**, 373 (2001).
- [Gal85] F. L. Galeener. *Raman and ESR studies of the thermal history of amorphous SiO<sub>2</sub>*. Journal of Non-Crystalline Solids **71** (1-3), 373 (1985).
- [Gam06] E. G. Gamaly, S. Juodkazis, K. Nishimura, H. Misawa, B. Luther-Davies, L. Hallo, P. Nicolai und V. T. Tikhonchuk. *Laser-matter interaction in the bulk of a transparent solid: Confined microexplosion and void formation*. Physical Review B **73**, 214101 (2006).
- [Gan09] P. Ganguly, C. L. Sones, Y. Ying, H. Steigerwald, K. Buse, E. Soergel, R. W. Eason und S. Mailis. *Determination of Refractive Indices From the Mode Profiles of UV-Written Channel Waveguides in LiNbO<sub>3</sub>-Crystals for Optimization of Writing Conditions*. Journal of Lightwave Technology **27** (116), 3490 (2009).
- [Gat06] R. R. Gattass, L. R. Cerami und E. Mazur. *Micromachining of bulk glass with bursts of femtosecond laser pulses at variable repetition rates*. Optics Express **14** (12), 5279 (2006).
- [Gat08] R. Gattass und E. Mazur. *Femtosecond laser micromachining in transparent materials*. Nature Photonics **2**, 219 (2008).

- [Gau03] R. Gaume, B. Viana, D. Vivien, J.-P. Roger und D. Fournier. *A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals*. Applied Physics Letters **83** (7), 1355 (2003).
- [Ger86] K. R. German. *Optimization of  $F_A(II)$  and  $F_B(II)$  color-center lasers*. Journal of the Optical Society of America B **3** (1), 149 (1986).
- [Ger01] M. Gerber und T. Graf. *Optimum parameters to etch Nd:YAG crystals with orthophosphoric acid  $H_3PO_4$* . Optics and Laser Technology **33**, 449 (2001).
- [Gle97] E. N. Glezer und E. Mazur. *Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials*. Applied Physics Letters **71** (7), 882 (1997).
- [Gor03] T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tuennermann und U. Glatzel. *Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz*. Applied Physics A **76**, 309 (2003).
- [Gsc03] K. A. Gschneidner. *Handbook on the physics and chemistry of rare earths*, Band 33 (Elsevier Science B.V., 2003), 1 Auflage.
- [Hak00] U. Haken, O. Humbach, S. Ortner und H. Fabian. *Refractive index of silica glass: influence of fictive temperature*. Journal of Non-Crystalline Solids **265**, 9 (2000).
- [Hei09] S. Heinrich. *Herstellung und Lasereigenschaften von epitaktisch gewachsenen Seltenerd-dotierten Sesquioxide-Wellenleitern*. Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2009).
- [Her01] I. V. Hertel, R. Stoian, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld und E. E. B. Campbell. *On the physics of material processing with femtosecond lasers*. RIKEN Review **32**, 23 (2001).
- [Hir98] K. Hirao und K. Miura. *Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser*. Journal of Non-Crystalline Solids **239**, 91 (1998).
- [Hom99] D. Homoelle, S. Wielandy, A. L. Gaeta, N. F. Borelli und C. Smith. *Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses*. Optics Letters **24** (18), 1311 (1999).
- [Hon93] J. Honerkamp und H. Römer. *Klassische Theoretische Physik* (Springer, 1993), 3. Auflage.
- [Hua97] H. Hua und Y. K. Vohra. *Pressure-induced blueshift of  $Nd^{3+}$  fluorescence emission in  $YAlO_3$ : Near infrared pressure sensor*. Applied Physics Letters **71** (18), 2602 (1997).
- [Hun02] R. G. Hunsperger. *Integrated Optics - Theory and Technology* (Springer Verlag, 2002), 5 Auflage.
- [Ina76] K. Inada. *A new graphical method relating to optical fiber attenuation*. Optics Communications **19** (3), 437 (1976).

