

Untersuchungen zur  
Wellenlängendurchstimmung eines  
regenerativen Scheibenlaser-Verstärkers

# Diplomarbeit

Friedrich-Schiller-Universität Jena  
Physikalisch-Astronomische Fakultät

Institut für Photonische Technologien e.V., Jena  
Abteilung Laserdiagnostik



---

seit 1558



eingereicht von

Christoph Knappe  
geboren am 19.04.1982  
in Jena

**Gutachter:**

1. *Prof. Dr. phil. nat. habil. Herbert Stafast*  
Institut für Photonische Technologien e.V. und  
Friedrich-Schiller-Universität Jena
  
2. *Doz. Dr. rer. nat. habil. Gisbert Staupendahl*  
Institut für Materialwissenschaft und Werkstofftechnologie  
Friedrich-Schiller-Universität Jena

Tag der Verleihung des Diploms: .....

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Motivation für das Scheibenlaserkonzept . . . . .	3
2.2	Das Scheibenlaserkonzept . . . . .	3
2.2.1	Yb:YAG als aktives Material . . . . .	4
2.2.2	InGaAs-Diodenlaser als Pumplichtquelle . . . . .	6
2.2.3	Pumpoptikdesign . . . . .	6
2.2.4	Thermische Linse . . . . .	7
2.3	Wellenlängenselektive Bauelemente . . . . .	8
2.3.1	Lyotfilter . . . . .	9
2.3.2	Etalon . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>15</b>
3.1	Prinzip eines regenerativen Verstärkers . . . . .	15
3.2	Aufbau des ADL-Systems am IPHT . . . . .	16
3.3	Versuchsaufbauten für Teilversuche . . . . .	19
3.3.1	Messung der zeitlichen Laserpulsform . . . . .	19
3.3.2	Transmissionsverhalten eines Lyotfilters . . . . .	19
3.3.3	Integration eines Lyotfilters in den regenerativen Verstärker . .	21
3.3.4	Charakterisierung der Pulse nach dem regenerativen Verstärker	23
3.4	Nachweistechnik und Messgenauigkeit . . . . .	24
3.4.1	Leistungsmessung . . . . .	24
3.4.2	Zeitaufgelöste Einzelpulsmessung mit Photodiode . . . . .	24
3.4.3	Wellenlängenbestimmung mit Wavemeter . . . . .	24
3.4.4	Spektrenüberwachung mit Gitterspektrometer . . . . .	25
3.4.5	Durchstimmen des Lyotfilters mit Picomotor . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Modellrechnungen zum Lyotfilter</b>	<b>26</b>
4.1	Referenzmodelle . . . . .	26
4.2	Herleitung eines Matrixmodells . . . . .	27
4.2.1	Matrixabbildung und Jonesformalismus . . . . .	27
4.2.2	Definition der verschiedenen Bezugssysteme . . . . .	28
4.2.3	Brechungsindex von Quarz . . . . .	28
4.2.4	Problematik zweier verschiedener Brechungsindizes . . . . .	29
4.2.5	Brewsterwinkel an der Grenzfläche zu anisotropen Medien . . .	30
4.2.6	Reflektionsverluste an Grenzflächen . . . . .	30
4.2.7	Transformation zwischen Labor- und Hauptachsensystem . . . .	30
4.2.8	Phasenverschiebung der Lichtstrahlen im Kristall . . . . .	31
4.2.9	Konsequenzen des parallelen Strahlversatzes nach dem Kristall .	31
4.3	Modellierung von Experimenten . . . . .	32
4.3.1	Einfachdurchgang . . . . .	32
4.3.2	Mehrfachdurchgang ( $n$ -fach) . . . . .	32
4.3.3	Passiver ADL-Verstärker-Resonator . . . . .	33
4.3.4	Ermittlung der Transmissionsfunktion . . . . .	33

<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>34</b>
5.1	Ergebnisse aus den Modellrechnungen . . . . .	34
5.1.1	Einfachdurchgang durch ein Lyotfilter . . . . .	34
5.1.2	Doppeldurchgang durch ein Lyotfilter . . . . .	35
5.1.3	Mehrfachdurchgänge durch ein Lyotfilter im Verstärker . . . . .	36
5.1.4	Untersuchungen mit gaußförmigen Strahlen . . . . .	37
5.2	Ergebnisse aus den Experimenten . . . . .	38
5.2.1	Einfachdurchgang durch ein Lyotfilter . . . . .	38
5.2.2	Doppeldurchgang durch ein Lyotfilter . . . . .	39
5.2.3	Charakterisierung des ADL-Systems . . . . .	39
5.2.4	Durchstimmverhalten des Verstärkers ohne Lyotfilter . . . . .	43
5.2.5	Durchstimmverhalten des Verstärkers mit Lyotfilter . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>51</b>
6.1	Evaluierung des Matrixmodells . . . . .	51
6.1.1	Vergleich mit den Transmissionsexperimenten . . . . .	51
6.1.2	Anwendung auf Lyotfilter im regenerativen Verstärker . . . . .	54
6.1.3	Bewertung der Modellrechnungen . . . . .	58
6.2	Diskussion der Experimente am ADL-System . . . . .	59
6.2.1	Charakterisierung des ADL-Systems . . . . .	59
6.2.2	Spektrale Erweiterung des Verstärkungsbereiches . . . . .	62
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>67</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>

# 1 Einleitung

Dem weltweit steigenden Bedarf an Primärenergie steht eine nur begrenzte Menge an verfügbaren Ressourcen unserer Erde gegenüber. Derzeit werden jährlich ungefähr 16 Mrd  $t$  SKE (SKE = *Steinkohleeinheiten*) Energie verbraucht und es wird davon ausgegangen, dass sich bis zum Jahr 2050 die globale Nachfrage nach Energie verdoppelt [1]. Nicht zuletzt die vergleichsweise aufwendige und teure Erschließung erneuerbarer Energiequellen ist dafür verantwortlich, dass heutzutage noch immer ca. 90% der benötigten Energie aus der Verbrennung fossiler Energieträger gewonnen wird [2]. Um diesen erheblichen Anteil unserer Energieressourcen zukünftig effizienter nutzbar zu machen und Belastungen durch Schadstoffemissionen zu reduzieren, ist ein tiefes Verständnis der komplexen Zusammenhänge bei Verbrennungsprozessen erforderlich. Einen entscheidenden Beitrag, sowohl in der Grundlagenforschung als auch bei der Entwicklung künftiger Generationen von Verbrennungsmaschinen, leistet die lasergestützte Diagnostik. Prozessrelevante Spezies können selbst über große Entfernungen berührungslos, wechselwirkungsfrei und selektiv angeregt werden. Weiterhin ist es möglich, Temperatur- und Konzentrationsverteilungen in Flammen durch gepulste Laser zeitlich aufzulösen. Eine wichtige Diagnostikmethode ist die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF). Dabei können Moleküle oder Radikale (z.B.  $OH$ ,  $NO$ ,  $HCHO$ ...) durch Laserstrahlung sehr schmalbandig angeregt werden [3]. Mit geeigneter Nachweisteknik kann anschließend Fluoreszenzstrahlung detektiert werden, die bei der Relaxation aus den angeregten Zuständen entsteht. Die vorliegende Diplomarbeit trägt zur Entwicklung eines verbesserten Lasersystems bei, welches u.a. zur Diagnostik bei Verbrennungsprozessen genutzt werden soll.

Im UV/VIS-Bereich werden neben Farbstofflasern bisher vorrangig Excimerlaser für die Laserdiagnostik eingesetzt. Sie liefern schmalbandiges Licht ( $\Delta\lambda_0 \approx 2\text{ pm}$ ) mit hohen Pulsenergien im UV-Spektralbereich für die Anregung (ca.  $300\text{ mJ}$  bei  $50\text{ Hz}$ ). Allerdings ist ihre Durchstimmbarekeit je nach Gasfüllung auf etwa  $\lambda_0 \pm 1\text{ nm}$  begrenzt, und für zeitlich hochaufgelöste Prozesse reichen die Pulsfolgefrequenzen von maximal  $200\text{ Hz}$  nicht aus [4]. Neue Möglichkeiten hinsichtlich Zeitauflösung, Durchstimmbarekeit und Mobilität bietet das 1991 erstmals vorgestellte Scheibenlaserprinzip [5], [6]. Dieses Laserkonzept wurde vom Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) als diodengepumpter Scheibenlaser mit  $Yb:YAG$  als aktivem Medium weiterentwickelt. Das System ist kompakt aufgebaut und verfügt über einen weiten Durchstimmbereich zwischen  $1000\text{ nm}$  und  $1060\text{ nm}$ . Darüber hinaus wird eine sehr gute Strahlqualität von  $M^2 \approx 1$  erreicht. Die Laserstrahlung ist mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta\lambda_0 < 1\text{ pm}$  schmalbandig genug, um eine hohe Selektivität der anzuregenden Spezies zu gewährleisten. Um das Potential des Scheibenlasers für die Laserdiagnostik nutzbar zu machen, wurde am IPHT Jena in Zusammenarbeit mit dem IFSW der Universität Stuttgart und dem ZARM der Universität Bremen das ADL-System entwickelt und für die planare laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF) eingesetzt [7], [8]. ADL steht für *Advanced Disk Laser* und bezeichnet ein Scheibenlaserkonzept, bestehend aus Oszillator und regenerativem Verstärker. Beide Komponenten verwenden  $Yb:YAG$  als aktives Medium und werden mit  $InGaAs$ -Diodenlasern bei  $941\text{ nm}$  gepumpt. Aus der Oszillatorstrahlung im IR-Bereich werden kurze Pulse (wenige Nanosekunden) mit einer Repetitionsrate von  $1\text{ kHz}$  erzeugt. Diese können im Verstärker sukzessive auf höhere Pulsenergien von bis zu  $40\text{ mJ}$  verstärkt werden. Außerhalb des Systems werden schließlich die Harmonischen im VIS- bzw. im UV-Bereich erzeugt, die zur selektiven

Fluoreszenzanregung benötigt werden. Als Vorteil gegenüber den Excimerlasern bietet das ADL-System eine deutlich bessere Strahlqualität ( $M^2(TEM_{00}) < 1,3$ ), einen größeren Wellenlängenbereich und einen kompakteren Aufbau. Außerdem kann eine deutlich höhere Zeitauflösung, bedingt durch höhere Pulsfolgefrequenzen von bis zu  $4\text{ kHz}$ , erreicht werden. Andererseits wirken sich die derzeit vergleichsweise geringeren Pulsenergien des ADL im UV nachteilig auf das Signal-Rausch-Verhältnis der nachzuweisenden Fluoreszenzen aus.

Im September 2007 wurden in Bremen die ersten erfolgreichen Verbrennungsmessungen mit einem frei fallenden ADL-System durchgeführt. Die Vernachlässigung des Auftriebs im freien Fall ermöglicht eine höhere Symmetrie der physikalischen Vorgänge und vereinfacht wesentlich ihre mathematische Modellierung.

Die präzise Durchstimmung der Wellenlänge, durch Auswahl einer einzigen longitudinalen Lasermode, ist für die Anregung definierter Übergänge der zu untersuchenden Spezies entscheidend. Dies wurde für den Oszillator bereits in einer früheren Arbeit durch den Einsatz verschiedener wellenlängenselektiver Elemente über einen weiten Bereich von  $1010\text{ nm}$  bis  $1060\text{ nm}$  erreicht [9]. Bisher lässt sich diese Eigenschaft jedoch nicht auf das gesamte System übertragen. Wie im Oszillator werden auch im Verstärker Elemente benötigt, welche das gleichzeitige Anschwingen unerwünschter Moden wirkungsvoll unterdrücken. Andernfalls kann sich schon bei relativ kleinen Abweichungen der Pulswellenlänge vom spektralen Emissionsmaximum des aktiven Mediums ( $\text{Yb:YAG}$ ) spontane Emission im Resonator selbst verstärken ( $\text{ASE} = \text{Amplified Spontaneous Emission}$ ). Damit würde der Verstärker für die meisten Wellenlängen nicht mehr auf einer einzigen Longitudinalmode emittieren. Gleichzeitig würde infolge von Konkurrenzprozessen die Verstärkung signifikant abnehmen. Gegenstand dieser Arbeit ist die Unterdrückung dieser unerwünschten ASE im Verstärker durch den Einbau eines geeigneten wellenlängenselektiven Lyotfilters mit dem Ziel, den Wellenlängenbereich des ADL-Systems für Laserstrahlung im Einwellenlängenbetrieb erheblich zu erweitern. Die Erprobung des modifizierten Verstärkers und die Charakterisierung seiner Laserparameter sollen zusammen mit einer detaillierten Modellierung das Verständnis für das Zusammenspiel der relevanten Prozesse erhöhen und die Grenzen für die schmalbandige Durchstimmung der Wellenlänge aufzeigen. Eine Erweiterung des Spektralbereiches für ausreichend hohe Pulsenergien würde die Untersuchung einer Vielzahl relevanter Spezies mit dem ADL-System ermöglichen.

## 2 Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die physikalischen Grundlagen des Scheibenlasers. Nach einer kurzen Darstellung der Vorteile dieses Laserkonzeptes werden Aufbau und Funktionsweise des durchstimmbaren Scheibenlaseroszillators erläutert. Einen Schwerpunkt zum Abschluss bilden die Elemente zur Wellenlängenselektion, da sie im Mittelpunkt der Arbeiten zur Erweiterung des durchstimmbaren Wellenlängenbereiches stehen.

### 2.1 Motivation für das Scheibenlaserkonzept

Der Begriff „*Laser*“ wurde 1957 von GORDON GOULD geprägt und beschreibt das wichtigste optische Gerät, das in den vergangenen fünfzig Jahren entwickelt wurde. Der Grundstein für seine Erforschung wurde bereits 1916 durch ALBERT EINSTEIN in seiner Veröffentlichung „*Strahlungs-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie*“ gelegt. Der erste funktionstüchtige Laser wurde 1960 von THEODORE MAIMAN und seinem Assistenten CHARLES ASAWA gebaut und konnte am 26. Mai fertiggestellt werden [10]. Es handelte sich um einen lampengepumpten, gepulsten Rubin-Festkörperlaser, der bei  $\lambda = 694 \text{ nm}$  betrieben wurde. Bis zum heutigen Tag hat sich neben den Festkörperlasern eine Vielzahl anderer Laserkonzepte etabliert und findet auf verschiedenen Gebieten Anwendung. Als Festkörperlaser werden optisch angeregte Laser bezeichnet, deren verstärkendes Medium aus einem kristallinen oder amorphen Festkörper besteht. In diesem so genannten Wirtsmaterial oder Wirtskristall sind in bestimmter Konzentration die laseraktiven Ionen als Dotierung enthalten. Durch die Möglichkeit des Pumpens mit Laserdioden und die Nutzung sehr effizienter aktiver Materialien gewinnen die Festkörperlaser seit einigen Jahren zunehmend an Bedeutung für Forschung und Industrie.

Bei den meisten klassischen Laserprinzipien besitzt das gepumpte aktive Medium eine zylinderförmige Geometrie. Diese lässt sich einfach herstellen und liefert ein (oft bevorzugtes) rotationssymmetrisches Strahlprofil. Ein Nachteil dieser Geometrie ist die relativ schlechte Wärmeabfuhr aus dem aktiven Medium. Dies führt zu einem Temperaturgradienten im aktiven Medium, der die Ursache für mechanische Spannungen, Selbstfokussierung (wegen  $n = n(T)$ ), Aberrationen ( $\Rightarrow$  schlechtere Effizienz und Strahlqualität) und durch Spannungen hervorgerufene Doppelbrechung ( $\Rightarrow$  Depolarisation, Bifocusing) ist [11]. Ausgehend von der herkömmlichen Zylindersymmetrie versprechen zwei Formextrema eine bessere Wärmeabfuhr durch ein günstigeres Verhältnis von Oberfläche zu Volumen:

- extrem lange Mantelfläche, kleine Stirnflächen  $\Rightarrow$  Faserlaser
- extrem kurze Mantelfläche, große Stirnflächen  $\Rightarrow$  Scheibenlaser

Im Folgenden soll auf die Besonderheiten des Scheibenlasers eingegangen werden.

### 2.2 Das Scheibenlaserkonzept

Der diodengepumpte Scheibenlaser wurde erstmals im Jahre 1994 vorgestellt [12]. Das Herzstück bildete eine ca.  $200 \mu\text{m}$  dünne Laserkristallscheibe, die über einen Indiumkontakt an einem Kühlfinger angebracht wurde. Indium besitzt eine hohe Wärmeleitfähigkeit und reduziert als duktilen Material mechanische Spannungen zwischen der

wassergekühlten Kupferplatte und der Laserkristallscheibe.

Die Tatsache, dass die Fläche des Pumpflecks groß gegenüber der Scheibendicke ist, sorgt für eine sehr effiziente Wärmeabfuhr und somit niedrige mittlere Temperaturen im Kristall. Außerdem wird auf diese Weise eine nahezu konstante radiale Temperaturverteilung erreicht. Laserausgangsleistung lässt sich durch Anpassung von Pumpleistung und Größe des Pumpflecks skalieren. In Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Aufbau schematisch dargestellt.

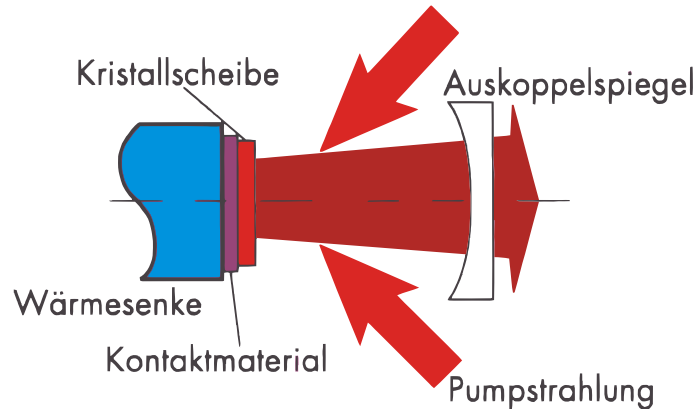


Abb. 2.1: Prinzipskizze zum Aufbau eines Scheibenlaseroszillators.

Die Scheibe selbst besitzt auf der Vorderseite eine Antireflexbeschichtung (AR) und auf der Rückseite ein hochreflektierendes Schichtsystem (HR). Während die AR-Beschichtung einen möglichst verlustarmen Durchgang sowohl des Pumplichtes als auch des Laserlichts in das aktive Medium ermöglicht, reflektiert die HR-Schicht an der Scheibenrückseite das Pumplicht und übernimmt die Aufgabe eines Resonatorspiegels. Außerdem muss diese Schicht klebbar und gut wärmeleitend sein, da sie zusammen mit dem Indium den Kontakt zum Kühlsystem herstellt. Die Auskopplung der Laserstrahlung erfolgt über einen externen Spiegel.

### 2.2.1 Yb:YAG als aktives Material

In den vergangenen Jahren wurde das  $Yb^{3+}$ -Ion als interessanter Dotand für Festkörperlasermaterialien entdeckt [13]. Ein Beispiel für Ytterbium-dotierte Lasermedien ist das hier verwendete  $Yb:YAG^1$ . Es lassen sich sehr hohe Dotierungskonzentrationen von 20 bis 25 % erreichen [14].

Die in Abbildung 2.2 dargestellten Energieniveaus der  $Yb^{3+}$ -Ionen im YAG-Kristall kommen im Wesentlichen durch drei physikalische Wechselwirkungen zustande. Aus der Coulomb-Wechselwirkung geht zunächst eine Aufspaltung der elektronischen Niveaus in Multipletts unterschiedlicher Gesamtdrehimpulse  $J$  hervor. Die Spin-Bahnkopplung verursacht eine weitere Aufspaltung, welche zu den Multipletts  $^2F_{5/2}$  und  $^2F_{7/2}$  führt. Die dritte und schwächste Wechselwirkung ist die Starkaufspaltung. Sie beschreibt das Ytterbium-Ion im äußeren elektrischen Feld des YAG-Kristalls und führt zu Aufspaltungen in weitere Unterniveaus  $E_a$ . Diese sind größenordnungsmäßig um einige hundert  $cm^{-1}$  voneinander separiert und liegen somit im Energiebereich von Phononen bei Zimmertemperatur. Nächstgelegene höhere elektronische Energieniveaus liegen sehr weit über dem Grundzustand (fast  $100000\ cm^{-1}$ ), so dass sie die Lasereigenschaften nicht weiter beeinflussen. Außerdem sind die Boltzmann-Besetzungszahlen  $f_a$

<sup>1</sup> YAG = Yttrium-Aluminium-Granat ( $Y_3Al_5O_{12}$ ), ein künstlich hergestellter Kristall.



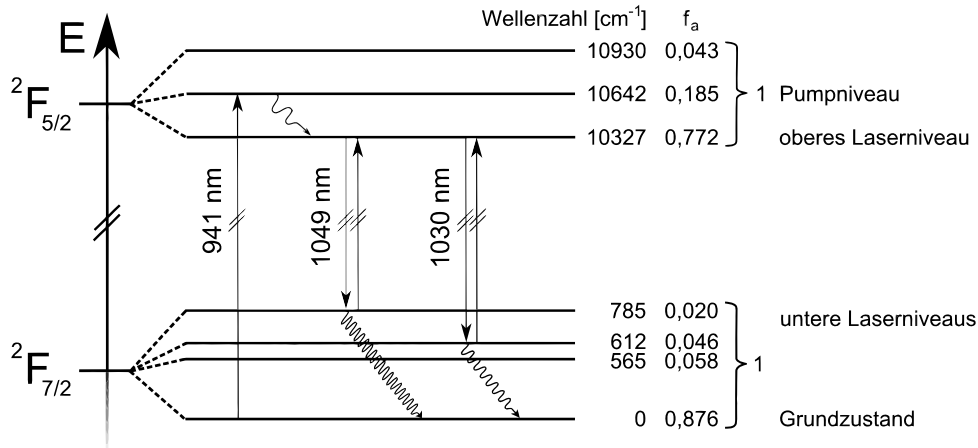


Abb. 2.2: Energieniveauschema von Yb:YAG mit den entsprechenden Wellenzahlangaben. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten  $f_a$  im Grundzustand  ${}^2F_{7/2}$  und nach optischer Anregung im angeregten Zustand  ${}^2F_{5/2}$  sind für 300 K angegeben [15].

der jeweiligen Niveaus angegeben. Für eine bestimmte Temperatur  $T$  berechnen sich die Werte aus den Starkniveaus  $E_a$  nach

$$f_a = \frac{e^{-E_a/(k_B T)}}{Z} \quad \text{mit} \quad Z = \sum_{a=1}^n e^{-E_a/(k_B T)},$$

wobei  $Z$  die Zustandssumme darstellt.

Betrachtet man die Besetzungszahlen  $f_a$  des unteren Multipletts  ${}^2F_{7/2}$  bei Raumtemperatur (Vgl. Abb. 2.2), so fällt auf, dass das untere Laserniveau der Hauptemissionslinie ( $\lambda = 1030 \text{ nm}$ ) zu  $f_a = 4,6\%$  thermisch besetzt ist. Dies bedeutet für den Laserbetrieb, dass stets ein Teil der umlaufenden Strahlung im Resonator reabsorbiert werden kann. Durch eine externe Kühlung wird versucht, diese thermische Besetzung möglichst gering zu halten. Im Vergleich zu Systemen mit vernachlässigbarer Boltzmannbesetzung im unteren Laserniveau liegt die Laserschwelle daher etwas höher. In der Literatur werden solche Konstellationen oft als Quasi-Drei-Niveau-Systeme bezeichnet<sup>2</sup>. Abbildung 2.3 zeigt beispielhaft den spektralen Verlauf von Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt eines mit Ytterbium dotierten YAG-Kristalls. Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption weist ein komplex strukturiertes Maximum bei  $\lambda_{\text{Abs}} = 941 \text{ nm}$  mit einer charakteristischen Breite von  $\Delta\lambda_{\text{Abs}} = 18 \text{ nm}$  auf. Das Emissionsspektrum zeigt Maxima für  $\lambda_{\text{Em}} = \{970; 1030; 1049\} \text{ nm}$ . Das globale Maximum der Emission bei  $1030 \text{ nm}$  hat eine spektrale Breite von in etwa  $\Delta\lambda_{\text{Em}} = 10 \text{ nm}$ . Um den Anteil der Verlustwärme im Laserkristall möglichst gering zu halten, ist es zweckmäßig aktive Materialien zu verwenden, deren Energiedifferenz zwischen Pump- und Laserlicht möglichst gering ist. Ein Maß dafür ist der Stokes-Wirkungsgrad, der die Energie von Emission und Absorption ins Verhältnis zueinander setzt. Für Yb:YAG ergibt sich ein Wirkungsgrad von

$$\eta = \frac{E_{\text{Em}}}{E_{\text{Abs}}} = \frac{h\nu_{\text{Em}}}{h\nu_{\text{Abs}}} = \frac{\lambda_{\text{Abs}}}{\lambda_{\text{Em}}} = \frac{941 \text{ nm}}{1030 \text{ nm}} \approx 0,914.$$

Yb:YAG weist eine hohe Quanteneffizienz auf, da keine nennenswerten parasitären Prozesse auftreten. Die Verluste sind ca. dreimal kleiner als für Nd:YAG bei  $1060 \text{ nm}$

<sup>2</sup> Am absoluten Nullpunkt verhält sich ein solches System wie ein Vier-Niveau-System, für hohe Temperaturen wie ein Drei-Niveau-System.

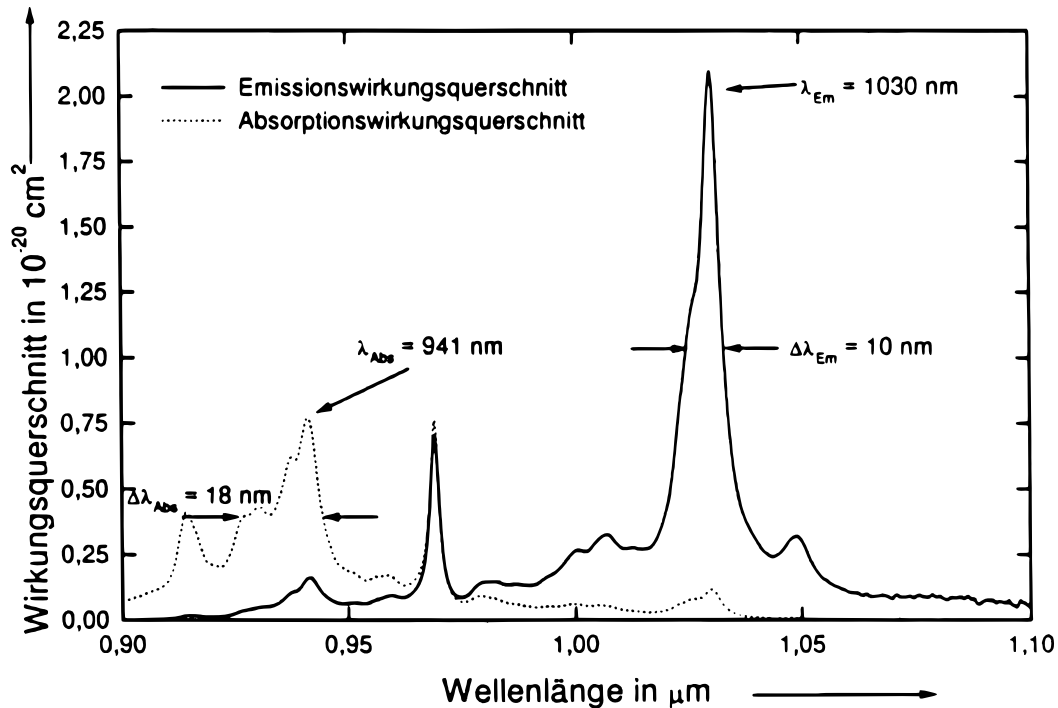


Abb. 2.3: Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte eines mit 5 at.% Ytterbium dotierten Yb:YAG-Kristalls [16].

[11]. Nur etwa 11% der in den Kristall eingebrachten Pumpleistung wird in Wärme umgewandelt [17]. Yb:YAG zeichnet sich außerdem durch eine hohe thermische Leitfähigkeit und eine lange Fluoreszenz-Lebensdauer von  $\tau = 951 \mu\text{s}$  aus [18].

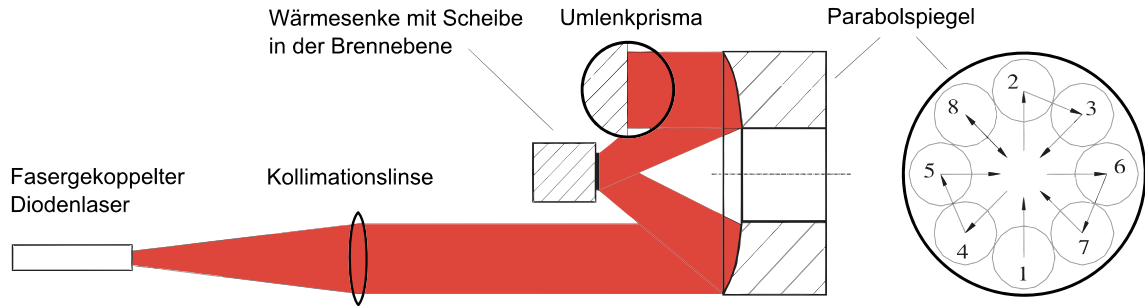
### 2.2.2 InGaAs-Diodenlaser als Pumplichtquelle

Ausgehend vom Absorptionsmaximum in Abbildung 2.3 eignen sich Indium-Gallium-Arsenid-Diodenlaser zur optischen Anregung bei  $\lambda_{\text{Abs}} = 941 \text{ nm}$ . Sie sind kommerziell erhältlich und erreichen angeordnet in so genannten *stacks*<sup>3</sup> hohe Leistungen, bei gleichzeitig hohen elektrooptischen Wirkungsgraden. Für den Laserbetrieb sind hohe Pumpintensitäten von ca.  $5 \text{ kW/cm}^2$  im Laserkristall erforderlich [9]. Trotz verhältnismäßig hoher Wirkungsgrade wird ein gewisser Teil der Pumpleistung in Wärme umgewandelt, so dass eine externe Wasserkühlung benötigt wird. Über Lichtleitfasern kann die Diodenstrahlung verlustarm in eine speziell für das Scheibenlaserkonzept entwickelte Pumpoptik eingekoppelt werden.

### 2.2.3 Pumpoptikdesign

Probleme bei der Verwendung dünner Scheiben als Lasermaterialien verursacht die unvollständige Absorption der Pumpstrahlung auf dem Weg durch das kurze aktive Medium. Man bildet daher das Pumplicht mehrfach auf die Scheibe ab, um so die effektive Absorptionslänge der Scheibe zu erhöhen. Auf diese Weise wird der Anteil des absorbierten Pumplichtes in der Scheibe deutlich gesteigert. Abbildung 2.4 zeigt ein am IFSW in Stuttgart entwickeltes Prinzip, welches im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kam.

<sup>3</sup> Parallelschaltung mehrerer Einzelemitter zur Steigerung der Ausgangsleistung.

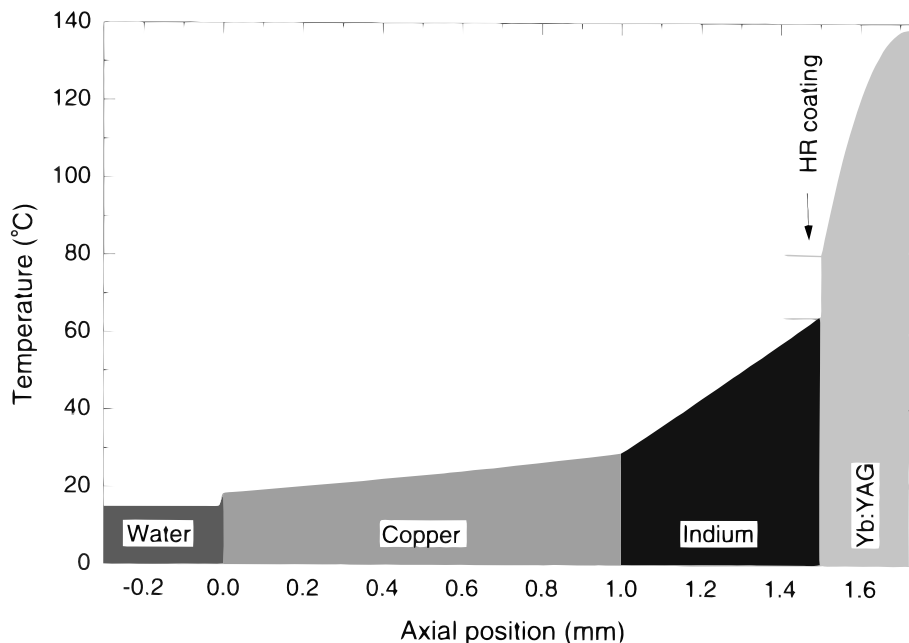


**Abb. 2.4:** Längsschnitt und Querschnitt einer Pumpoptik für eine 8-fache Abbildung des Pumpstrahls auf die Scheibe. Nach 4 Abbildungen reflektiert ein Planspiegel das restliche Pumplicht wieder in sich zurück.

Laserlicht eines fasergekoppelten Diodenlasers (*InGaAs*) wird zunächst kollimiert und danach mit Hilfe eines hochreflektierenden Parabolspiegels und drei Umlenkprismen viermal auf den Laserkristall fokussiert. Anschließend wird das restliche parallele Pumplicht mit einem Planspiegel in sich zurückreflektiert, so dass sich insgesamt acht Abbildungen auf die Scheibe ergeben. Da jede Abbildung durch Reflexion an der HR-Schicht einen Doppeldurchgang durch die Scheibe verursacht, werden sechzehn Absorptionsthroughänge erreicht. Auf diese Weise wird abhängig von Dotierungskonzentration und Dicke der Scheibe ein Großteil des Pumplichtes absorbiert.

#### 2.2.4 Thermische Linse

Obwohl ein Scheibenlaser aus *Yb:YAG* nur verhältnismäßig wenig Wärme entstehen lässt, machen hohe Pumplichtintensitäten auf der Scheibe eine externe Wasserkühlung erforderlich. Abbildung 2.5 zeigt den axialen Temperaturverlauf vom Wasserkreislauf bis zur Scheibe.



**Abb. 2.5:** Axiales Temperaturprofil zwischen Kühlung und Scheibe [11].

Während an der Scheibenvorderseite Temperaturen von ca.  $140^\circ\text{C}$  herrschen, sind es durch die  $15^\circ\text{C}$  Kühlwassertemperatur, bei einem Durchfluss von  $5\text{ l/min}$ , nur noch etwa  $80^\circ\text{C}$  an der Scheibenrückseite.

Auch das Scheibenlaserkonzept kann einen schwachen radialen Temperaturgradienten nicht völlig ausschließen, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist.

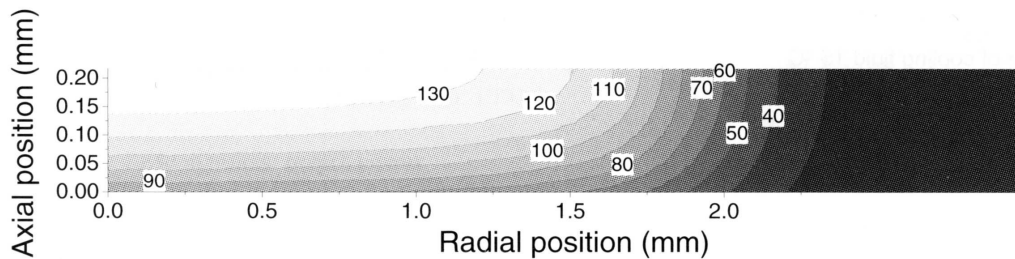


Abb. 2.6: Beispiel für ein radiales Temperaturprofil ( $^\circ\text{C}$ ) in der Scheibe [11].

Der Leistungsanteil, der in der Scheibe in Wärme umgewandelt wird, führt zu einer Verformung der Wellenfronten des Laserstrahls im Resonator. Ähnlich einer optischen Linse lässt sich bei genügend hohen Pumpleistungen auch dem Laserkristall eine Brennweite zuordnen, die in der Resonatoranordnung zu berücksichtigen ist.

Angenommen, eine Laserscheibe besitzt im ungepumpten Zustand die Brennweite  $f_s$ . Dann ändert sich diese im gepumpten Zustand zu  $f_p$  als Folge thermischer Effekte. Temperaturgradienten (Vgl. Abb. 2.6) tragen im Wesentlichen auf zwei Arten zur Brennweitenbildung in der Scheibe bei:

1. Die thermische Expansion des Laserkristalls führt zu einer Aufwölbung im Zentrum. Die Scheibe wirkt daher als konvexer Spiegel mit negativer Brennweite ( $f_{p1} < f_s$ ).
2. Die Brechzahl als Funktion der Temperatur  $n(T)$  führt bei radialer Temperaturverteilung zu einer Selbstfokussierung der Laserstrahlung. Der Laserkristall wirkt als konvexe Linse mit positiver Brennweite ( $f_{p2} > f_s$ ).

Beide Effekte tragen additiv zur Brennweitenbildung der thermischen Linse bei.

Für die am IPHT verwendeten Scheibendicken und Pumpleistungen lässt sich der Einfluss thermischer Effekte auf die Scheibenkrümmung durch eine Faustformel berücksichtigen:

$$\frac{1}{f_p} \approx \frac{1}{f_s} - 0,2\text{ m}^{-1} \quad (2.1)$$

## 2.3 Wellenlängenselektive Bauelemente

Damit der Scheibenlaser schmalbandig und nur bei einer gewünschten Wellenlänge oszilliert, müssen resonatorintern zusätzlich wellenlängenabhängige Verluste hervorgerufen werden. Aufgrund der geringen Kleinsignalverstärkung des  $\text{Yb:YAG}$ -Kristalls darf die Mode mit der bevorzugten Wellenlänge dabei möglichst nicht geschwächt werden. Während optische Gitter diesen Anforderungen durch ihre hohen Verluste in der 0. und 1. Ordnung nicht genügen, kann die Wellenlängenselektion über eine Kombination aus Etalon und Lyotfilter realisiert werden [9]. Streng genommen beeinflusst das Lyotfilter lediglich die Polarisation von Licht. Beschränkt man sich jedoch auf eine linear polarisierte Komponente, wirkt es als wellenlängenabhängiges Transmissionselement.