## Literaturverzeichnis

- [Ito82] N. Itoh. *Creation of lattice defects by electronic excitation in alkali halides*. *Advances in Physics* **31** (5), 491 (1982).
- [Jia06] T. Q. Jia, H. X. Chen, M. Huang, F. L. Zhao, X. X. Li, S. Z. Xu, H. Y. Sun, D. H. Feng, C. B. Li, X. F. Wang, R. X. Li, Z. Z. Xu, X. K. He und H. Kuroda. *Ultraviolet-infrared femtosecond laser-induced damage in fused silica and CaF<sub>2</sub> crystals*. *Physical Review B* **73**, 054105 (2006).
- [Joh98] T. F. Johnston. *Beam propagation M<sup>2</sup> measurement made as easy as it gets: the four-cuts method*. *Applied Optics* **37** (21), 4840 (1998).
- [Jør77] C. K. Jørgensen und R. Reisfeld. *Lasers and Excited States of Rare Earths* (Springer, 1977), 1 Auflage.
- [Kah09] A. Kahn. *Fabrication and Characterization of Monocrystalline Sesquioxide Waveguide Lasers*. Dissertation, Universität Hamburg (2009).
- [Kar91] Wolfgang Karthe. *Integrierte Optik* (Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1991).
- [Kaw04] K. Kawamura, M. Hirano, T. Kurobori, D. Takamizu, T. Kamiya und H. Hosono. *Femtosecond-laser-encoded distributed-feedback color center laser in lithium fluoride single crystals*. *Applied Physics Letters* **84** (3), 311 (2004).
- [Kel65] L. V. Keldish. *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. *Soviet Physics JETP* **20**, 1307 (1965).
- [Kob06] S. Kobaykov, A. Kamińska, A. Suchocki, D. Galanciak und M. Malinowski. *Nd<sup>3+</sup>-doped yttrium aluminum garnet crystal as a near-infrared pressure sensor for diamond anvil cells*. *Applied Physics Letters* **88**, 234102 (2006).
- [Kog64] H. Kogelnik. *Coupling and conversion coefficients for optical modes*. In: *Proceedings of the Symposium on Quasi-Optics, Coupling and Conversion coefficients for optical modes* (POLYTECHNIC PRESS of the Polytechnic Institute of Brooklyn, 1964).
- [Kon64] J. A. Koningstein und J. E. Geusic. *Energy Levels and Crystal-Field Calculations of Neodymium in Yttrium Aluminium Garnet*. *Physical Review* **136** (3A), A 711 (1964).
- [Küh09] H. Kühn. *Ytterbium-dotierte einkristalline Sesquioxid-Wellenleiterlaser*. Dissertation, Universität Hamburg (2009).
- [Lar05] M. Larionov, K. Schuhmann, J. Speiser, C. Stolzenburg und A. Giesen. *Nonlinear Decay of the Excited State in Yb:YAG*. In: *Proceedings of Advanced Solid-State Lasers and Photonics Conference 2005* (2005).
- [Las10] Laser Components GmbH. *Produktkatalog* (2010).
- [Lee07] S. Lee und S. Nikumb. *Characteristics of filament induced Dammann gratings fabricated using femtosecond laser*. *Optics and Laser Technology* **39**, 1328 (2007).

- [Len98] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek und F. Krausz. *Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics*. Physical Review Letters **80** (18), 4076 (1998).
- [Liu97] X. Liu, D. Du und G. Mourou. *Laser Ablation and Micromachining with Ultrashort Laser Pulses*. IEEE Journal of Quantum Electronics **33** (10), 1706 (1997).
- [Liu05] J.-M. Liu. *Photonic devices* (Cambridge University Press, 2005).
- [Liu06] D. Liu, Y. Li, R. An, Y. Dou, H. Yang und Q. Gong. *Influence of focusing depth on the microfabrication of waveguides inside silica glass by femtosecond laser direct writing*. Applied Physics A **84**, 257 (2006).
- [Lu00] J. Lu, M. Prabhu, J. Xu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani und A. A. Kaminskii. *Highly efficient 2% Nd:yttrium aluminum garnet ceramic laser*. Applied Physics Letters **77** (23), 3707 (2000).
- [Mac09] J. I. Mackenzie. *An efficient high-power 946 nm Nd:YAG planar waveguide laser*. Applied Physics B DOI [10.1007/s00340-009-3693-7](https://doi.org/10.1007/s00340-009-3693-7) (2009).
- [Mai88] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot und G. Mourou. *Generation of Ultra-high Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification*. IEEE Journal of Quantum Electronics **24** (2), 398 (1988).
- [Mal09] A. M. Malyarevich und K. V. Yumashev. *Saturable absorbers based on tetrahedrally coordinated transition-metal ions in crystals (Review)*. Journal of Applied Spectroscopy **76** (1), 1 (2009).
- [Man96] I. Mansour und F. Caccavale. *An Improved Procedure to Calculate the Refractive Index Profile from the Measured Near-Field Intensity*. Journal of Lightwave Technology **14** (3), 423 (1996).
- [Mao04] S. S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R. E. Russo, G. Petite und P. Martin. *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*. Applied Physics A **79**, 1695 (2004).
- [Mar01] A. Marcinkevičius, S. Juodkazis, M. Watanabe, M. Miwa, S. Matsuo und H. Misawa. *Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica*. Optics Letters **26** (5), 277 (2001).
- [Mar08] G. D. Marshall, P. Dekker, M. Ams, J. A. Piper und M. J. Withford. *Directly written monolithic waveguide laser incorporating a distributed feedback waveguide-Bragg grating*. Optics Letters **33** (9), 956 (2008).
- [Mat06] S. Matsubara, T. Ueda, M. Inoue, M. Tanaka, K. Otani, S. Kawato und T. Kobayashi. *High efficiency cavity dumped operation of Yb:YAG laser at room temperature*. In: *Advanced Solid-State Photonics* (Optical Society of America, 2006).
- [McC83] L. McCaughan und E. E. Bergmann. *Index Distribution of Optical Waveguides from Their Mode Profile*. Journal of Lightwave Technology **LT-1** (1), 241 (1983).

## Literaturverzeichnis

- [McM08] B. McMillen, K. P. Chen, H. An, S. Fleming, V. Hartwell und D. Snoke. *Waveguiding and nonlinear optical properties of three-dimensional waveguides in LiTaO<sub>3</sub> written by high-repetition rate ultrafast laser*. Applied Physics Letters **93**, 111106 (2008).
- [Mes90] A. Messiah. *Quantenmechanik*, Band 2 (Gruyter, 1990), 3 Auflage.
- [Mie08] G. Mie. *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. Annalen der Physik **330**, 377 (1908).
- [Mil73] S. E. Miller, E. A. J. Marcatili und T. Li. *Part I: The transmission medium*. Proceedings of the IEEE **61** (12), 1704 (1973).
- [Miu97] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, T. Mitsuyu und K. Hirao. *Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser*. Applied Physics Letters **71** (23), 3329 (1997).
- [Miu00] K. Miura, J. Qui, T. Mitsuyu und K. Hirao. *Space-selective growth of frequency-conversion crystals in glasses with ultrashort infrared laser pulses*. Optics Letters **25** (6), 408 (2000).
- [Mon98] R. M. Montoreali, A. Mancini, G. C. Righini und S. Pelli. *Active stripe waveguides produced by electron beam lithography in LiF single crystals*. Optics Communications **153**, 223 (1998).
- [Mue35] H. Mueller. *Theory of the Photoelastic Effect of Cubic Crystals*. Physical Review **47**, 947 (1935).
- [Mur01] D. B. Murphy. *Fundamentals of light microscopy and electronic imaging* (Wiley-Liss, 2001).
- [Nej05] A. H. Nejadmalayeri, P. R. Herman, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte und A. Tünnermann. *Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses*. Optics Letters **30** (9), 964 (2005).
- [New89] D. J. Newmann und B. Ng. *The superposition model of crystal fields*. Reports on Progress in Physics **52** (6), 699 (1989).
- [Nol04] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff und A. Tünnermann. *Ultrafast laser processing: new options for three-dimensional photonic structures*. Journal of Modern Optics **51** (16-18), 2533 (2004).
- [Nun97] P. J. T. Nunn, J. Olivares, L. Spadoni, P. D. Townsend, D. E. Hole und B. J. Luff. *Ion beam enhanced chemical etching of Nd:YAG for optical waveguides*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **127/128**, 507 (1997).
- [Oka83] Y. Okamura, S. Yoshinaka und S. Yamamoto. *Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides: a simple method*. Applied Optics **22** (23), 3892 (1983).
- [Oka04] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides* (Academic Press, 2004).