### 2.3.1 Lyotfilter

Unter Lyotfiltern versteht man i.A. optische Bauelemente (Kristalle), die planparallel, transparent und doppelbrechend sind. Während auf die Eigenschaften biaxialer Kristalle nicht weiter eingegangen werden soll, beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der Lichtausbreitung in uniaxialen Kristallen.

Uniaxiale Kristalle sind anisotrop und besitzen genau eine ausgezeichnete optische Richtung, welche als optische Achse oder auch Kristallachse bezeichnet wird. Kristallachse und Wellenvektor  $\vec{k}_{\text{int}}$  stehen unter dem Winkel  $\theta$  zueinander und spannen zusammen die sogenannte Hauptebene auf. Der Durchgang von Strahlung durch einen doppelbrechenden Kristall hängt maßgeblich von der Lage des Polarisationsvektors  $\vec{P}$  der Welle ab. Er berechnet sich als Linearkombination aus dem elektrischen Feldvektor  $\vec{E}$  und der Dielektrischen Verschiebung  $\vec{D}$ :

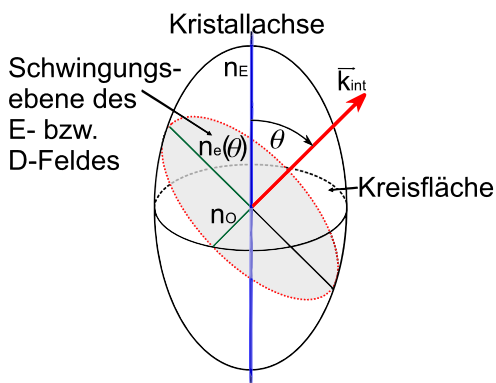
$$\vec{P} = \vec{D} - \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r \vec{E} - \vec{E}) \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $\varepsilon_r$  ein materialabhängiger Tensor. Beim Eintritt in das doppelbrechende Material spaltet sich der Polarisationsvektor  $\vec{P}$  in genau zwei zueinander orthogonale Komponenten auf:

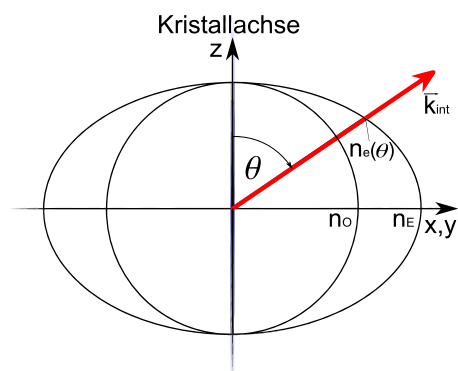
1. *ordentlicher Strahl* - senkrecht auf der Hauptebene (Brechungsindex  $n_o$ )
2. *außerordentlicher Strahl* - in der Hauptebene (Brechungsindex  $n_e(\theta)$ )

Beide Komponenten „spüren“ verschiedene Brechungsindizes auf ihrem Weg durch den Kristall. Während sich der ordentliche Strahl für jede Ausbreitungsrichtung  $\vec{k}_{\text{int}}/|\vec{k}_{\text{int}}|$  gleich verhält, ist die Brechzahl des außerordentlichen Strahls  $n_e(\theta)$  abhängig von der Einstrahlrichtung in den Kristall. In einem dreidimensionalen kartesischen Koordinatensystem kann diese Abhängigkeit durch einen Indexellipsoiden mit den jeweiligen Halbachsen ( $n_o, n_o, n_e$ ) in Achsenrichtung beschrieben werden:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.3)$$



**Abb. 2.7:** Indexellipsoid eines positiv uniaxialen Kristalls mit Brechzahlen  $n_o, n_e$  und  $n_e(\theta)$ ; Wellenvektor  $\vec{k}_{\text{int}}$



**Abb. 2.8:** Vereinfachte zweidimensionale Darstellung der Brechzahlen eines positiv uniaxialen Kristalls.

Der Übergang zu Kugelkoordinaten reduziert die Anzahl an Variablen<sup>4</sup> und erlaubt eine vereinfachte Darstellung für  $n_e(\theta)$ :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_E^2} \Rightarrow n_e(\theta) = n_o \sqrt{\frac{1 + \tan^2(\theta)}{1 + (n_o/n_E)^2 \tan^2(\theta)}} \quad (2.4)$$

Für sehr kleine Brechzahlunterschiede  $\Delta n(\theta)$ , wie sie bei der Doppelbrechung i.A. vorkommen, kann man sinnvoll nähern:

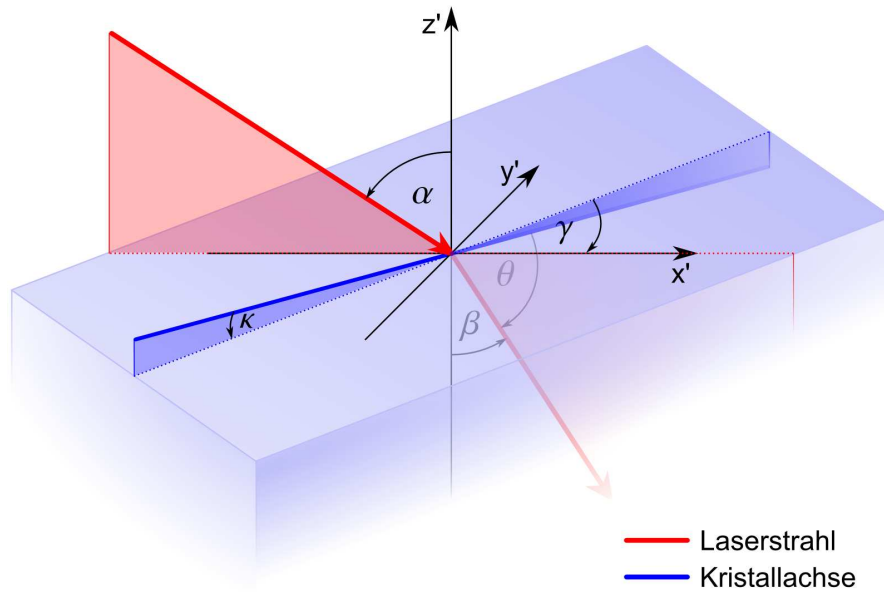
$$\Delta n(\theta) = n_e(\theta) - n_o \approx (n_E - n_o) \sin^2 \theta \quad (2.5)$$

Fällt ein Lichtbündel unter dem Brewsterwinkel  $\alpha$  auf den Kristall, steht der gebrochene Strahl (Winkel  $\beta$ ) senkrecht zum Einfallenden und der p-polarisierte Anteil erleidet bei der Transmission praktisch keine Reflexionsverluste ( $R_p = 0$ ). Der Brewsterwinkel wird anhand der *Fresnelschen Formeln* (Seite 13, Glg. (2.15)) berechnet:

$$\alpha = \arctan(n) = \arctan\left(\frac{n_o + n_e(\theta)}{2}\right) \approx \arctan\left(\frac{n_o + n_E}{2}\right) \quad (2.6)$$

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha \quad (2.7)$$

Abbildung 2.9 zeigt das Auftreffen eines Lichtstrahls auf die Oberfläche eines Lyot-filters zusammen mit der Lage der Kristallachse und den für die Berechnung nötigen Winkelbeziehungen.



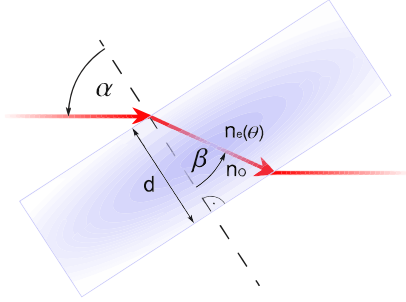
**Abb. 2.9:** Winkelbeziehungen und Strahlverlauf bei einem Lyotfilter. Die Oberfläche der Platte ist durch die  $x'y'$ -Ebene gegeben.  $\alpha$ : Einfallswinkel;  $\beta$ : Winkel des gebrochenen Strahls;  $\kappa$ : Kippwinkel der Kristallachse zur Oberfläche;  $\theta$ : Winkel zwischen gebrochenem Strahl und Kristallachse;  $\gamma$ : Projektion von  $\theta$  auf die  $x'y'$ -Ebene.

Eine Darstellung für  $\theta$  in Abhängigkeit von Einfallswinkel  $\alpha$ , Rotationswinkel  $\gamma$  und der Verkippung der Kristallachse  $\kappa$  ergibt sich nach Abbildung 2.9 zu:

$$\begin{aligned} \theta(\gamma) &= \arccos(\sin \beta \cos \kappa \cos \gamma + \cos \beta \sin \kappa) \\ &\stackrel{(2.7)}{=} \arccos(\cos \alpha \cos \gamma \cos \kappa + \sin \alpha \sin \kappa) \end{aligned} \quad (2.8)$$

<sup>4</sup> Rotationssymmetrie  $\Rightarrow \varphi$ -Abhängigkeit verschwindet

Um die Phasendifferenz zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl berechnen zu können, benötigt man deren optische Weglängendifferenz  $\Delta l_n(\gamma)$ .



**Abb. 2.10:** geometrische / optische Weglänge beim Lyotfilter.

Der geometrische Weg  $l$  durch das Lyotfilter ist nebenstehender Abbildung zufolge gegeben durch:

$$l = \frac{d}{\cos \beta} \stackrel{(2.7)}{=} \frac{d}{\sin \alpha} \quad (2.9)$$

Die optische Weglängendifferenz ergibt demnach

$$\Delta l_n(\gamma) = l \Delta n(\theta(\gamma)) \stackrel{(2.5)}{=} \frac{d}{\sin \alpha} (n_E - n_O) \sin^2 \theta(\gamma).$$

Und schließlich folgt für die Phasenverschiebung  $\delta_{\text{Lyot}}(\lambda_0, \gamma)$  beider Strahlen

$$\delta_{\text{Lyot}}(\lambda_0, \gamma) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta l_n(\gamma) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{d}{\sin \alpha} (n_E - n_O) \sin^2 \theta(\gamma), \quad (2.10)$$

wobei  $\lambda_0$  für die Wellenlänge<sup>5</sup> des eingestrahnten Lichts steht.

Beträgt die Phasendifferenz  $\delta_{\text{Lyot}}(\lambda_0, \gamma)$  zwischen dem ordentlichen und außerordentlichen Strahl ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$ , so wird die Polarisationssebene nicht gedreht. Andernfalls entsteht elliptisch polarisiertes Licht mit zusätzlichen Anteilen senkrecht zur einfallenden Polarisationssebene. Ergeben sich für diese Anteile Verluste (z.B. an Brewsterflächen oder Polarisatoren), während die parallele Polarisationskomponente verlustfrei bleibt, stellt das Element ein frequenzselektives Filter dar. Die Phasenverschiebung ist weiterhin von der Lage der Kristallachse abhängig, so dass durch Drehen des Filters um den Winkel  $\gamma$  die Möglichkeit einer Durchstimmung über einen bestimmten Wellenlängenbereich gegeben ist.

Betrachtet man nur Anteile parallel zur Einfallsebene vor und nach dem Lyotfilter, ergibt sich eine Transmissionsfunktion der Form [19]

$$T_{\text{Lyot}}(\lambda_0, \gamma) = \frac{I_T(\lambda_0, \gamma)}{I_0} = 1 - \sin^2(2\Phi(\gamma)) \sin^2 \left( \frac{\delta_{\text{Lyot}}(\lambda_0, \gamma)}{2} \right), \quad (2.11)$$

wobei  $\Phi(\gamma)$  den Winkel zwischen Einfallsebene (Polarisationsebene) und der Schwingungsebene des D-Feldes beschreibt<sup>6</sup>:

$$\Phi(\gamma) = \arcsin \left( \cot \theta(\gamma) \frac{|\sin \alpha / \cos \kappa - \tan \kappa \cos \theta(\gamma)|}{[1 - (\sin \alpha / \cos \kappa - \tan \kappa \cos \theta(\gamma))^2]^{1/2}} \right) \quad (2.12)$$

Die folgenden Abbildungen 2.11 und 2.12 zeigen den funktionalen Zusammenhang  $T_{\text{Lyot}}(\lambda_0, \gamma)$  aus Glg. (2.11) am Beispiel eines  $2\text{ mm}$  dicken Lyotfilters ( $\kappa = 0^\circ$ ) aus Quarz. Indem man eine der beiden Variablen ( $\lambda_0, \gamma$ ) konstant hält, ergeben sich Schnitte durch das „Transmissionsgebirge“ in Abbildung 2.11, welche die Wellenlängenselektivität des Lyotfilters veranschaulichen (Abb. 2.13 und Abb. 2.14).

Aus Abbildung 2.13 ist ersichtlich, dass sich ein Lyotfilter für eine grobe Vorselektion der Wellenlänge eignet, solange dafür Sorge getragen wird, dass sich nur linear polarisiertes Licht im Resonator ungehindert über mehrere Umläufe ausbreiten kann.

<sup>5</sup> Wellenlängen sind immer abhängig von dem sie umgebenden Medium ( $\lambda_{\text{Medium}} = \lambda_0 / n_{\text{Medium}}$ ). Als Standard dient die Vakuumwellenlänge ( $n_{\text{Medium}} = 1$ ) =  $\lambda_0$ .

<sup>6</sup> Dass die hier angegebene Formel sich nicht ganz mit den Angaben der Quelle [19] deckt, ist der Tatsache geschuldet, dass Druckfehler aus dem Original richtiggestellt wurden.

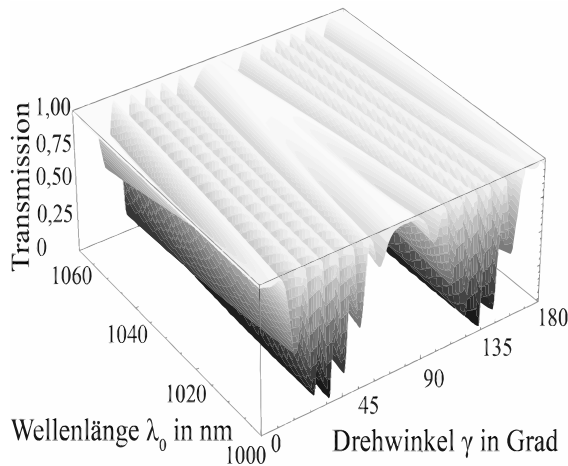


Abb. 2.11: Transmissionsverhalten eines Lyotfilters aus Quarz ( $\kappa = 0^\circ$ ,  $d = 2\text{ mm}$ ) in Abhängigkeit von  $\lambda_0$  und  $\gamma$ , berechnet nach Glg. (2.11).

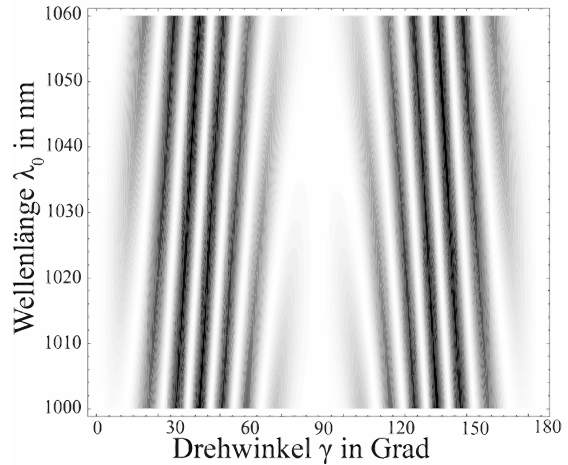


Abb. 2.12: Darstellung der Durchstimmnäse als Draufsicht von Abb. 2.11. Helle Bereiche entsprechen einer hohen Transmission.

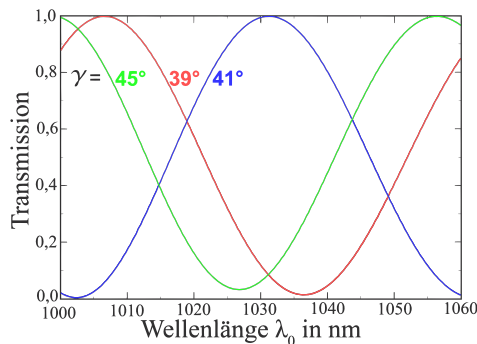


Abb. 2.13: Wellenlängenabhängigkeit: Schnitt durch das Transmissionsgebirge aus Abb. 2.11 für verschiedene  $\gamma = \text{const.}$

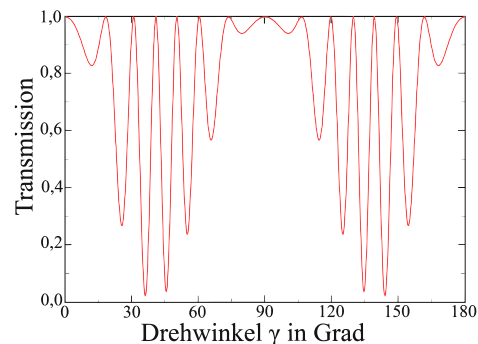


Abb. 2.14: Drehwinkelabhängigkeit: Schnitt durch das Transmissionsgebirge aus Abb. 2.11 für  $\lambda_0 = 1030\text{ nm} = \text{const.}$

### 2.3.2 Etalon

Unter einem Etalon versteht man eine planparallele ggf. (teil-)verspiegelte Platte, also ein Fabry-Pérot-Interferometer mit festem Spiegelabstand.

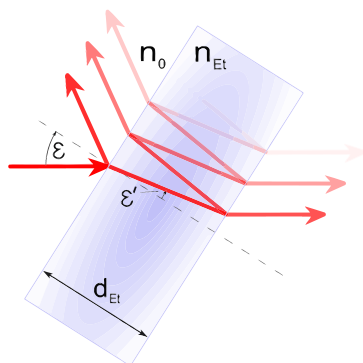


Abb. 2.15: Vielstrahlinterferenz an einem Etalon der Dicke  $d_{\text{Et}}$  mit Brechzahl  $n_{\text{Et}}$ .

Das unter dem Winkel  $\varepsilon$  einfallende Laserlicht erfährt zwischen den Innenoberflächen Vielfachreflexionen, welche sich derart überlagern, dass die Intensität  $I$  der Strahlung durch den Gangunterschied  $\delta$  der Einzelreflexe gegeben ist. Einfallswinkel  $\varepsilon$  und der Winkel  $\varepsilon'$  des gebrochenen Strahls können über das Snelliussche Brechungsgesetz ineinander umgerechnet werden.

$$\sin \varepsilon' = \frac{n_0}{n_{\text{Et}}} \sin \varepsilon \quad (2.13)$$

Zur Vereinfachung aller weiteren Betrachtungen wurde  $n_0 = 1$  gesetzt, was für Luft als Umgebungsmedium eine hinreichend gute Näherung ist.



Die Intensitäten für reflektierte (Index „R“) und transmittierte Strahlung (Index „T“) ergeben sich nach einer unendlichen Anzahl von Durchgängen zu [20]:

$$\begin{aligned} I_R(R_{\text{Et}}, \delta) &= \frac{4R_{\text{Et}} \sin^2 \delta/2}{(1 - R_{\text{Et}})^2 + 4R_{\text{Et}} \sin^2 \delta/2} \cdot I_0 \\ I_T(R_{\text{Et}}, \delta) &= \frac{(1 - R_{\text{Et}})^2}{(1 - R_{\text{Et}})^2 + 4R_{\text{Et}} \sin^2 \delta/2} \cdot I_0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die Oberflächenreflektivität  $R_{\text{Et}}$  des Etalons kann über die *Fresnelschen Formeln* ermittelt werden und ist davon abhängig, ob der einfallende Strahl senkrecht (Index „S“) oder parallel zur Einfallsebene (Index „P“) polarisiert ist [21]:

$$\begin{aligned} R_S(\varepsilon) &= \left( \frac{\cos \varepsilon - n \cos \varepsilon'}{\cos \varepsilon + n \cos \varepsilon'} \right)^2 \\ R_P(\varepsilon) &= \left( \frac{n \cos \varepsilon - \cos \varepsilon'}{n \cos \varepsilon + \cos \varepsilon'} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Bei nahezu senkrechtem Lichteinfall am Etalon reduziert sich die Einfallsebene auf das Lot, und es ergibt sich:

$$R_{\text{Et}} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (R_S(\varepsilon)) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (R_P(\varepsilon)) = \left( \frac{n_{\text{Et}} - 1}{n_{\text{Et}} + 1} \right)^2 \quad (2.16)$$

Der Gangunterschied zwischen zwei benachbarten Strahlen in Abbildung 2.15 läßt sich durch Selektion der Wellenlänge  $\lambda_0$  oder durch Verkippung des Etalons um den Winkel  $\varepsilon$  bezüglich des Lichtstrahls variieren.

$$\delta_{\text{Et}}(\lambda_0, \varepsilon) = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2n_{\text{Et}}d_{\text{Et}} \cos \varepsilon' \stackrel{(2.13)}{=} \frac{4\pi}{\lambda_0} d_{\text{Et}} \sqrt{n_{\text{Et}}^2 - \sin^2 \varepsilon} \quad (2.17)$$

Setzt man nun  $R_{\text{Et}}$  und  $\delta_{\text{Et}}(\lambda_0, \varepsilon)$  in Gleichung (2.14) ein, so ergibt sich für s-Polarisation eine Transmissionsfunktion  $T_{\text{Et}}$  der Form

$$T_{\text{Et}}(R_{\text{Et}}, \delta_{\text{Et}}) = \frac{I_T(R_{\text{Et}}, \delta_{\text{Et}}(\lambda_0, \varepsilon))}{I_0} = T_{\text{Et}}(\lambda_0, \varepsilon). \quad (2.18)$$

Sie wird maximal, wenn der Sinusterm in Glg. (2.14) verschwindet:

$$\sin \frac{\delta_{\text{Et}}}{2} = 0 \Leftrightarrow \delta_{\text{Et}} = 2m\pi \stackrel{(2.17)}{\Rightarrow} m\lambda_0 = 2d_{\text{Et}} \sqrt{n_{\text{Et}}^2 - \sin^2 \varepsilon}, \quad (2.19)$$

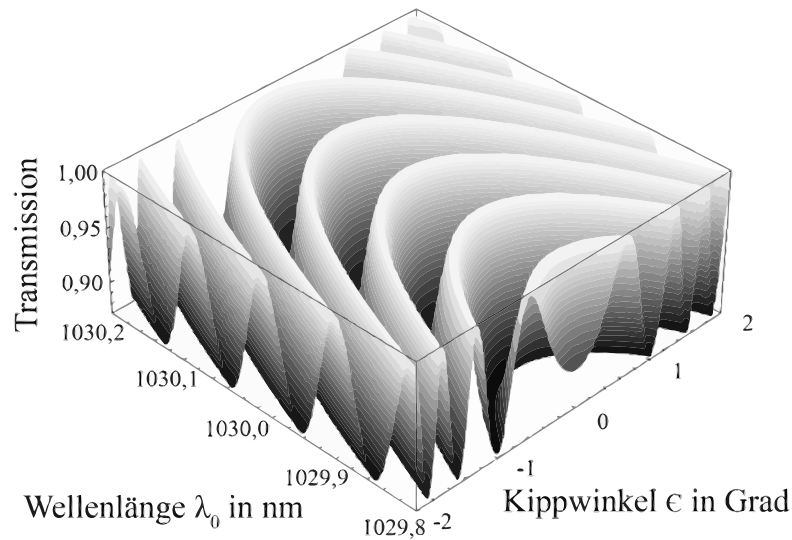
wobei  $m$  eine natürliche Zahl ist (genauer:  $m \in \mathbb{N} \cap [2d_{\text{Et}} \sqrt{n_{\text{Et}}^2 - 1}/\lambda_0, 2d_{\text{Et}} n_{\text{Et}}/\lambda_0]$ ). Durch Verkippen des Etalons lassen sich die Wellenlängen, die maximale Transmission erfahren, einstellen.

Den Wellenlängenabstand  $\Delta\lambda_{\text{FSR}}$  zweier benachbarter Transmissionsmaxima  $T_{\text{Et}}^m$  und  $T_{\text{Et}}^{m+1}$  bezeichnet man als *freien Spektralbereich*. Er berechnet sich aus Glg. (2.17) und Glg. (2.19) zu

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}}(\lambda_0, \varepsilon) = \frac{\lambda_0^2}{2d_{\text{Et}} \sqrt{n_{\text{Et}}^2 - \sin^2 \varepsilon}}, \quad (2.20)$$

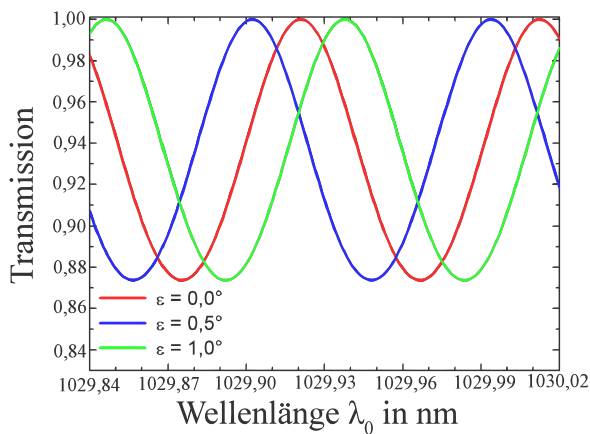
und gibt den maximalen Wellenlängendurchstimmbereich des Etalons an.

Die folgende Abbildung zeigt den funktionellen Zusammenhang  $T_{\text{Et}}(\lambda_0, \varepsilon)$  aus Glg. (2.18) am Beispiel eines  $4\text{ mm}$  dicken Glas-Etalons:

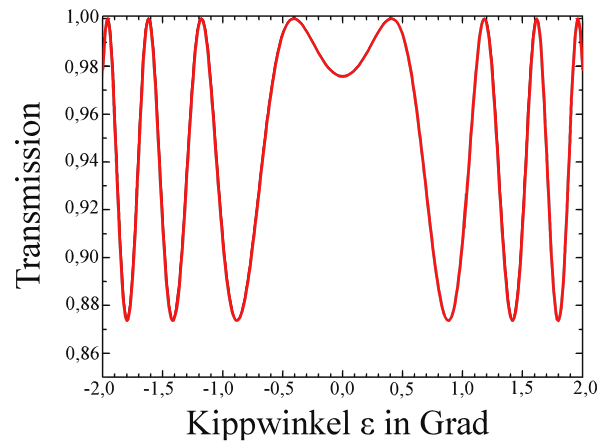


**Abb. 2.16:** Transmissionsverhalten eines Etalons ( $n = 1,45$ ,  $d = 4\text{ mm}$ ) in Abhängigkeit von  $\lambda_0$  und  $\varepsilon$ , berechnet nach Glg. (2.18).

Solange man eine der beiden Variablen ( $\lambda_0, \varepsilon$ ) konstant hält, ergeben sich Schnitte durch das „Transmissionsgebirge“ des Etalons, welche dessen Wellenlängenselektivität veranschaulichen. Die durch den freien Spektralbereich begrenzte Wellenlängenselektion ist anhand eines Beispiels in Abbildung 2.17 dargestellt.



**Abb. 2.17:** Wellenlängenabhängigkeit: Schnitt durch das Transmissionsgebirge aus Abb. 2.16 für verschiedene  $\varepsilon = \text{const.}$



**Abb. 2.18:** Kippwinkelabhängigkeit: Schnitt durch das Transmissionsgebirge aus Abb. 2.16 für  $\lambda_0 = 1030\text{ nm} = \text{const.}$

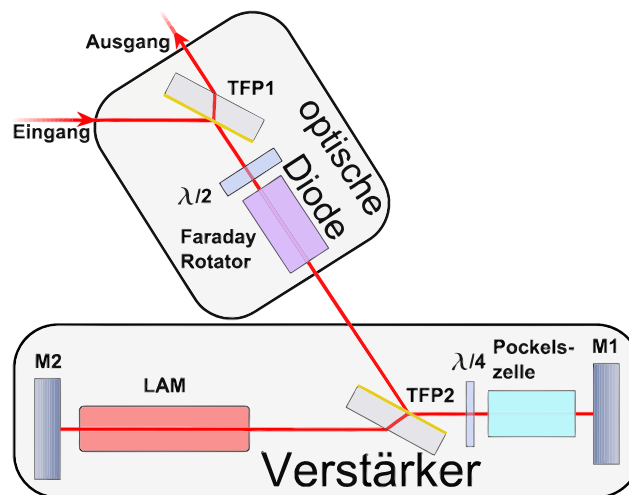
Aus Abbildung 2.17 ist ersichtlich, dass sich ein Etalon innerhalb seines freien Spektralbereiches zur Feinabstimmung der Wellenlänge eignet.

### 3 Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beinhaltet Prinzipskizzen und Funktionsbeschreibungen zu den Teilversuchen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Zunächst werden Aufbau und Wirkungsweise eines regenerativen Verstärkers stark vereinfacht dargestellt und erläutert. Dies ermöglicht ein besseres Verständnis des zweistufigen Scheibenlaserverstärkers. Ferner wird der Einbau des Lyotfilters in den Verstärker beschrieben, da dies ein zentraler Punkt der Arbeit war. Abschließend wird auf die benötigte Nachweisttechnik eingegangen und deren jeweilige Messgenauigkeit abgeschätzt.

#### 3.1 Prinzip eines regenerativen Verstärkers

Für die Verstärkung einzelner, linear polarisierter Pulse eines externen Oszillators eignet sich ein regenerativer Verstärker in Verbindung mit einer optischen Diode. Abbildung 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau.



**Abb. 3.1:** Prinzipskizze eines polarisationsgesteuerten regenerativen Verstärkers, bestehend aus zwei Spiegeln (M1, M2), dem laseraktiven Material (LAM), einem Dünnschichtpolarisator (TFP2) und einer Kombination aus  $\lambda/4$ -Platte und Pockelszelle. Eine optische Diode, bestehend aus Faraday-Rotator,  $\lambda/2$ -Platte und einem weiteren Dünnschichtpolarisator (TFP1) dient der Strahlseparation.

**1. Regenerativer Verstärker:** Gelangt ein Oszillatimpuls nach dem Durchgang durch die optische Diode zum TFP2, wird er aufgrund seiner senkrechten Polarisation in den Verstärker reflektiert. Am Endspiegel M1 erfolgt eine Rückreflektion, so dass Pockelszelle und  $\lambda/4$ -Platte zweimal durchlaufen werden. Liegt keine polarisationsbeeinflussende Spannung an der Pockelszelle an, ist diese wirkungslos. Da die optische Achse der  $\lambda/4$ -Platte unter einem  $45^\circ$ -Winkel zur erwarteten Polarisationsrichtung steht, erfolgt nach einem Doppeldurchgang eine Drehung der Polarisation um  $90^\circ$ . So kann der Puls das laseraktive Material (LAM) hinter dem TFP2 erreichen und einen vollständigen Resonatorumlauf vollziehen. Bevor der Puls die Pockelszelle wieder in Richtung M1 erreicht, muss sie mit Hochspannung beschaltet werden, um die erneute Drehung der Polarisation an der  $\lambda/4$ -Platte zu kompensieren. Die Kombination aus Pockelszelle und  $\lambda/4$ -Platte dreht in diesem Fall die Lage der Polarisation um  $180^\circ$  nach dem Doppeldurchgang, was lediglich einer Phasenverschiebung von  $\pi$  gleichkommt. Auf diese Weise lässt man den Puls im Verstärker so lange umlaufen, bis die Potentialdifferenz an der

Pockelszelle wieder auf Null gesetzt wird. Jedes mal wenn der Puls das aktive Medium durchläuft, wird ein Teil der durch den Pumpvorgang erzeugten Besetzungsinversion abgeräumt. Die Verstärkung erreicht eine Sättigung, wenn die zunehmenden Umlaufverluste durch wachsende Pulsintensitäten die Größe der abgeräumten Besetzungsinversion erreichen. Es ist so möglich, die Energie eines einzelnen Pulses um sechs bis sieben Größenordnungen zu erhöhen [22].

**2. Optische Diode zur Strahlseparation:** Bereits außerhalb des eigentlichen Verstärkers muss sichergestellt werden, dass die in sich zurücklaufenden Pulse nach der Verstärkung von den einlaufenden Pulsen räumlich getrennt werden. Dies wird über eine, als *optische Diode* bekannte, Anordnung von drei verschiedenen Elementen erreicht. Es werden ein Dünnschichtpolarisator (TFP1), eine  $\lambda/2$ -Platte und ein Faraday-Rotator benötigt. Eine Trennung wird deshalb möglich, weil sich auf dem Hinweg die jeweiligen Effekte einer  $45^\circ$ -Drehung, hervorgerufen durch  $\lambda/2$ -Platte und Faraday-Rotator, gerade aufheben und auf dem Rückweg zu  $90^\circ$  addieren. Die räumliche Separation erfolgt anschließend am TFP1.

### 3.2 Aufbau des ADL-Systems am IPHT

Das ADL-System (*Advanced Disk Laser*) ist eine Kombination aus Seedlaser mit nachgeschaltetem Verstärker auf der Basis des Scheibenlaserprinzips, das am IPHT-Jena in Zusammenarbeit mit dem IFSW der Universität Stuttgart entwickelt wurde. Als aktives Medium dient jeweils eine dünne Yb:YAG-Scheibe. Ein vereinfachter, schematischer Aufbau ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Er lässt sich in fünf Funktionsgruppen zerlegen: **Seedlaser**, **Pulserzeugung**, **Strahlanpassung**, **optische Diode** und **regenerativer Verstärker**. Sie werden im Folgenden beschrieben.

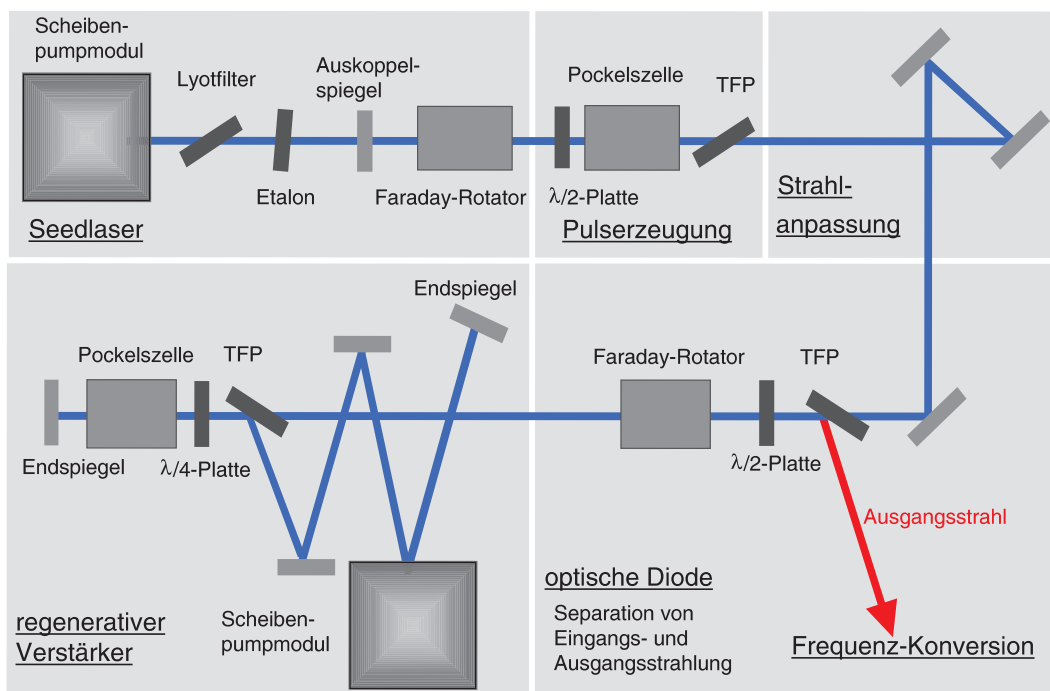
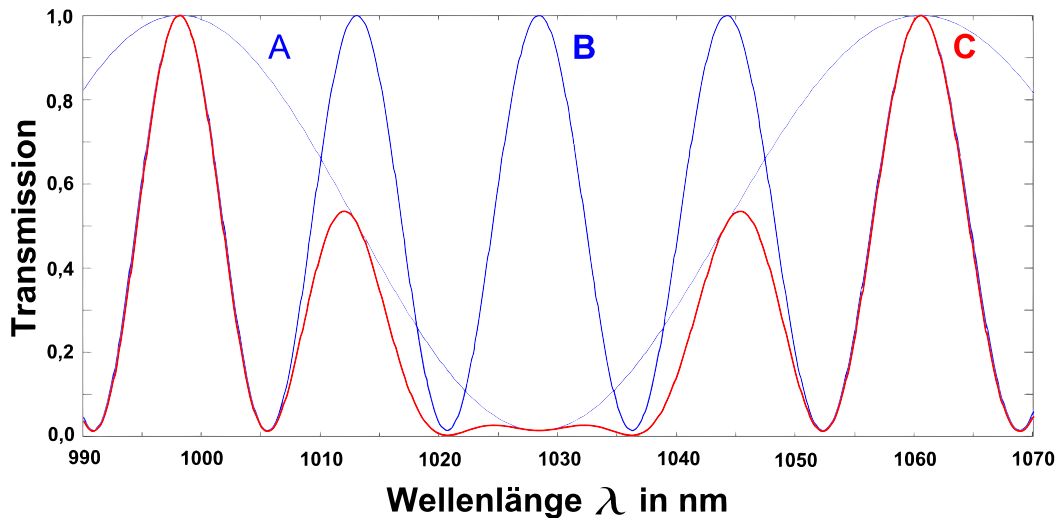


Abb. 3.2: Übersicht zum zweistufigen ADL-System mit den einzelnen Komponenten: Seedlaser, Pulserzeugung, Strahlanpassung, optische Diode und regenerativer Verstärker (Abbildung des IFSW Stuttgart).