- [Okh05] A. G. Okhrimchuk, A. V. Shestakov, I. Khrushchev und J. Mitchell. *Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG: Nd<sup>3+</sup> crystal by femtosecond laser writing*. Optics Letters **30** (17), 2248 (2005).
- [Okh09] A. G. Okhrimchuk, V. K. Mezentsev, V. V. Dvoyrin, A. S. Kurkov, E. M. Sholokhov, S. K. Turitsyn, A. V. Shestakov und I. Bennion. *Waveguide-saturable absorber fabricated by femtosecond pulses in YAG: Cr<sup>4+</sup> crystal for Q-switched operation of Yb-fiber laser*. Optics Letters **34** (24), 3881 (2009).
- [Ort81] C. Ortiz, R. M. Macfarlane, R. M. Shelby, W. Lenth und G. C. Bjorklund. *Thin-Film Aggregate Color Centers as Media for Frequency Domain Optical Storage*. Applied Physics **25**, 87 (1981).
- [Ose08] R. Osellame, G. Valle, N. Chiodo, S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto und G. Cerullo. *Lasing in femtosecond laser written optical waveguides*. Applied Physics A **93**, 17 (2008).
- [Pas98] A. Pasquarello und R. Car. *Identification of Raman Defect Lines as Signatures of Ring Structures in Vitreous Silica*. Physical Review Letters **80** (23), 5145 (1998).
- [Pel95] D. Pelenc, B. Chambaz, I. Chartier, B. Ferrand, C. Wyon, D. P. Shepherd, D. C. Hanna, A. C. Large und A. C. Tropper. *High slope efficiency and low threshold in a diode-pumped epitaxially grown Yb:YAG waveguide laser*. Optics Communications **115**, 491 (1995).
- [Pen88] A. Penzkoffer. *Solid State Lasers*. Progress in Quantum Electronics **12**, 291 (1988).
- [Pet01] V. Peters. *Growth and Spectroscopy of Ytterbium-Doped Sesquioxides*. Dissertation, Universität Hamburg (2001).
- [Pet05] K. Petermann, D. Fagundes-Peters, J. Johannsen, M. Mond, V. Peters, J. J. Romero, S. Kutovoi, J. Speiser und A. Giesen. *Highly Yb-doped oxides for thin-disc lasers*. Journal of Crystal Growth **275** (1-2), 135 (2005).
- [Pet09] R. Peters. *Ytterbium-dotierte Sesquioxide als hocheffiziente Lasermaterialien*. Dissertation, Universität Hamburg (2009).
- [Pos10] M. Pospiech, M. Emons, B. Väckenstedt, G. Palmer und U. Morgner. *Single-sweep laser writing of 3D-waveguide devices*. Optics Express **18** (7), 6994 (2010).
- [Pro95] P. P. Pronko, S. K. Dutta, D. Du und R. K. Singh. *Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses*. Journal of Applied Physics **78** (10), 6233 (1995).
- [Psa08] N. D. Psaila, R. R. Thomson, H. T. Bookey, N. Chiodo, S. Shen, R. Osellame, G. Cerullo, A. Jha und A. K. Kar. *Er:Yb-Doped Oxyfluoride Silicate Glass Waveguide Laser Fabricated Using Ultrafast Laser Inscription*. IEEE Photonics Technology Letters **20** (2), 126 (2008).