**1. Seedlaser:** Die Wirkungsweise eines Dauerstrich-Scheibenlasers wurde bereits ausführlich in den Grundlagen diskutiert (Abschnitt 2.2). Der gekrümmte Auskoppelspiegel aus Abbildung 2.1 wurde durch einen Planspiegel ersetzt, um eine geringe Strahldivergenz sicherzustellen. Seine Resonatorlänge von  $320\text{ mm}$  bedingt das gleichzeitige Anschwingen verschiedener, eng benachbarter longitudinaler Moden mit einem Frequenzabstand von  $0,47\text{ GHz}$ . Eine resonatorinterne Kombination aus Etalon und doppelstufigem Lyotfilter ermöglicht es jedoch, jede einzelne dieser longitudinalen Lasermoden innerhalb des gesamten Wellenlängendurchstimmbereiches gezielt anzusteuern und für die Anwendung auszuwählen. Das Etalon besitzt eine Brechzahl von  $n = 1,45$  und eine Dicke von  $d = 4\text{ mm}$ . Für  $\lambda_0 = 1030\text{ nm}$  ergibt sich nach Glg. (2.20) folglich ein freier Spektralbereich von etwa  $91,46\text{ pm}$ . Innerhalb dieses Bereiches lässt sich am Etalon durch Verkippen die Emissionswellenlänge einstellen. Ein größerer Abstimmbereich wird über das zusätzlich eingebaute doppelstufige Lyotfilter erreicht. Es besteht aus zwei aufeinandergesprengten, gleichzeitig drehbaren Quarzlyotfiltern mit paralleler Achsenstellung. Das Dickenverhältnis  $8\text{ mm} : 2\text{ mm}$  ist ganzzahlig gewählt, so dass einige Äste mit maximaler Transmission bei beiden Elementen spektral genau übereinander liegen. Damit vereint das doppelstufige Lyotfilter die Vorteile seiner Einzelkomponenten über das Produkt der beiden Transmissionsfunktionen (Glg. (2.11)). Es verfügt sowohl über den hohen Grad an Wellenlängenselektivität eines  $8\text{ mm}$  Filters, als auch über den großen Durchstimmbereich der Wellenlänge eines  $2\text{ mm}$  Filters. Abbildung 3.3 gibt die bereits geschilderten Zusammenhänge anschaulich wieder.



**Abb. 3.3:** Spektrale Transmission der parallelen Polarisationskomponente nach einfachem Strahldurchgang für verschiedene Lyotfilter aus Quarz, berechnet nach Glg. (2.11): Drehwinkel  $\gamma = 36,72^\circ = \text{const.}$ ; einstufiges Lyotfilter (blau): A:  $d = 2\text{ mm}$ , B:  $d = 8\text{ mm}$ ; doppelstufiges Lyotfilter (rot): C:  $d_1 = 8\text{ mm}$ ,  $d_2 = 2\text{ mm}$ .

Es können sich nur Wellenlängen im Resonator ausbilden, für die eine hohe Transmission von nahezu eins gegeben ist. Alle anderen werden aufgrund ihrer niedrigen Transmission unterdrückt. Der obigen Abbildung ist demnach ein maximaler Durchstimmbereich von  $62,5\text{ nm}$  zu entnehmen. Er ist geringfügig größer als der maximale Anschwingbereich des Yb:YAG-Scheibenlasers und erlaubt somit, die Wellenlänge in vollem Umfang durchzustimmen. Darüber hinaus sorgt das Lyotfilter infolge seiner Brewsterverluste für den linearen Polarisationszustand der Laserstrahlung.

Der Seedlaser legt die spektralen Eigenschaften der zu verstärkenden Pulse fest. Sie sind daher in folgender Tabelle systematisch zusammengefasst:

**Tab. 3.1:** *Eigenschaften des Yb:YAG-Scheibenlasers im Dauerstrichbetrieb*

Merkmal	Eigenschaften des Seedlasers
Wellenlängendurchstimmbereich <sup>7</sup>	$\lambda_0 \in [1005 \dots 1053] \text{ nm}$
spektrale Breite der Laserstrahlung	single mode, $\Delta\lambda_0 < 1 \text{ pm}$
Strahlqualität	$M^2 < 1,1$
Strahldurchmesser ( $I_0/I_0 = 1/e^2$ )	$\emptyset \approx 1,5 \text{ mm}$
maximale Ausgangsleistung	$P_{\max}(\lambda_0 \approx 1030 \text{ nm}) \approx 3,5 \text{ W}$
Polarisationszustand	linear polarisiert

Ein Faraday-Rotator außerhalb der Kavität schützt den Seedlaser zusätzlich vor den Einflüssen rückläufiger Strahlung.

**2. Pulserzeugung:** Die Erzeugung von kurzen Laserpulsen wird durch eine Anordnung von  $\lambda/2$ -Platte, Pockelszelle und TFP erreicht. Das TFP und die  $\lambda/2$ -Platte sind so orientiert, dass der polarisierte Laserstrahl aus dem Strahlengang eliminiert wird. Nur wenn die Pockelszelle einen Spannungsimpuls von  $6 \text{ kV}$  erhält, dreht sie die Polarisation um  $90^\circ$  und die Anordnung wird voll durchlässig. So werden linear polarisierte Laserpulse mit ca.  $10 \text{ ns}$  Pulsdauer und  $< 35 \text{ nJ}$  Pulsenergie bei einer Repetitionsrate von  $1 \text{ kHz}$  erzeugt. Die  $\lambda/2$ -Platte eignet sich in Kombination mit dem TFP auch als Intensitätsabschwächer für Justierzwecke.

**3. Strahlanpassung:** Eine Strahlanpassungsoptik soll den Strahldurchmesser für den regenerativen Verstärker von  $1,5 \text{ mm}$  auf  $3 \text{ mm}$  vergrößern. Hierzu wird eine 1:2-Teleskopanordnung verwendet, bestehend aus 2 sphärischen Konkavspiegeln und mehreren Umlenkspiegeln. Die Krümmungsradien der Spiegel betragen  $r_1 = 500 \text{ mm}$  und  $r_2 = 1000 \text{ mm}$ .

**4. Optische Diode:** Die als optische Diode bezeichnete Anordnung in Abbildung 3.2 dient zur Trennung der verstärkten rücklaufenden Pulse von den unverstärkten einlaufenden Pulsen. Das Wirkungsprinzip wurde bereits in Abschnitt 3.1 erläutert.

**5. Regenerativer Verstärker:** Analog zur optischen Diode wurde die prinzipielle Funktionsweise des regenerativen Verstärkers ebenfalls in Abschnitt 3.1 erklärt. Wie beim Seedlaser wird das Scheibenlaserprinzip genutzt, so dass eine Yb:YAG-Scheibe in Abbildung 3.2 das laseraktive Material (LAM) aus Abbildung 3.1 verkörpert. Die Scheibe dient gleichzeitig als Umlenkspiegel im Resonator. Die Pulse bleiben vollständig im Verstärker gefangen und können somit sukzessive bis zur Sättigungsintensität verstärkt werden. Dabei wachsen die Pulsenergien von  $< 35 \text{ nJ}$  (unverstärkt) auf bis zu ca.  $30 \text{ mJ}$  an. Der eingeschränkte Wellenlängenbereich, in dem eine solche Verstärkung bisher möglich war, soll im Rahmen dieser Arbeit untersucht und durch den Einbau wellenlängenselektiver Elemente für die Anwendung erweitert werden.

<sup>7</sup> Der Durchstimmbereich ist ein Vorgriff auf ein Teilergebnis dieser Arbeit, weitere Eigenschaften stammen aus den Erfahrungen der Arbeitsgruppe.

### 3.3 Versuchsaufbauten für Teilversuche

Dieser Abschnitt liefert Beschreibungen und Prinzipskizzen zu den verschiedenen Experimenten dieser Arbeit. Nachdem zunächst einige Vorversuche charakterisiert werden, folgt abschließend die Beschreibung des Hauptexperimentes.

#### 3.3.1 Messung der zeitlichen Laserpulsform

Die Charakterisierung von Laserpulsen erfolgt anhand einer schnellen Photodiode im Strahlengang, welche das Messsignal an ein Oszilloskop weitergibt. Als linear polarisierte Strahlquelle dient der Seedlaser des ADL. Die Laserpulse werden gemeinsam an Pockelszelle und Dünnschichtpolarisator erzeugt. Ein externer Pulsgenerator der Firma *Stanford Research* liefert die Triggersignale für den Pockelszellentreiber.

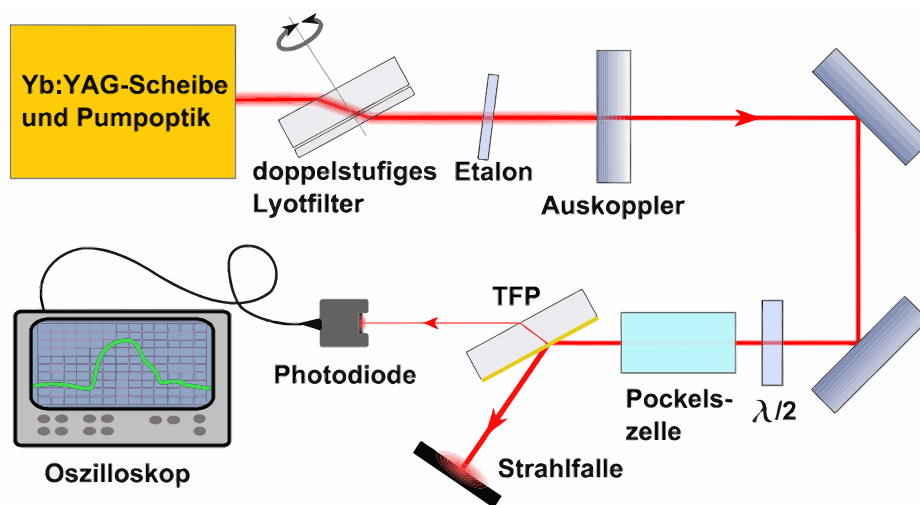


Abb. 3.4: Messaufbau zur Bestimmung von Form und Länge unverstärkter Laserpulse.

#### 3.3.2 Transmissionsverhalten eines Lyotfilters

Lyotfilter ermöglichen eine resonatorinterne Wellenlängenselektion und kommen bereits erfolgreich im Seedlaser zum Einsatz. Ihr Verhalten wird zunächst außerhalb der Laserkavität studiert. Hier können auch Bereiche mit hohen Verlusten untersucht werden. Diese sind für die Unterdrückung der ASE im Verstärker besonders interessant. Diese Voruntersuchungen liefern die Winkelstellungen für maximale Transmission der parallelen Polarisationskomponente einer gewünschten Wellenlänge, mit deren Kenntnis sich der spätere Einbau in den Verstärker vereinfacht. Auch für die Beurteilung der im Abschnitt 4 folgenden Modellrechnungen ist es von Vorteil, vorerst alle Wechselwirkungen zwischen Resonator und Lyotfilter ausschließen zu können. Bei den Transmissionsmessungen wurden die Wellenlänge  $\lambda_0$  und der Drehwinkel  $\gamma$  des Lyotfilters entlang der in Abbildung 3.4 eingezeichneten Achse variiert.

**1. Einfachdurchgang am Lyotfilter:** Der Scheibenlaseroszillator erzeugt linear polarisiertes Licht (parallel zur Einfallsebene des resonatorinternen Lyotfilters polarisiert) einer selektierten Wellenlänge. Dieses durchstrahlt unter dem Brewsterwinkel das zu testende Lyotfilter. Während der Strahl das Lyotfilter durchquert, ändert sich der Polarisationszustand des Lichtes. An einem Dünnschichtpolarisator (TFP) können

senkrechte und parallele Polarisationsanteile getrennt werden. Leistungsmessgeräte detektieren schließlich die am TFP transmittierte und reflektierte Intensität.

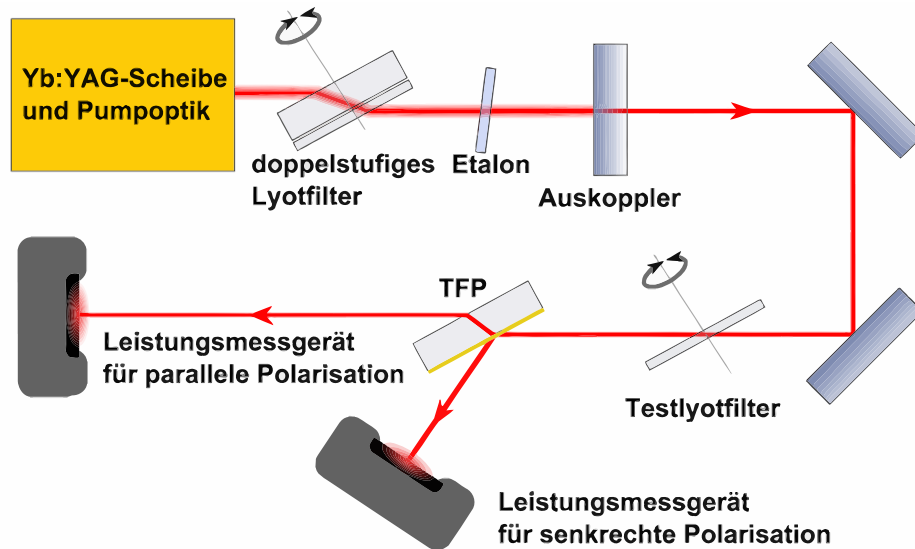


Abb. 3.5: Messaufbau zur Bestimmung senkrecht zueinander orientierter Polarisationsanteile nach einmaligem Durchgang durch ein Testlyotfilter.

**2. Doppeldurchgang am Lyotfilter:** Die Messung der parallelen Polarisationskomponente nach dem Doppeldurchgang erfolgt mit derselben Strahlquelle wie zur Messung der Einzeltransmission. Eine optische Diode trennt rücklaufende Strahlung von der einlaufenden. Letztere durchläuft das Lyotfilter bevor sie in sich zurückreflektiert wird. Die ausgekoppelte Strahlung nach der optischen Diode wird mit einem Leistungsmessgerät detektiert.

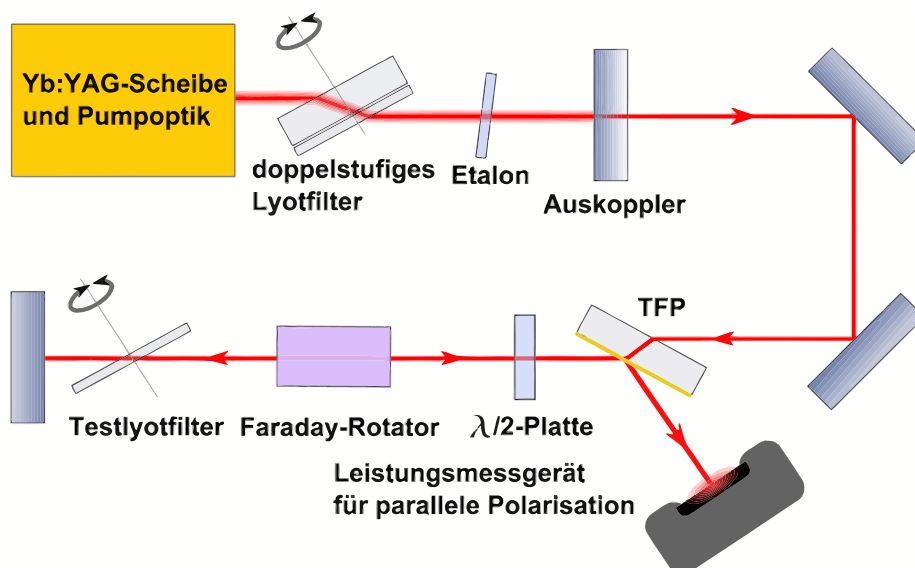


Abb. 3.6: Messaufbau zur Bestimmung der parallelen Polarisation nach doppeltem Durchgang durch ein Testlyotfilter.



### 3.3.3 Integration eines Lyotfilters in den regenerativen Verstärker

Für den resonatorinternen Einbau und die Erprobung eines wellenlängenselektiven Lyotfilters ist eine genaue Kenntnis des Strahlverlaufs im regenerativen Verstärker unerlässlich (siehe Abbildung 3.7).

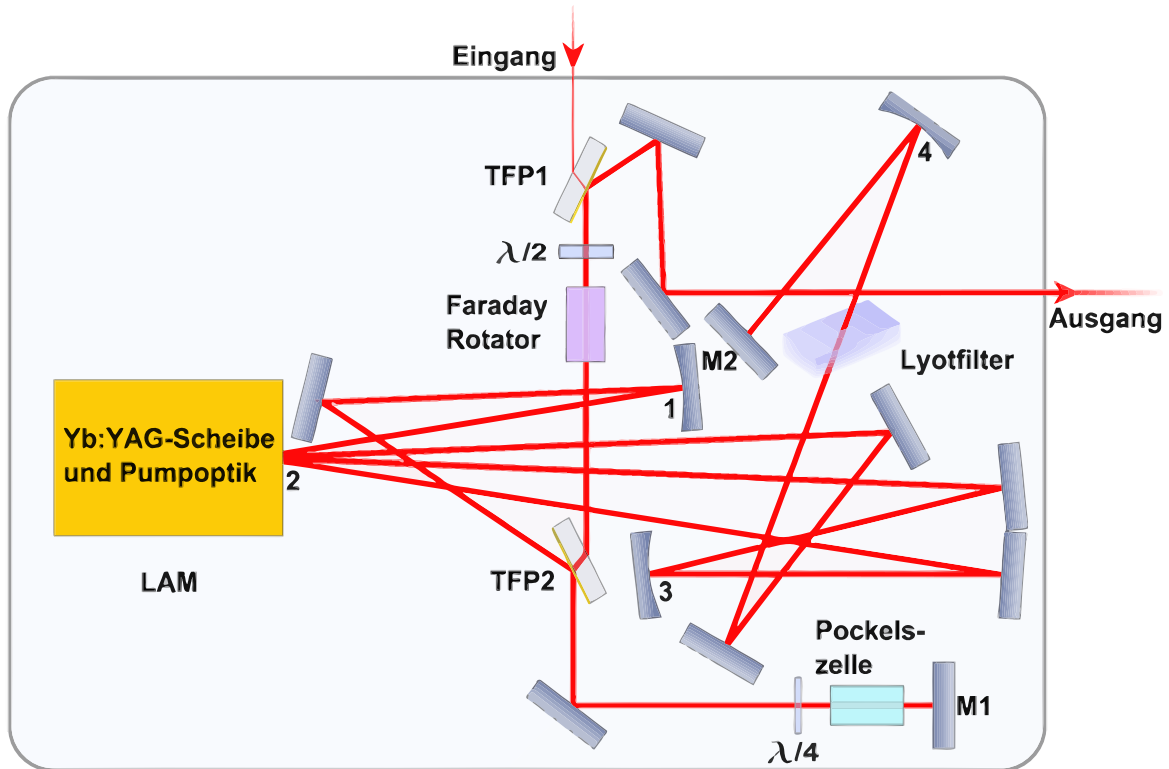
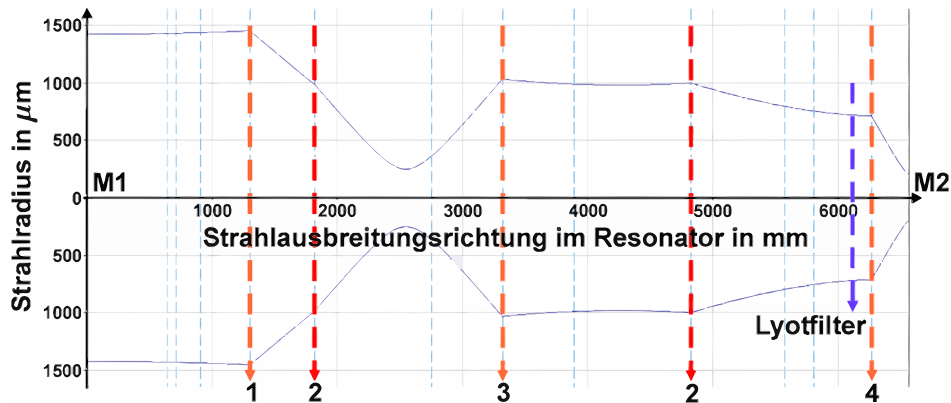


Abb. 3.7: Detaillierter Aufbau des regenerativen Verstärkers am IPHT zusammen mit der Einbauposition eines wellenlängenselektiven Lyotfilters. Es handelt sich lediglich um eine, durch zusätzliche Umlenkspiegel (plan, konkav - mit Nummern 1 bis 4 versehen), erweiterte Darstellung von Abb. 3.1.

Der Ort des Einbaus unterliegt folgenden Beschränkungen:

1. Die Polarisationsene der linear polarisierten Pulse muss parallel zur Einfallsebene des Lyotfilters orientiert sein. Nur so lässt sich am Lyotfilter unter dem Brewsterwinkel die gewünschte Wellenlängenselektivität erreichen. Im Bereich zwischen M1 und TFP2 in Abbildung 3.7 tritt darüber hinaus noch eine dazu senkrecht orientierte Polarisationsene auf. Demzufolge kann das Lyotfilter dort nicht eingebaut werden.
2. Der Strahlengang muss näherungsweise parallel verlaufen, damit möglichst alle Strahlanteile unter dem Brewsterwinkel auf das Lyotfilter treffen. Abbildung 3.8 zeigt eine Berechnung des Strahlradius als Funktion des Ortes im Verstärker.
3. Durch die mehrfache Faltung des Strahlengangs ermöglichen prinzipiell nur wenige Stellen im Verstärker den Einbau des Lyotfilter inklusive seines drehbaren Gehäuses, ohne dass gleichzeitig der Strahlweg an einer anderen Stelle blockiert wird.



**Abb. 3.8:** Strahlradius ( $\Leftrightarrow I = I_0/e^2$ ) eines  $TEM_{00}$ -Gaußstrahls innerhalb des Verstärkerresonators zusammen mit der Einbauposition des Lyotfilters, berechnet mit der Software Winlase. Blau gestrichelt sind Reflexionen an planen Oberflächen; rot/orange gestrichelte Bereiche entsprechen Konkavspiegeln: 1  $\rightarrow r=3000$  mm; 2  $\rightarrow r=3500$  mm (Scheibe); 3  $\rightarrow r=1500$  mm; 4  $\rightarrow r=750$  mm.

Die obige Abbildung bestätigt die in Abb. 3.7 vorgeschlagene Einbauposition nahe dem gekrümmten Spiegel 4 vor M2, da dieser Bereich alle geforderten Kriterien erfüllt<sup>8</sup>.

**Anmerkung:** Winlase verwendet für sphärische Spiegel Brennweiten anstelle von Krümmungsradien bei der Berechnung. Sie sind mit Ausnahme der Scheibenbrennweite (wegen des Korrekturterms in Glg. (2.1)) genau halb so groß. Die Scheibe erscheint entlang der Strahlausbreitungsrichtung insgesamt zweimal als Konkavspiegel (2). Dies ist der Tatsache geschuldet, dass der Laserstrahl pro vollständigem Resonatorumlauf (von M1 nach M2 und wieder zurück) in Abbildung 3.7 tatsächlich insgesamt viermal auf die als Spiegel wirkende HR-Schicht der Scheibenrückseite trifft. Im zeitlichen Verlauf dieser Arbeit wurden verschiedene Resonatorauslegungen für unterschiedlich gekrümmte Scheiben berechnet und experimentell umgesetzt.

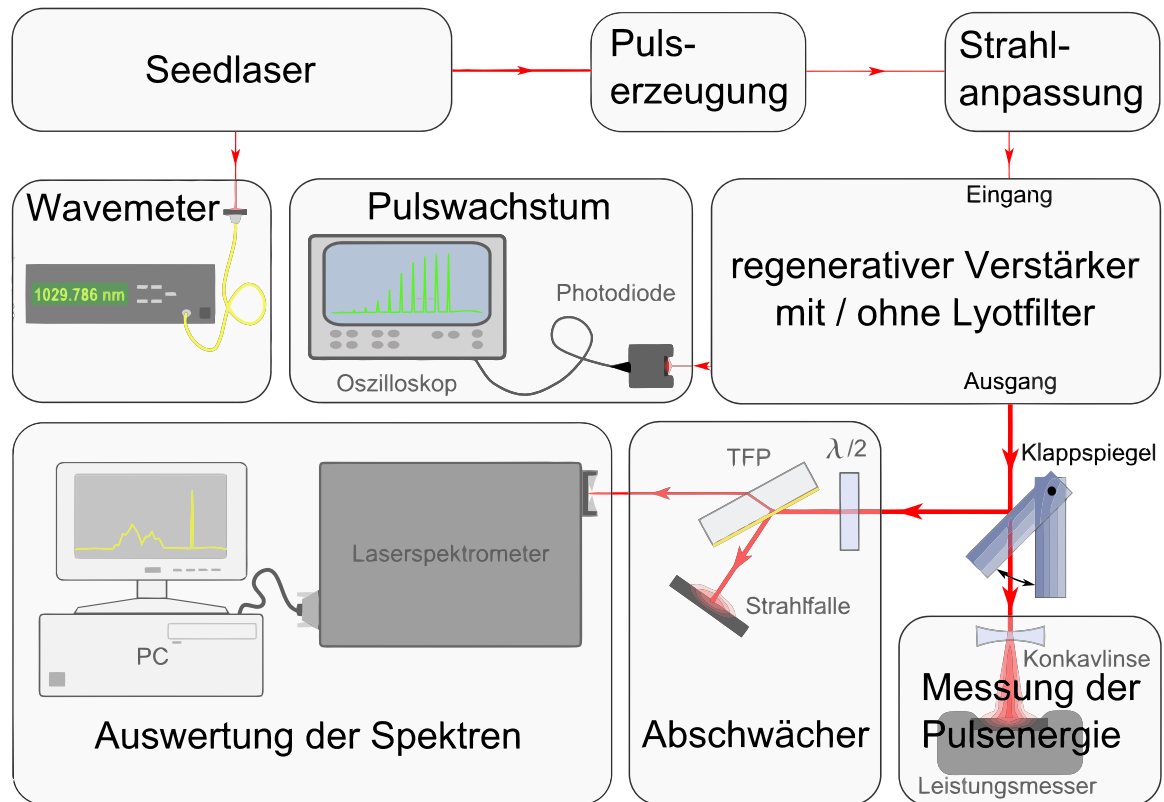
Bei der Auslegung des Resonators wurde auf folgende Kriterien Wert gelegt:

1. Der Strahlradius auf der Scheibe sollte nach Möglichkeit jeweils gerade 80 % der Größe des Pumpfleckes ausmachen, um eine optimale Ausnutzung der Pumpstrahlung zu gewährleisten.
2. Die Kristalle von Pockelszelle, Lyotfilter und Faraday-Rotator sollten parallel und mit möglichst großem Strahlradius durchlaufen werden, ohne jedoch dabei Teile des Strahls durch die räumliche Begrenzung der Kristalle „abzuschneiden“ ( $\leq 1,5$  mm). Auf diese Weise soll die Belastung der Kristalle auf eine möglichst große Fläche verteilt werden.
3. Der räumliche Abstand zwischen der aktiven Scheibe und den Endspiegeln M1 und M2 wurde gerade so gewählt, dass ein Puls mit 10 ns Pulslänge sich nicht mit sich selbst auf der Scheibe überlagern kann. Auf diese Weise können Interferenzeffekte auf der Scheibe ausgeschlossen werden.

<sup>8</sup> Das Parallelitätskriterium ist in guter Näherung erfüllt, wenn man bedenkt, dass das Lyotfilter nur 2 mm dick ist und der Resonator eine Länge von 6 bis 7 m hat.

### 3.3.4 Charakterisierung der verstärkten Laserpulse vor und nach dem Einbau eines Lyotfilters in den regenerativen Verstärker

Abbildung 3.9 zeigt den verwendeten Messaufbau zur Untersuchung der verstärkten Laserstrahlung hinsichtlich ihrer spektralen Eigenschaften. Ein Vergleich der Pulsspektren vor und nach dem Einbau eines Lyotfilters in den Verstärker (Vgl. Abschnitt 3.3.3) liefert Aufschluß über die Erweiterung des Wellenlängenbereiches, in dem eine Verstärkung der Seedlaspulse möglich ist.



**Abb. 3.9:** Schematischer Aufbau zur Charakterisierung der verstärkten Laserpulse hinsichtlich ihrer Pulsenergie und ihrer spektralen Eigenschaften für verschiedene Wellenlängen, vor und nach dem Einbau eines Lyotfilters in den Verstärker.

Die gewünschte Pulswellenlänge wird über die wellenlängenselektiven Elemente am Seedlaser eingestellt und anhand eines Wavemeters erfasst (über resonatorinternen Brewsterreflex am doppelstufigen Lyotfilter). Aus der Seedlaserstrahlung werden anschließend kurze Pulse erzeugt, die nach einer Anpassung des Strahlradius in den Verstärker eingekoppelt werden. Entsprechend der Resonatorlänge aus Abb. 3.8 benötigt der Puls nur etwa  $44\text{ ns}$  für einen vollen Umlauf im Verstärker. Das transmittierte Restlicht hinter einem der beiden Verstärkerendspiegel (M1) kann durch eine Photodiode mit integriertem Bildverstärker gemessen werden. Auf diese Weise werden Pulswachstum und Verstärkerumlaufzeit überwacht. Es lassen sich darüber hinaus auch grobe Aussagen bzgl. Auskoppelgrad und Gleichlichtanteile im Verstärker treffen. Die verstärkten Pulse werden nach der Auskopplung durch eine optische Diode von den unverstärkten separiert (nicht explizit dargestellt). Sie können über einen Klappspiegel wahlweise zur Messung der Pulsenergie auf einen Leistungsmesser gelenkt oder nach Abschwächung zum Laserspektrometer geführt werden.

### 3.4 Nachweistechnik und Messgenauigkeit

In diesem Abschnitt werden Messgeräte und Hilfsmittel vorgestellt, die bei den Laborexperimenten benötigt wurden. Zugehörige Messunsicherheiten werden für spätere Fehlerbetrachtungen abgeschätzt und begründet.

#### 3.4.1 Leistungsmessung

Mit einem Leistungsmessgerät *PS-330WB* der Firma *Gentec* wurde die mittlere Laser Ausgangsleistung bestimmt. Dieser Leistungsmesser eignet sich nur für langsam veränderliche Signale. Über rasche Signaländerungen wird integriert. Liegt gepulste Laserstrahlung vor, kann über das Tastverhältnis aus dem Leistungswert die mittlere Pulsenergie errechnet werden. Das Messgerät deckt einen Leistungsbereich von wenigen *mW* bis zu *35 W* ab. Zugehörige Ablesefehler hängen vom jeweiligen Messbereich ab und sind in folgender Tabelle angegeben:

**Tab. 3.2:** *Ablesefehler am Leistungsmessgerät PS-330WB (Gentec)*

Laserleistung $P$	Ablesefehler $\Delta P$
0 ... 1 <i>W</i>	0,001 <i>W</i>
1 ... 10 <i>W</i>	0,01 <i>W</i>
10 ... 35 <i>W</i>	0,1 <i>W</i>

Die Luftkühlung des Sensors macht die Messung von der Umgebungstemperatur abhängig. Für Messungen im Milliwattbereich sind jedoch Temperaturschwankungen (etwa Körpertemperatur des Experimentators) nachweisbar und haben eine zusätzliche Verfälschung der Messergebnisse zur Folge.

#### 3.4.2 Zeitaufgelöste Einzelpulsmessung mit Photodiode

Der zeitliche Verlauf einzelner Laserpulse konnte mit einer *Si*-Photodiode vom Typ *UDP-500 SP-H* der Firma *Alphas* (mit integriertem Bildverstärker) und einem Oszilloskop aufgenommen werden. Sie erreicht ein hohes zeitliches Auflösungsvermögen durch kurze Signalanstiegszeiten von *500 ps* und ist empfindlich in einem Bereich zwischen *320* und *1100 nm* [23]. Neben der Pulsformmessung ermöglicht die Photodiode außerdem, sowohl das sukzessive Anwachsen der Pulse im Verstärker bis hin zur Sättigung, als auch deren Resonatorumlaufzeit zu ermitteln. Dazu genügte es, die Photodiode zusammen mit einer Streuscheibe direkt hinter einem der beiden hochreflektierenden Verstärkerendspiegel zu positionieren, um so den geringen Restlichtanteil einzufangen.

#### 3.4.3 Wellenlängenbestimmung mit Wavemeter

Die Bestimmung der Oszillatorwellenlänge ist für das Durchstimmverhalten des Verstärkers und die Kalibrierung weiterer Messapparaturen von Bedeutung. Sie erfolgte mittels eines Wavemeters *WA-1100* der Firma *Burleigh*. Es können Wellenlängen im Bereich zwischen *700* und *1700 nm* gemessen werden. Die Unsicherheit der Wellenlänge wird maßgeblich durch die Genauigkeit der Weglängenänderung bestimmt und beträgt  $\Delta\lambda_w = 1 \text{ pm}$  innerhalb des Durchstimmbereiches eines Yb:YAG-Scheibenlasers [24].

#### 3.4.4 Spektrenüberwachung mit Gitterspektrometer

Da mit dem Wavemeter nur nahezu monochromatisches Licht untersucht werden kann, wurde für die Charakterisierung der Laserausgangsstrahlung zusätzlich ein Spektrometer verwendet. Es handelt sich hierbei um einen Eigenbau des IPHTs und wurde einem Gitterspektrometer in Littrow-Anordnung der Firma *Excitec* nachempfunden. Der Nachweis erfolgt mittels eines strahlungsempfindlichen *Si*-Diodenarrays, bestehend aus 1024 Ausgangskanälen, die mit einem Wavemeter kalibriert werden müssen. Der Dispersionsbereich kann je nach Gitterneigung zwischen 3 bis  $> 50 \text{ nm}$  variiert werden. Damit ist eine Überwachung des Verstärkerspektrums hinsichtlich des Anschwingens unerwünschter Moden im angestrebten Durchstimmbereich möglich. Eine gegebenenfalls erforderliche Signalabschwächung erfolgt mittels einer Kombination aus  $\lambda/2$ -Platte und einem TFP. Eigene Voruntersuchungen zeigten, dass die ersten 184 Kanäle eine deutlich schlechtere Empfindlichkeit aufwiesen, als der Durchschnitt. Um mögliche Interpretationsfehler auszuschließen, werden sie daher bei der Spektrendarstellung nicht verwendet. Für die Fehlerabschätzung der Wellenlängenskala wird ein Spektralbereich von  $50 \text{ nm}$  am Gitter eingestellt. Dieser verteilt sich auf die verbliebenen 840 Nachweiskanäle. Die Unsicherheit jedes Kanals entspricht demnach ca.  $54 \text{ pm}$ . Hinzu kommt noch ein wenige  $\text{pm}$  großer Fehler durch die Wavemeterkalibrierung. Damit liegt der absolute Messfehler in der Größenordnung  $\Delta\lambda_s = 60 \text{ pm}$ .

#### 3.4.5 Durchstimmen des Lyotfilters mit Picomotor

Um das Lyotfilter als wellenlängenselektives Element im Verstärker um eine Achse senkrecht zur Oberflächenebene drehen zu können, wurde das Element extern durch einen Picomotor der Firma *New Focus* angesteuert. Er funktioniert auf der Basis eines Piezokristalls, der durch kurze Spannungspulse ( $130 \text{ V}$ ) seine Dicke ändert. Die Mitnahme des Drehgelenkes erfolgt nach dem Prinzip der Haftreibung: langsame Dickenänderungen werden auf ein bewegliches Rädchen übertragen, schnelle nicht. Die Drehrichtung des Motors hängt demnach vom zeitlichen Verlauf der Spannungspulse ab. Eine Drehung im Uhrzeigersinn z.B. erfolgt, wenn der Puls nach kurzem Anstieg langsam abklingt. Die Winkelauflösung beträgt nach Herstellerangaben weniger als  $0,2 \text{ mrad}$ . Das Anhalten oder ein Richtungswechsel verursachen allerdings zusätzliche Fehler, die sowohl von der Drehrichtung, der Temperatur und der Belastung des Gerätes abhängen können [25]. Eine sehr schlechte Wiederholgenauigkeit, bedingt durch die Antriebsart mit bis zu 20% starken Abweichungen, macht eine automatisierte Ansteuerung des Motors problematisch. Die Steuerung erfolgt daher von Hand über einen Joystick (*Model 8754* der Firma *New Focus*) und einem zugehörigen Network Controller (*Model 8750*). Die Ablesegenauigkeit des Drehwinkels ist aufgrund der geringen Skalenstrichdichte (alle  $2^\circ$ ) um Größenordnungen schlechter als die tatsächliche Einstellgenauigkeit. Mit einiger Sorgfalt kann eine Ablesegenauigkeit von  $\Delta\gamma = 0,5^\circ$  erreicht werden.

## 4 Modellrechnungen zum Lyotfilter

Dieses Kapitel widmet sich den theoretischen Überlegungen, die zu einer eigens entwickelten Matrizenbeschreibung der Wechselwirkung zwischen polarisiertem Licht und einem Lyotfilter führten.

### 4.1 Referenzmodelle

Die theoretische Betrachtung des Lyotfilters im Abschnitt 2.3.1 der Grundlagen nach [19] wurde gewählt, da sie die Wellenlängenselektivität in kurzer Form analytisch wiedergibt. Sie ist jedoch aufgrund ihrer Einfachheit vielen Näherungen und Einschränkungen unterworfen.

Näherungsannahmen von denen die Autoren WANG und YAO in ihrer Veröffentlichung „*Transmitted and tuning characteristics of birefringent filters*“ von 1992 ausgehen [19]:

- *Ordentlicher und außerordentlicher Strahl „spüren“ zwar verschiedene Brechungsindizes, laufen aber auf demselben Weg durch den Kristall.* Tatsächlich folgen beide Teilstrahlen nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz unterschiedlichen Richtungen im Kristall!
- *Es wird davon ausgegangen, dass der Vektor der Polarisation  $\vec{P}$  stets senkrecht auf dem  $\vec{k}$ -Vektor steht.* Diese Annahme gilt nur für optisch isotrope Medien. Das Lyotfilter ist ein anisotropes Medium.
- *Der Brechzahlunterschied zwischen ordentlichen und außerordentlichen Strahl wird nach [19] durch Glg. (2.5) beschrieben.* Diese ist nur eine Näherung für sehr kleine Brechzahlunterschiede.
- *Der Brewsterwinkel, unter dem das Laserlicht auf das Lyotfilter treffen soll, wurde nach [19] als  $\alpha = \arctan\{[n_o(\lambda) + n_e(\lambda)]/2\}$  angenommen.* Genauer betrachtet, lässt sich der Brewsterwinkel stets nur für eine der beiden Brechzahlkomponenten exakt einstellen.

Randbedingungen und Einschränkungen für die Transmissionsfunktion aus Gleichung (2.11), die sich aus der analytischen Betrachtungsweise nach [19] ergeben:

- Das Licht muss unter dem Brewsterwinkel einfallen.
- Die Strahlung muss linear polarisiert und die Polarisation parallel zur Einfallsebene orientiert sein.
- Die Transmissionsfunktion erlaubt lediglich Aussagen bzgl. dieser parallelen Polarisationskomponente.