- [Raw71] E. G. Rawson. *Calculation of Mie Scattering by Spherical Particles in Low-Loss Glasses for Optical Waveguides*. Applied Optics **10** (12), 2778 (1971).
- [Rei07] W. J. Reichman, J. W. Chan, C. W. Smelser, S. J. Mihailov und D. M. Krol. *Spectroscopic characterization of different femtosecond laser modification regimes in fused silica*. Journal of the Optical Society of America B **24** (7), 1627 (2007).
- [Ret06] B. Rethfeld. *Free-electron generation in laser-irradiated dielectrics*. Physical Review B **73**, 035101 (2006).
- [Rid07] H. Ridderbusch und T. Graf. *Saturation of 1047- and 1064-nm Absorption in Cr<sup>4+</sup>:YAG Crystals*. IEEE Journal of Quantum Electronics **43** (2), 168 (2007).
- [Rig65] W. W. Rigrod. *Saturation Effects in High-Gain Lasers*. Journal of Applied Physics **36** (8), 2487 (1965).
- [Ród09] A. Ródenas, G. A. Torchia, G. Lifante, E. Cantelar, J. Lamela, F. Jaque, L. Roso und D. Jaque. *Refractive index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic Nd:YAG waveguides: micro-spectroscopy experiments and beam propagation calculations*. Applied Physics B **95** (1), 85 (2009).
- [Rut01] T. S. Rutherford, W. M. Tulloch, S. Sinha und R. L. Byer. *Yb:YAG and Nd:YAG edge-pumped slab lasers*. Optics Letters **26** (13), 986 (2001).
- [Sak07] M. Sakakura, M. Terazima, Y. Shimotsuma, K. Miura und K. Hirao. *Observation of pressure wave generated by focusing a femtosecond laser pulse inside a glass*. Optics Express **15** (9), 5674 (2007).
- [Sal03] A. Saliminia, N. T. Nguyen, M.-C. Nadeau, S. Petit, S. L. Chin und R. Vallée. *Writing optical waveguides in fused silica using 1 kHz femtosecond infrared pulses*. Journal of Applied Physics **93** (7), 3742 (2003).
- [Sal08] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik* (Wiley-VCH Verlag, 2008).
- [Sch01a] C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. García und E. Mazur. *Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy*. Optics Letters **26** (2), 93 (2001).
- [Sch01b] C. B. Schaffer, A. Brodeur und E. Mazur. *Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*. Measurement Science and Technology **12**, 1784 (2001).
- [Sch05] T. Schreiber, H. Schultz, O. Schmidt, F. Röser, J. Limpert und A. Tünnermann. *Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers*. Optics Express **13** (13), 3637 (2005).
- [Sei54] F. Seitz. *Color Centers in Alkali Halide Crystals. II*. Reviews of Modern Physics **26**, 7 (1954).
- [Sie86] A. E. Siegman. *Lasers* (Mill Valley Cal.: University Science Books, 1986).

- [Sie06] J. Siebenmorgen. *Strukturierung von Kristallen mit kurzen Pulsen*. Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2006).
- [Sim83] J. R. Simpson, R. H. Stolen, F. M. Sears, W. Pleibel, J. B. MacChesney und R. E. Howard. *A Single-Polarization Fiber*. *Journal of Lightwave Technology* **LT-1** (2), 370 (1983).
- [Sla69] G. A. Slack, D. W. Oliver, R. M. Chrenko und S. Roberts. *Optical Absorption of  $Y_3Al_5O_{12}$  from 10- to 55 000- $cm^{-1}$  Wave Numbers*. *Physical Review* **177** (3), 1308 (1969).
- [Son00] J. Song, C. Li und K. Ueda. *Thermal influence of saturable absorber in passively Q-switched diode-pumped cw Nd:YAG/Cr<sup>4+</sup>:YAG laser*. *Optics Communications* **177**, 307 (2000).
- [Spa81] M. Sparks, D. L. Mills, R. Warren, T. Holstein, A. A. Maradudin, L. J. Sham, Jr. E. Loh und D. F. King. *Theory of electron-avalanche breakdown in solids*. *Physical Review B* **24** (6), 3519 (1981).
- [Ste08] A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, M. Siegel und U. Morgner. *Generation of 9-mJ 420-fs Pulses by Fiber-Based Amplification of a Cavity-Dumped Yb:KYW Laser Oscillator*. *Laser Physics* **18** (5), 527 (2008).
- [Str01] A. M. Streltsov und N. F. Borrelli. *Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses*. *Optics Letters* **26** (1), 42 (2001).
- [Str02] A. M. Streltsov und N. F. Borrelli. *Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses*. *Journal of the Optical Society of America B* **19** (10), 2496 (2002).
- [Stu96a] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry. *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*. *Physical Review B* **53** (4), 1749 (1996).
- [Stu96b] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Hermann, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry. *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*. *Journal of the Optical Society of America B* **13** (2), 459 (1996).
- [Sum94a] D. S. Sumida und T. Y. Fan. *Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media*. *Optics Letters* **19** (17), 1343 (1994).
- [Sum94b] D. S. Sumida und T. Y. Fan. *Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media*. *Optics Letters* **19** (17), 1343 (1994).
- [Sun05] Q. Sun, H. Jiang, Yi Liu, Y. Zhou, H. Yang und Q. Gong. *Effect of spherical aberration on the propagation of a tightly focused femtosecond laser pulse inside fused silica*. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **7**, 655 (2005).