Vor allem die letzte Einschränkung erschwert eine Anwendung der Betrachtungen auf die Problematik mehrfacher Lyotfilterdurchgänge in dieser Arbeit. Die Intensitäten in Glg. (2.11) sind bereits von der Phaseninformation bereinigt. Damit sind Doppeldurchgänge, bei denen zwangsläufig auch ein Austausch zwischen den einzelnen Polarisationskomponenten auftreten würde, nicht beschreibbar. Bereits beim Austritt aus dem Element kann man nicht mehr von rein parallel polarisiertem Licht ausgehen.

Laut Abbildung 3.7 bleiben nur diejenigen Lichtanteile im Verstärker erhalten, deren Polarisationsrichtung am TFP2 senkrecht zur Einfallsebene orientiert sind. Jedoch müssen auch Anteile, die zwischen M2 und dem Lyotfilter eine andere Polarisation besitzen in eine Modellierung des Lyotfilters mit einbezogen werden. Dies ist auf der Basis einer komplexen Matrixabbildung für Lyotfilter möglich, wie bereits in einer Veröffentlichung von PREUSS und GOLE gezeigt wurde [26]. Auch in dieser Veröffentlichung stecken Näherungen und Einschränkungen, die im Folgenden zusammengefasst sind.

Näherungsannahmen:

- Bei der Berechnung des Phasenunterschiedes zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl wurde der Anteil vernachlässigt, der aufgrund des parallelen Strahlversatzes nach dem Lyotfilter entsteht.
- Analog zu [19] wurde angenommen, dass im doppelbrechenden Medium  $\vec{P}$  senkrecht auf  $\vec{k}$  steht.
- Für die Berechnung des Brechungswinkels im Material wurde näherungsweise nur die ordentliche Brechzahlkomponente  $n_o$  angenommen.

Einschränkungen:

- Es können im Gegensatz zu [19] nur Lyotfilter berechnet werden, deren optische Achse in der Oberflächenebene liegt.
- Reflexionsverluste an Eintritts- und Austrittsflächen werden nicht berücksichtigt.

Basierend auf den Vorstellungen von [26] wurde im Rahmen dieser Arbeit eine eigene und genauere Modellierung der Transmissionseigenschaften für planparallele, einachsige doppelbrechende Medien geschaffen. Sie ist an keine der genannten Einschränkungen anderer Modelle ([19] und [26]) gebunden.

## 4.2 Herleitung eines Matrixmodells

Im Folgenden werden kurz alle Teilschritte beschrieben, die bei der eigenen Matrixdarstellung von Transmissionsexperimenten mit Lyotfiltern von Bedeutung sind.

### 4.2.1 Matrixabbildung und Jonesformalismus

Eine Matrix  $M$  der Dimension  $m \times n$  beschreibt im Allgemeinen eine lineare Abbildung eines  $n$ -dimensionalen Vektorraums auf einen  $m$ -dimensionalen Vektorraum. Die Abbildung eines Vektors  $\vec{v}$  auf einen Vektor  $\vec{u}(\vec{v})$  erfolgt formal nach der Form:

$$\vec{u}(\vec{v}) = M \cdot \vec{v} \tag{4.1}$$

Im Falle  $m = n$ , können  $n$ -dimensionale Vektoren durch eine Matrixabbildung beliebig gestreckt und gedreht werden. Diese Abbildungseigenschaften von Matrizen werden in der Physik u.a. für den Jonesformalismus ausgenutzt, mit dessen Hilfe sich auch in komplizierten Anordnungen der Polarisationszustand von Licht berechnen lässt. Der Einfluss von  $p$  einzelnen optischen Elementen wird mit Hilfe von Matrizen beschrieben.

Als Matrixprodukt von links werden, in genauer Reihenfolge der Durchstrahlung, alle Einzelmatrizen  $M_i$  zu einer Matrix der Gesamtanordnung  $G$  multipliziert. Die Abbildung des Polarisationsvektors  $\vec{P}$  durch diese Matrix ergibt dann die Polarisation  $\vec{P}'$  des Lichtes nach der Propagation durch die gesamte Anordnung:

$$\vec{P}' = M_p \cdot \dots \cdot M_i \cdot \dots \cdot M_1 \vec{P} = G \cdot \vec{P} \quad (4.2)$$

Bei der Beschreibung des passiven Verhaltens von Laserresonatoren sind stationäre Zustände von Bedeutung. Diese liegen vor, wenn sich der Polarisationsvektor nach einem vollen Umlauf bis auf einen Skalierungsfaktor reproduziert.  $\vec{P}$  wird dann als Eigenvektor der Abbildung bezeichnet. Der zugehörige Eigenwert beschreibt die Transmission des modellierten Systems [27], [28].

#### 4.2.2 Definition der verschiedenen Bezugssysteme

Für die Behandlung eines Lyotfilters als Matrixabbildung ist es zweckmäßig, zwischenzeitlich aus dem Laborsystem in das Hauptebensystem zu transformieren. Für die Beschreibung der optischen Achse wird außerdem ein Kristalloberflächensystem benötigt. Der Ursprung aller Koordinatensysteme (orthogonale Rechtssysteme) soll sich am jeweiligen Ort der Lichtausbreitung befinden, so dass nur eine Achsendrehung für den Wechsel des Bezugssystems erforderlich ist. Dies geschieht anhand einer Rotationsmatrix. Eine Rücktransformation erfolgt über die Inverse der Drehmatrix oder anders ausgedrückt, durch Vorzeichenwechsel des entsprechenden Drehwinkels.

**Laborkoordinatensystem:** Die z-Achse verläuft entlang der Lichtausbreitung ( $\vec{k} \uparrow \vec{e}_z$ ), während die x-Achse senkrecht dazu und in der Einfallsebene des Lyotfilters liegt. Damit verlaufen parallele Polarisationsanteile entlang der x-Achse und senkrechte Anteile entlang der y-Achse ( $\vec{P} = (P_{\parallel}, P_{\perp})^T$ ).

**Kristalloberflächensystem:** Die z-Achse verläuft entlang der Oberflächennormale und zeigt in den Kristall hinein. Die x-Achse soll, wie im Laborsystem, in der Einfallsebene des Lyotfilters liegen, die y-Achse entsprechend senkrecht dazu.

**Hauptebensystem:** Die geänderte Lichtausbreitungsrichtung im Kristall zeigt in Richtung der z-Achse, während die x-Achse in der Hauptebene liegt. Damit „spüren“ Polarisationsanteile parallel zur x-Achse den außerordentlichen Brechungsindex  $n_e(\theta)$ , während auf Anteile entlang der y-Achse der ordentliche Brechungsindex  $n_o$  einwirkt ( $\vec{P} = (P_e, P_o)^T$ ).

#### 4.2.3 Brechungsindex von Quarz

Der Brechungsindex  $n$  eines Materials ist i.A. abhängig von der Wellenlänge  $\lambda_0$ . Für das Lyotfilter aus kristallinem Quarz wurde der Einfluss der Wellenlänge auf die jeweilige Brechzahl anhand der folgenden empirischen Formel berücksichtigt:

$$n = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^5 \frac{A_i \lambda_0^2}{(\lambda_0^2 - B_i^2)}} \quad (4.3)$$



Dabei entsprechen die Werte  $A_i$  und  $B_i$  konstanten Koeffizienten, die für ordentlichen und außerordentlichen Strahl gegeben sind durch:

**Tab. 4.1:** Brechkoeffizienten für kristallinen Quarz (Quelle: Datenblatt der Universität Hannover).

$i$	ordentliche Brechzahl $n_o$		außerordentliche Brechzahl $n_e$	
	$A_i$	$B_i$ in $\mu m$	$A_i$	$B_i$ in $\mu m$
1	0,663044	0,06	0,665721	0,06
2	0,517852	0,106	0,503511	1,06
3	0,175912	0,119	0,214792	0,119
4	0,565380	8,844	0,539173	8,792
5	1,675299	20,742	1,8076613	19,7

Die Formel gibt innerhalb eines Wellenlängenbereiches von  $180\text{ nm}$  bis  $2200\text{ nm}$  die experimentellen Befunde wieder (Abweichung von weniger als  $0,01\%$ ).

#### 4.2.4 Problematik zweier verschiedener Brechungsindizes

Das Snelliussche Brechungsgesetz für Einfallswinkel  $\alpha$  und Brechungswinkel  $\beta$  lautet übertragen auf das Problem der Doppelbrechung:<sup>9</sup>

$$\sin \alpha = n_o \sin \beta_o = n_e \sin \beta_e \quad (= n_{\text{eff}} \sin \beta) \tag{4.4}$$

Demzufolge durchlaufen den Kristall zwei Strahlen auf unterschiedlichen Wegen. Während der ordentliche Brechungsindex  $n_o$  für alle Einfallswinkel konstant bleibt, hängt der außerordentliche Brechungsindex  $n_e$  nach Glg. (2.4) vom Winkel  $\theta$  des unter  $\beta_e$  gebrochenen Strahls mit der optischen Achse ab:

$$n_e(\theta) = n_o \sqrt{\frac{1 + \tan^2(\theta)}{1 + (n_o/n_e)^2 \tan^2(\theta)}}$$

Der Winkel  $\theta$  kann berechnet werden, indem das Skalarprodukt zweier Einheitsvektoren  $\vec{e}_{oA}$  (parallel zur optischen Achse) und  $\vec{e}_k$  (parallel zum  $\vec{k}$ -Vektor des außerordentlichen Strahls) gebildet wird. Ausgangspunkt für die Beschreibung der Einheitsvektoren ist das *Kristallobersflächensystem*. Der Winkel  $\kappa$  beschreibt die Verkippung der optischen Achse zur Kristallobersfläche, während  $\gamma$  die Drehung des Lyotfilters um das Lot beschreibt. Für die Einheitsvektoren gilt dann:

$$\vec{e}_{oA} = \begin{pmatrix} \cos \gamma \cos \kappa \\ \sin \gamma \cos \kappa \\ \sin \kappa \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \vec{e}_k = \begin{pmatrix} \sin \beta_e \\ 0 \\ \cos \beta_e \end{pmatrix} \tag{4.5}$$

Das Skalarprodukt beider Vektoren liefert einen Ausdruck für  $\theta$ :

$$\theta = \arccos(\sin \beta_e \cos \gamma \cos \kappa + \cos \beta_e \sin \kappa) \tag{4.6}$$

Dabei kann  $\theta$  Werte im Bereich von  $\theta \in [|\pi/2 - \kappa - \beta|, |\pi/2 - \kappa + \beta|]$  annehmen. Setzt man diese Abhängigkeiten ineinander ein, ergibt sich das Problem, dass der Brechungsindex  $n_e$ , der die Richtung des außerordentlichen Strahls bestimmt, selbst von der Richtung des außerordentlichen Strahls abhängt. Eine eindeutige Lösung dieses Problems lässt sich nur auf numerischen Wege finden.

<sup>9</sup> Der eingeklammerte Ausdruck ist ein Vorgriff auf den folgenden Unterabschnitt. Er dient der Vollständigkeit.

### 4.2.5 Problematik des Brewsterwinkels an der Grenzfläche zu anisotropen Medien

Unter dem Brewsterwinkel  $\alpha_{\text{Br}}$  einfallendes Licht erleidet keine Reflexionsverluste in der parallelen Polarisationskomponente. Aus diesem Grund soll das Lyotfilter im Resonator unter diesem Winkel im Strahlengang stehen. Den Brewsterwinkel zeichnet allerdings auch aus, dass gebrochener und reflektierter Strahl gemeinsam einen rechten Winkel aufspannen. In anisotropen Medien ergibt sich demnach für die Wahl des Brewsterwinkels ein Problem, da mehrere Brechungsindizes gleichzeitig existieren. Damit lässt sich der Brewsterwinkel exakt immer nur für jeweils eine der verschiedenen gebrochenen Strahlkomponenten einstellen. Für das modellierte System wurde daher ein „effektiver“ Brewsterwinkel anhand einer effektiven Brechzahl  $n_{\text{eff}}$  definiert, die ein Kompromiss für beide Teilstrahlen ist:

$$n_{\text{eff}} = \frac{1}{2}(n_o + \bar{n}_e) \Rightarrow \alpha_{\text{Br}} = \arctan(n_{\text{eff}}) \quad (4.7)$$

Da der Einfallswinkel im Experiment nur einmal eingestellt werden soll, der Brewsterwinkel des außerordentlichen Strahls sich aber in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\gamma$  ändert, musste außerdem ein mittlerer außerordentlicher Brechungsindex  $\bar{n}_e$  definiert werden. Dabei wurde berücksichtigt, dass der Winkel  $\gamma$  für die Wellenlängenunterdrückung nur im Bereich um  $45^\circ$  variiert wurde, da die Durchstimmäste am Lyotfilter für diese Winkel die niedrigsten Transmissionen in der parallelen Komponente erreichen. Diese Herangehensweise für die Festlegung des Brewsterwinkels ist anderen Verfahren ([19], [26]) überlegen.

### 4.2.6 Reflektionsverluste an Grenzflächen

Beim Übergang von Strahlung an Grenzflächen kommt es i.A. zu polarisationsabhängigen Verlusten durch Reflexion, die sich aus den *Fresnelschen Formeln* berechnen lassen [21]. Diese Grenzflächenverluste werden im Laborsystem anhand von Matrizen für den Eintritt  $L_{\text{in}}$  und den Austritt  $L_{\text{out}}$  beschrieben:

$$\begin{aligned} L_{\text{in}} &= \begin{pmatrix} \frac{2 \cos \alpha}{n_{\text{eff}} \cos \alpha + \cos \beta} & 0 \\ 0 & \frac{2 \cos \alpha}{\cos \alpha + n_{\text{eff}} \cos \beta} \end{pmatrix} \\ L_{\text{out}} &= \begin{pmatrix} \frac{2 n_{\text{eff}} \cos \beta}{n_{\text{eff}} \cos \alpha + \cos \beta} & 0 \\ 0 & \frac{2 n_{\text{eff}} \cos \beta}{\cos \alpha + n_{\text{eff}} \cos \beta} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Reflexionsverluste für x- und y-Komponente des Polarisationsvektors kommt es zu einer geringfügigen Drehung von  $\vec{P}$  beim Ein- bzw. Austritt aus dem Material (unter  $\alpha_{\text{Br}}$  je nach Polarisationslage maximal  $5^\circ$  hinter dem Lyotfilter)!

### 4.2.7 Transformation zwischen Labor- und Hauptachsensystem

Der Übergang aus dem *Laborkoordinatensystem* in das *Hauptebenensystem* ist erforderlich, um die Art der Aufspaltung in ordentlichen und außerordentlichen Strahl festzulegen. Ausgangspunkt ist das *Kristallsystem*, in dem die optische Achse nach Glg. (4.5) beschrieben wurde. Dreht man dieses im Winkel  $\beta$  um die y-Achse, erhält

man die Beschreibung der optischen Achse in einer Art „Zwischensystem“. Dessen z-Achse ist zwar bereits parallel zu der des *Hauptebensystems*, seine y-Achse ist aber noch mit der des *Kristallsystems* (bzw. des *Laborsystems*) identisch. Von der Näherung ausgehend, dass die Polarisation stets senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung steht, hat sich die Lage von  $\vec{P}$  bzgl. x- und y-Komponenten beim Übergang in das Zwischensystem nicht geändert. Der Übergang der Polarisation vom *Laborsystem* in das Zwischensystem erfolgt demnach automatisch, ohne dass er rechnerisch berücksichtigt werden muss! Die Hauptebene wird im Zwischensystem durch den Vektor der optischen Achse und der z-Achse aufgespannt. Zusammen mit der x-y-Ebene kann eine Schnittgerade berechnet werden. Für die Transformation aus dem Zwischensystem in das *Hauptebensystem* muss um die z-Achse derart gedreht werden, dass jene Schnittgerade parallel zur x-Achse liegt. Der Winkel dieser Drehung soll mit dem Symbol  $\xi$  beschrieben werden. Seine Berechnung ergab den folgenden Ausdruck:

$$\xi = \arctan \left( \frac{\sin \gamma}{\cos \beta \cos \gamma - \sin \beta \tan \kappa} \right) \quad (4.9)$$

Die Koordinatentransformation in das *Hauptebensystem* und wieder zurück ins *Laborsystem* werden durch die Drehmatrizen  $R_{\text{in}}$  bzw.  $R_{\text{out}}$  erreicht:

$$R_{\text{in}} = \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ -\sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} = R_{\text{out}}^{-1} \quad (4.10)$$

#### 4.2.8 Phasenverschiebung von ordentlichem und außerordentlichem Strahl nach Propagation durch den Kristall

Die Veränderung der Phase infolge der Propagation durch das doppelbrechende Medium (Dicke  $d_{\text{Lyot}}$ ) erfolgt in Abhängigkeit der jeweils unterschiedlichen optischen Wege. Die Phase des ordentlichen Strahls verändert sich um  $\delta_o$ , während sich die Phase des außerordentlichen Strahls um  $\delta_e$  ändert:

$$\delta_o = \frac{2\pi n_o d_{\text{Lyot}}}{\lambda_0 \cos \beta_o} \quad \text{bzw.} \quad \delta_e = \frac{2\pi n_e d_{\text{Lyot}}}{\lambda_0 \cos \beta_e} \quad (4.11)$$

Die Beschreibung der Phasenänderung erfolgt im *Hauptebensystem* durch die komplexen Matrizen  $M_o$  bzw.  $M_e$ :

$$M_o = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_o} \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad M_e = \begin{pmatrix} e^{i\delta_e} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Dies ermöglicht auch, beide Teilstrahlen getrennt voneinander zu behandeln.

#### 4.2.9 Konsequenzen des parallelen Strahlversatzes nach dem Kristall

Nach dem Austritt beider Strahlen aus dem Kristall verlaufen sie i.A. parallel versetzt zueinander. Hieraus resultiert zusammen mit der Schräglage des Kristalls ein zusätzlicher Weg  $\Delta z$  für den Strahl mit dem größeren Brechungsindex (hier:  $n_e > n_o$ ). Eine kurze Rechnung führt zur zusätzlichen Phase  $\delta_z$ :

$$\delta_z = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta z = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin^2 \alpha \left( \frac{1}{\sqrt{n_o^2 - \sin^2 \alpha}} - \frac{1}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}} \right) d_{\text{Lyot}} \quad (4.13)$$

Dieser zusätzliche Phasenunterschied müsste für den außerordentlichen Strahl im *Laborsystem* und erst nach den Austrittsverlusten in die Matrixbeschreibung einfließen. Die Berechnung würde dadurch jedoch unnötig erschwert werden. Da die Transformationsmatrizen  $R$  und die Verlustmatrizen  $V$  rein reellwertig sind und der komplexe Phasenfaktor  $e^{i\delta_z}$  einen Betrag von 1 besitzt, kann gezeigt werden, dass die Reihenfolge der Ausführung vertauscht werden darf. Unter Berücksichtigung des Phasenunterschiedes  $\delta_z$  wird folglich die Matrix  $M_e$  in Gleichung (4.12) durch eine Matrix  $M_{ez}$  der Form

$$M_{ez} = \begin{pmatrix} e^{i(\delta_e + \delta_z)} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

ersetzt.