## Literaturverzeichnis

- [Sve98] O. Svelto. *Principles of Lasers* (Springer, 1998), 4. Auflage.
- [Tac04] S. Taccheo, G. D. Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer und D. Kopf. *Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses*. *Optics Letters* **29** (22), 2626 (2004).
- [Tho06] R. R. Thomson, S. Campbell, I. J. Blewett, A. K. Kar und D. T. Reid. *Optical waveguide fabrication in z-cut lithium niobate (LiNbO<sub>3</sub>) using femtosecond pulses in the low repetition rate regime*. *Applied Physics Letters* **88**, 111109 (2006).
- [Tie99] A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane und Gérard Mourou. *Short-Pulse Laser Damage in Transparent Materials as a Function of Pulse Duration*. *Physical Review Letters* **82** (19), 3883 (1999).
- [Tiw05] P. K. Tiwari, G. J. H. Brussaard, M. J. v. d. Wiel und V. K. Tripathi. *Laser Induced Tunnel Ionization and Electron Density Evolution in Air*. *Journal of the Physical Society of Japan* **74** (8), 2255 (2005).
- [Tor08] G. A. Torchia, A. Rodenas, A. Benayas, E. Cantelar, L. Roso und D. Jaque. *Highly efficient laser action in femtosecond-written Nd:yttrium aluminum garnet ceramic waveguides*. *Applied Physics Letters* **92**, 111103 (2008).
- [Trä07] F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics* (Springer, 2007).
- [Wan96] L. A. Wang und C. D. Su. *Tolerance; Analysis of Aligning an Astigmatic Laser Diode with a Single-Mode Optical Fiber*. *Journal of Lightwave Technology* **14** (12), 2757 (1996).
- [Wem70] S. H. Wemple und Jr. M. DiDomenica. *Theory of the Elasto-Optic Effect in Nonmetallic Crystals*. *Physical Review B* **1** (1), 193 (1970).
- [Wil02] M. Will, S. Nolte, B. N. Chichkov und Andreas Tünnermann. *Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses*. *Applied Optics* **41** (21), 4360 (2002).
- [Wil04] M. Will. *Ultrakurzpulsinduzierte Brechzahlmodifikationen in transparenten Festkörpern*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena (2004).
- [Wyn99] R. Wynne, J. L. Daneau und T. Y. Fan. *Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG*. *Applied Optics* **38** (15), 3282 (1999).
- [Xu07] S. Xu, J. Qiu, T. Jia, C. Li, H. Sun und Z. Xu. *Femtosecond laser ablation of crystals SiO<sub>2</sub> and YAG*. *Optics Communications* **274**, 163 (2007).
- [Yar76] A. Yariv. *Introduction to optical electronics* (Holt, Rinehart and Winston, 1976), 2. Auflage.
- [Yod51] H. S. Yoder und M. L. Keith. *Complete Substitution of Aluminum for Silicon: The System 3MnO·Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>·3SiO<sub>2</sub>-3Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>·5Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*. *The American Mineralogist* **36** (7 und 8), 519 (1951).

- [Zag93] A. I. Zagumennyi, G. B. Lutts, P. A. Popov, N. N. Sirota und I. Shcherbakov. *The thermal Conductivity of YAG and YSAG Laser Crystals*. Laser Physic **3**, 1064 (1993).
- [Zel98] D. E. Zelmon, D. L. Small und R. Page. *Refractive-index measurements of undoped yttrium aluminum garnet from 0.4 to 5.0  $\mu\text{m}$* . Applied Optics **37** (21), 4933 (1998).
- [Zha04] Q.-Z. Zhao, J.-R. Qiu, X.-W. Jiang, C.-J. Zhao und C.-S. Zhu. *Fabrication of internal diffraction gratings in calcium fluoride crystals by a focused femtosecond laser*. Optics Express **12** (5), 742 (2004).
- [Zha05] Q.-Z. Zhao, J.-R. Qiu, C.-J. Zhao, X.-W. Jiang, C.-S. Zhu und G.-J. Zhao. *Investigation of optical properties of  $\text{Ce}^{3+}$ -doped  $\text{Gd}_2\text{SiO}_5$  crystal irradiated by a femtosecond laser*. Optics Communications **255** (1), 97 (2005).
- [Zho05] G. Zhou und M. Gu. *Anisotropic properties of ultrafast laser-driven microexplosions in lithium niobate crystal*. Applied Physics Letters **87**, 241107 (2005).

## *Literaturverzeichnis*

# Veröffentlichungen

## Veröffentlichungen in wissenschaftlichen Zeitschriften

- J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, K. Rademaker, S. Nolte, A. Tünnermann. *Femtosecond laser written stress-induced Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (Nd:YAG) channel waveguide laser*. Applied Physics **B** 97, 251 (2009)
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber. *Nd:YAG waveguide laser with 1.3 W output power, fabricated by direct femtosecond laser writing*. Applied Physics **B** DOI: 10.1007/s00340-010-3929-6 (2010)
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, G. Huber. *Highly efficient Yb:YAG channel waveguide laser written with a femtosecond laser*. Optics Express **18** (15), 16035 (2010)

## Weitere schriftliche Veröffentlichungen

- J. Siebenmorgen. *Strukturierung von Kristallen mit kurzen Pulsen*. Universität Hamburg, Diplomarbeit (2006)

## Beiträge zu internationalen Konferenzen

### Vorträge

- J. Siebenmorgen, K. Rademaker, S. Nolte, G. Huber. *Femtosecond laser written stress-induced Nd:YAG channel waveguide laser*. Europhoton, Paris, France 2008, ThoD.7
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber. *Efficient Femtosecond Laser Written Nd:YAG Channel Waveguide Laser with an Output Power of more than 1 W*. CLEO/Europe-EQEC Conference, Munich, Germany 2009, CJ7.1
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, G. Huber. *Demonstration of a fs-Laser Written Highly Efficient Yb:YAG Channel Waveguide Laser*. Fall OSA Optics & Photonics Congress - Femtosecond Laser Microfabrication, San José, USA 2009, LMTuC2
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber. *Highly Efficient Yb:YAG Channel Waveguide Laser with 1.7 W Output Power Fabricated by fs-Laser Writing*. CLEO/QELS 2010, San José, USA, 2010, CTuU2
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber. *Diode pumped Yb:YAG channel-waveguide laser, fabricated by fs-laser writing*. Europhoton 2010, Hamburg, Germany, 2010, ThB5

## Veröffentlichungen

### Poster

- J. Siebenmorgen, K. Rademaker, S. Nolte, G. Huber. *Femtosecond laser written Nd:YAG channel waveguide laser*. German-Russian Lasersymposium, Lübeck, Germany 2008, PS-13
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, G. Huber. *Fabrication of a Stress-Induced Nd:YAG Channel Waveguide Laser using fs-Laser Pulses*. Advanced Solid-State Photonics, Denver, USA 2009, MB29
- O. Henneberg, R. Menzel, R. Elsner, D. Korn, J. Siebenmorgen, G. Huber. *X-Ray Diffraction Measurements of a Femtosecond-Laser Written Waveguides in a YAG Single Crystal*. CLEO/Europe-EQEC Conference, Munich, Germany 2009, CM.P.2
- F. Tellkamp, J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber. *Femtosecond Laser Written Nd:YAG Channel Waveguide Laser with a PLD grown Cr<sup>4+</sup>:YAG Thin Film Absorber* CLEO/Europe-EQEC Conference, Munich, Germany 2009, CJ.P.36

### Beiträge zu nationalen Konferenzen

#### Vorträge

- J. Siebenmorgen, H. Scheife, J. Burghoff, S. Nolte, G. Huber. *Srukturierung von Kristallen mit fs-Laserpulslen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Düsseldorf, Germany 2006, Q26.8
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber. *Effiziente Femtosekunden-Laser geschriebene Kanal-Wellenleiterlaser in Nd:YAG Kristallen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hamburg, Germany 2009, Q12.5
- O. Henneberg, R. Menzel, R. Elsner, D. Korn, J. Siebenmorgen, G. Huber. *Spatially resolved x-ray diffraction measurements of stress-induced fs-laser written YAG waveguides*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hamburg, Germany 2009, Q12.6
- F. Tellkamp, T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber. *Femtosekunden-Laser geschriebener Nd:YAG Wellenleiter mit Cr<sup>4+</sup>:YAG Dünnschicht als gütegeschalteter Laser*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hannover, Germany, 2010, Q12.6
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber. *Hocheffiziente Femtosekunden-Laser geschriebene Kanalwellenleiterlaser in Yb:YAG-Kristallen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hannover, Germany, 2010, Q12.4