Mit  $\Delta x$  sei der Abstand der Strahlen nach dem Austritt bezeichnet:

$$\Delta x = \frac{\Delta z}{\tan \alpha} = \sin \alpha \cos \alpha \left( \frac{1}{\sqrt{n_o^2 - \sin^2 \alpha}} - \frac{1}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}} \right) d_{\text{Lyot}} \quad (4.15)$$

### 4.3 Modellierung von Experimenten

Durch die Gleichungen (4.3) bis (4.14) sind alle Teilschritte beschrieben, die bei der Transmission von Licht durch ein einachsigen-doppelbrechendes Material benötigt werden. Zusammen mit dem Matrixkonzept von Seite 28 (Glg. (4.2)) wurde damit die Grundlage für die Simulation beliebiger Transmissionsexperimente geschaffen.

#### 4.3.1 Einfachdurchgang

Nach Gleichung (4.2) ergibt sich der veränderte Vektor der Polarisation  $\vec{P}'$  aus dem Produkt mit den Matrizen der Einzelereignisse von links in der Reihenfolge der entsprechenden Strahlausbreitungsrichtung:

$$\vec{P}' = L_{\text{out}} \cdot R_{\text{out}} \cdot (M_o + M_{ez}) \cdot R_{\text{in}} \cdot L_{\text{in}} \cdot \vec{P} \quad (4.16)$$

Das Distributivgesetz erlaubt es, die Klammer im Zentrum des Ausdruckes auszumultiplizieren. Das Resultat ist eine Summe aus zwei Vektoren, die sich zu  $\vec{P}'$  addieren lassen. Einer davon symbolisiert die Polarisation des ordentlichen Strahls, der andere die des außerordentlichen Strahls. Auf diese Weise sind die Teilstrahlen getrennt voneinander beschreibbar!

#### 4.3.2 Mehrfachdurchgang ( $n$ -fach)

Ein Mehrfachdurchgang kann als  $n$ -fache Anwendung von Gleichung (4.16) auf den Vektor der Polarisation beschrieben werden:

$$\vec{P}' = [L_{\text{out}} \cdot R_{\text{out}} \cdot (M_o + M_{ez}) \cdot R_{\text{in}} \cdot L_{\text{in}}]^n \cdot \vec{P} \quad (4.17)$$

Ähnlich dem Einfachdurchgang können beliebige Teilstrahlen durch jeweiliges „Weglassen“ der Matrizen  $M_o$  oder  $M_{ez}$  getrennt voneinander betrachtet werden. Dies ermöglicht beispielsweise die Untersuchung, zu welchem Teil ein zunächst rein ordentlicher Strahl infolge der Polarisationsdrehung an Grenzflächen nach einem erneuten Eintritt in das Material eine außerordentliche Komponente erzeugt.

### 4.3.3 Passiver ADL-Verstärker-Resonator

Die Beschreibung eines Lyotfilters in einem Resonator erfolgte unter Vernachlässigung aller Bauelemente, die sich nicht bzw. kaum auf die Polarisation von Licht auswirken:

- Da das Licht der stimulierten Emission aus dem aktiven Medium dieselbe Polarisation wie das anregende Licht besitzt, wird der Resonator als passiv angenommen (aktives Medium vernachlässigt).
- Die meisten Spiegel stehen unter annähernd  $0^\circ$  im Strahlengang. Eine Polarisationsdrehung durch Reflexion kann dementsprechend vernachlässigt werden.
- Solange die zu verstärkende Strahlung im Resonator umläuft, wird der Einfluss der  $\lambda/4$ -Platte in Kombination mit der Pockelszelle im Verstärker nicht berücksichtigt.

Für die Simulation bleiben gemäß Abb. 3.7 nur das Lyotfilter, das TFP2 und die zwei Resonatorendspiegel M1 und M2 übrig. Ein vollständiger Resonatorumlauf erfolgt demnach in der Reihenfolge:

$$\boxed{\text{Spiegel M1}} \rightarrow \boxed{\text{TFP2}} \rightarrow \boxed{\text{Lyotfilter}} \rightarrow \boxed{\text{Spiegel M2}} \rightarrow \boxed{\text{Lyotfilter}} \rightarrow \boxed{\text{TFP2}} \rightarrow \dots$$

Es kann gezeigt werden, dass sich aufgrund der Winkelsymmetrien die Abfolge Lyotfilter, Spiegel M2, Lyotfilter formal nicht von einem Doppeldurchgang am Lyotfilter unterscheidet. Außerdem koppelt nach jedem dieser Doppeldurchgänge das TFP2 nahezu alle senkrecht Polarisationsanteile aus. Damit ergibt sich für den  $n$ -fachen Durchlauf in einem passiven Resonator die Operatormatrix:

$$\vec{P}' = \left\{ \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\text{TFP2}} \cdot \underbrace{[L_{\text{out}} \cdot R_{\text{out}} \cdot (M_{\text{O}} + M_{\text{ez}}) \cdot R_{\text{in}} \cdot L_{\text{in}}]^2}_{\text{Doppeldurchgang - Lyotfilter}} \right\}^n \cdot \vec{P} \quad (4.18)$$

Obiger Gleichung zufolge, ist das Transmissionsverhalten eines Lyotfilters im regenerativen Verstärker einem Doppeldurchgang sehr ähnlich (sofern es entsprechend Abb. 3.7 eingebaut wurde).

### 4.3.4 Ermittlung der Transmissionsfunktion

Für die Berechnung der Transmissionsfunktion  $T$  wird von der Definition der Intensität Gebrauch gemacht. Eine notwendige Voraussetzung ist, dass man bei der Matrixabbildung von einem Einheitsvektor für  $\vec{P}$  im Anfangszustand ausgeht ( $\|\vec{P}_{\text{norm}}\| = 1$ ). Bei der Berechnung der Intensität kann man dann alle konstanten Vorfaktoren vernachlässigen und der elektrische Feldvektor  $\vec{E}'$  kann direkt durch den Vektor der Polarisation  $\vec{P}'$  ersetzt werden. Die so berechnete Intensität  $I'_{\text{norm}}$  ist damit automatisch auf die Intensität der einfallenden Strahlung  $I_0$  normiert. Aus der einheitenlosen Betrachtung von  $\vec{P}$  als Einheitsvektor erfolgt die Berechnung der Transmission nach:

$$T = \underbrace{\text{Re}(P'_{\parallel})^2 + \text{Im}(P'_{\parallel})^2}_{T_{\parallel}} + \underbrace{\text{Re}(P'_{\perp})^2 + \text{Im}(P'_{\perp})^2}_{T_{\perp}} = \vec{P}'_{\text{norm}} \cdot \vec{P}'_{\text{norm}}^* \sim I'_{\text{norm}} \quad (4.19)$$

Nach Gleichung (4.19) lassen sich Transmissionsfunktionen in Abhängigkeit frei wählbarer Parameter für beliebige Lyotfilterexperimente berechnen. Sie ist die Grundlage für alle dargestellten Berechnungen im Ergebnisteil und im Kapitel der Diskussion.

## 5 Ergebnisse

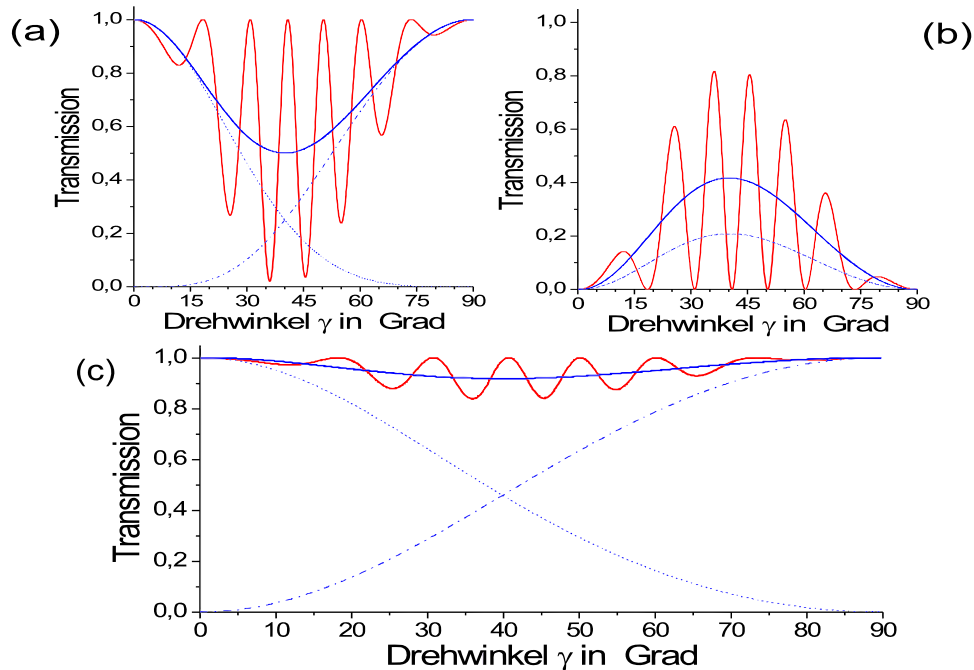
In diesem Kapitel werden zunächst einige Ergebnisse aus der Modellrechnung präsentiert und im Anschluss die experimentellen Resultate vorgestellt.

### 5.1 Ergebnisse aus den Modellrechnungen

Alle im Folgenden dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf die Berechnung der Transmission eines parallelen Lichtbündels durch ein  $2\text{ mm}$  dickes Lyotfilter aus Quarz, welches sich unter dem Brewsterwinkel  $\alpha_{\text{Br}}$  im Strahlengang befindet. Die Polarisation des Lichts soll vor der Wechselwirkung parallel zur Einfallsebene orientiert sein.

#### 5.1.1 Einfachdurchgang durch ein Lyotfilter

Das Ergebnis eines Einfachdurchgangs, bezogen auf eine feste Wellenlänge bei verschiedenen Drehwinkeln  $\gamma$ , ist in Abbildung 5.1 dargestellt und wurde nach Gleichung (4.16) und (4.19) für einen experimentellen Aufbau entsprechend Abbildung 3.5 berechnet.



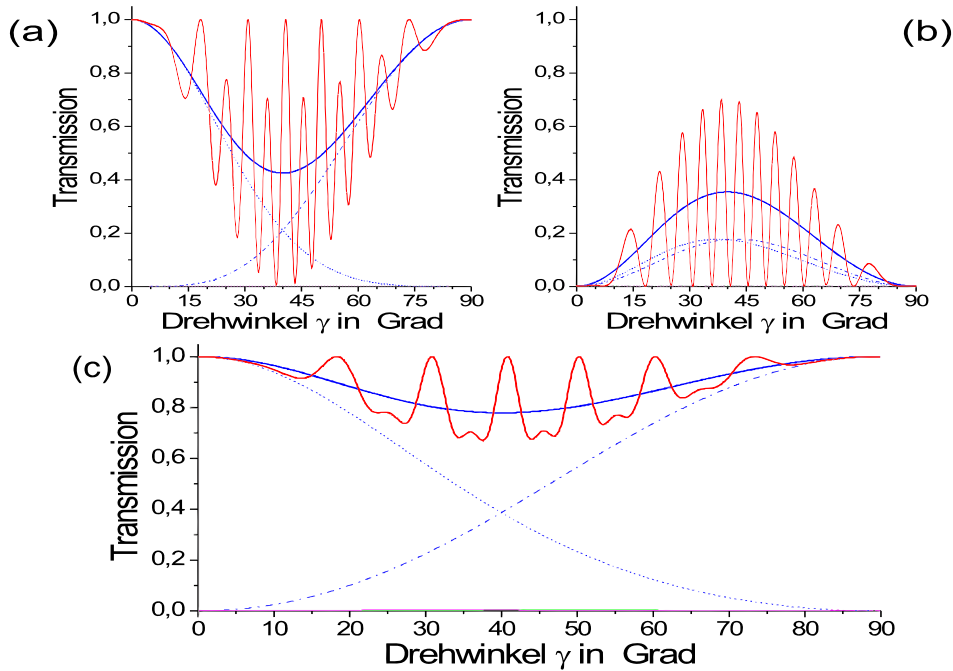
**Abb. 5.1:** Berechnete Transmission von parallel polarisiertem Licht mit  $\lambda_0 = 1030\text{ nm}$  nach dem Einfachdurchgang durch ein  $2\text{ mm}$  dickes Lyotfilter aus Quarz im Brewsterwinkel. Dabei bedeuten: (a) parallel zur Einfallsebene polarisierter Anteil, (b) senkrecht polarisierter Anteil, (c) Summe aus (a) und (b); blau/Strichpunkt: ordentlicher Strahl, blau/Punkt: außerordentlicher Strahl, blau/Linie: Summe der Intensitäten des ordentlichen und außerordentlichen Strahls, rot/Linie: Intensität aus der Überlagerung vom ordentlichen und außerordentlichen Polarisationsanteil.

Ein Winkel von  $\gamma = 0^\circ$  wird erreicht, wenn die optische Achse in der Einfallsebene liegt. Aus einem vollständig parallel polarisierten Strahl entsteht für diesen Winkel ein rein außerordentlicher Strahl (gepunktete Linie im Graph (c)). Nach einer Drehung auf  $\gamma = 90^\circ$  muss dieser vollständig in den ordentlichen Strahl übergehen (Strichpunkt-Darstellung). Eine Summe beider Anteile ist in den Graphen als dickere, blaue Linie

zu sehen. Sie kann nur als mittlere Intensität verstanden werden, da bei der Summation von Intensitäten keinerlei Phaseninformation berücksichtigt wird. Bildet man die Gesamtintensität erst nach der Überlagerung beider Teilstrahlen, werden Interferenzen durch Phasenunterschiede sichtbar und man erhält die rote Linie, die den tatsächlichen Verlauf der Transmission widerspiegelt. Die Gesamtintensität im Bild (c) zeigt, dass nur für bestimmte Winkel das Licht vollständig transmittiert wird. Die Verluste entstehen bei der Teilreflexion von senkrecht polarisierten Lichtanteilen an der Brewsteraustrittsfläche. Daher erreichen die Maxima der Transmission im Graphen (b) den Wert 1 nicht. Eine Transmission ohne Verluste wird immer dann erreicht, wenn die parallele Polarisation der einfallenden Strahlung erhalten bleibt, da sie unter dem Brewsterwinkel keine Verluste durch Reflexion erleidet.

### 5.1.2 Doppeldurchgang durch ein Lyotfilter

Abbildung 5.2 zeigt, welche Anteile nach einem Doppeldurchgang hinter dem Lyotfilter zu erwarten sind. Die Berechnung erfolgte mittels der Gleichungen (4.17) und (4.19) für einen experimentellen Aufbau entsprechend Abbildung 3.6.



**Abb. 5.2:** Berechnete Transmission von parallel polarisiertem Licht mit  $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$  nach dem Doppeldurchgang durch ein Lyotfilter (Quarz,  $2 \text{ mm}$ ,  $\alpha_{\text{Br}}$ ). (a), (b) und (c) entsprechen jeweils den Grafiken in Abbildung 5.1.

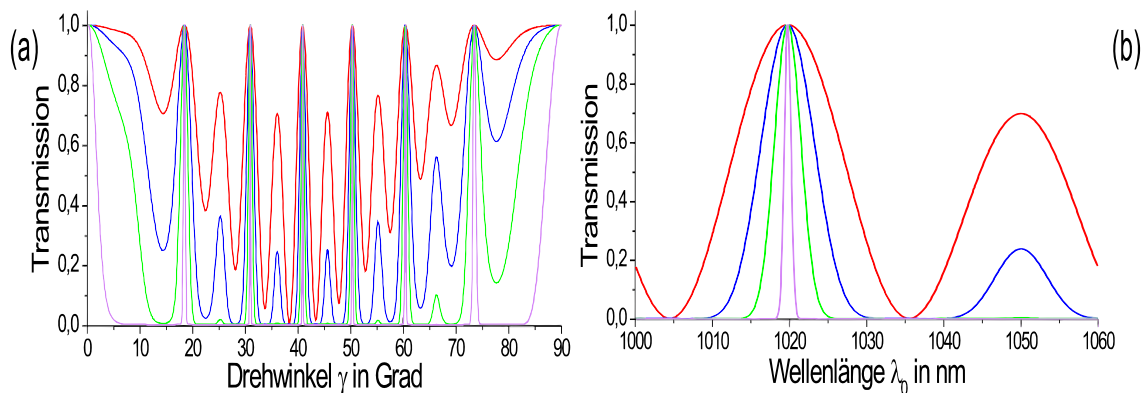
In „erster Näherung“ entspricht ein Doppeldurchgang einem Einfachdurchgang durch ein Lyotfilter der doppelten Dicke. Der größere Phasenunterschied am Ende der Transmission führt zu einer höheren Anzahl von Oszillationen. Abweichungen, bezogen auf den Einfachdurchgang, entstehen durch die Teilreflexion der senkrecht polarisierten Strahlanteile. Für Drehwinkel  $\gamma$ , bei denen die parallele Polarisation nach dem Einfachdurchgang erhalten bleibt, ändert sich auch nach einem Doppeldurchgang nichts. Demzufolge bleiben die globalen Maxima mit einer Transmission von „1“ beim Übergang vom Einfach- zum Doppeldurchgang erhalten (Vgl. Abb. 5.1 (a) mit Abb. 5.2 (a)). Bei der parallelen Polarisation treten zwischen diesen Werten kleinere Nebenmaxima an

Positionen auf, die beim Einfachdurchgang den Winkeln der lokalen Minima entsprechen. Sie entstehen beim Doppeldurchgang durch senkrechte Polarisationsanteile, die sich nach dem ersten Durchgang bilden und im Laufe des zweiten Durchgangs wieder in die parallele Komponente zurückwechseln. Ihre Reflexionsverluste beim Aus- und Wiedereintritt als senkrecht polarisierter Strahl verhindern, dass diese Nebenmaxima die Ausgangsintensität erreichen.

Genau genommen entstehen bei der Transmission durch ein doppelbrechendes Material zwei parallel versetzte Teilstrahlen. Der eine ist vor dem Austritt aus dem Material rein ordentlich, der andere rein außerordentlich. Während ihre parallel polarisierten Anteile keine Verluste erfahren, werden die senkrecht polarisierten Anteile beider Teilstrahlen durch Reflexion an den Grenzflächen geschwächt. Dabei dreht sich auch geringfügig die Richtung der Polarisation, so dass die Teilstrahlen für den zweiten Durchgang nicht mehr als „rein“ ordentlich oder außerordentlich angesehen werden können. Die Folge ist eine Aufspaltung in insgesamt vier Teilstrahlen nach dem zweiten Lyotfilterdurchgang. Die Hauptanteile, die durch die Brewsterdrehungen unverändert geblieben sind, laufen während des zweiten Durchgangs wieder zu einem Strahl zusammen, während die durch die Drehungen neu entstandenen Komponenten aus dem ursprünglich ordentlichen Strahl einen außerordentlichen bzw. umgekehrt erzeugen. In der Beschreibung von Abbildung 5.2 sind nur rein ordentliche bzw. außerordentliche Anteile zu sehen. Mischanteile wurden ebenfalls dargestellt, jedoch ist deren Transmission so gering, dass sie in den Graphen (a) bis (c) praktisch entlang der Nulllinie verläuft.

### 5.1.3 Mehrfachdurchgänge durch ein Lyotfilter im Verstärker

Die Gegebenheiten im regenerativen Verstärker werden bei der Übertragung der Modellierung auf das ADL-System stark vereinfacht wiedergegeben. Die Annahmen beschränken sich auf die Transmissionswirkung des Lyotfilters und die Auskopplung senkrechter Strahlanteile am TFP2. Dabei besteht jeder Umlauf aus einem berechneten Doppeldurchgang mit anschließender Eliminierung von senkrecht zur Einfallsebene des