#### Poster

- J. Siebenmorgen, H. Scheife, J. Burghoff, S. Nolte, G. Huber. *Volumenstrukturierung von Granat-Kristallen mit fs-Laserpulslen*. 16. Norddeutscher Lasertag, Hannover, Germany 2006

- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber. *Characterization of a Nd:YAG channel waveguide laser fabricated by direct femtosecond laser writing*. 17. Norddeutscher Lasertag, Hannover, Germany 2008
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber. *Herstellung und Charakterisierung von Kanalwellenleitern in Nd:YAG mittels fs-Laserpulsen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hamburg, Germany 2009, Q55.22
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber. *Femtosekunden-Laser geschriebener Kanalwellenleiterlaser in Nd:YAG mit 1,3 W Ausgangsleistung*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hannover, Germany, 2010, Q55.71

### **Vorträge im Rahmen von Gruppenseminaren**

- J. Siebenmorgen. *Strukturierung von Kristallen mit kurzen Pulsen*. Seminar über Festkörperlaser, Universität Hamburg (2006)
- J. Siebenmorgen. *Mit Femtosekunden-Laserpulsen geschriebener Nd:YAG Wellenleiterlaser*. Seminar über Festkörperlaser, Universität Hamburg (2008)
- J. Siebenmorgen. *Dielectric, crystalline waveguide laser*. Seminar des Graduierten Kollegs 1355, Amrum (2008)
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, G. Huber. *Fabrication of waveguides in YAG using fs-laser pulses*. GrK Workshop, Lüneburg, Germany, 2010

## *Veröffentlichungen*

# Danksagung

Diese Arbeit entstand im Arbeitsbereich Festkörperlaser des Instituts für Laser-Physik der Universität Hamburg in den Jahren 2006 bis 2010. Ich bedanke mich bei all denjenigen, die mich während dieser Zeit unterstützt haben, besonders den Mitgliedern der Gruppe F, für die tolle Arbeitsatmosphäre.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern, ohne deren Einsatz und Unterstützung dies alles wohl nicht möglich gewesen wäre.

Mein Dank geht an Herrn Prof. Dr. Günter Huber, dass ich diese sehr interessante Arbeit in seiner Arbeitsgruppe und unter seiner tollen Leitung durchführen konnte.

Herrn Prof. Dr. Stefan Nolte und Herrn Priv.-Doz. Dr. Valery Baev danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Für die interessanten Gespräche, die viel zum besseren Verständnis beigetragen haben, möchte ich mich bei Herrn Dr. Klaus Petermann bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Bürokollegen Nils-Owe Hansen, Henning Kühn, André Richter und dem neu dazu gekommenen Philip Metz für das tolle Büroklima und die viele Hilfe.

Nicht vergessen darf ich an dieser Stelle meinen tollen Ex-Diplomanden, mit dem ich großartige Experimente durchgeführt und viele wichtige Diskussionen ausgefochten habe. Danke!

Ein besonderer Dank geht auch an Rigo Peters, mit dem ich seit Anfang des Studium eng befreundet bin. Er war immer mit Rat und Tat sowohl auf Arbeit als auch in der Freizeit dabei, bevor er sich in die Wirtschaft auf und davon machte. Auch Susanne T. Fredrich-Thornton möchte ich für ihre tolle Hilfe in physikalischen Dingen und unzähligen nicht-physikalischen Dingen danken.

Mein Dank geht auch an die vielen Korrekturleser dieser Arbeit, die da wären: Matthias Fechner, Teo Bank, Christian Kränkel, Nils-Owe Hansen, Thomas Calmano, Philipp Koopmann, Susanne Fredrich-Thornton, Sebastian Heinrich und Andreas Kahn.

Danken möchte ich Dr. Katja Paff, Dr. Oliver Henneberg, Matthias Pospiech und Moritz Emons für die enge Kooperation während der letzten Jahre.

Schließlich geht mein Dank noch an das technische Personal, Robert Fischer, Friedjof Tellkamp und Stefan Gabers. Frau Frömmig, unserer Sekretärin, gebührt natürlich auch mein Dank für organisatorische Unterstützung sowie die Korrektur der Arbeit.

Letztendlich will ich noch all meinen Freunden danken, mit denen ich in den letzten Jahren abseits der Physik viel Spaß gehabt habe!

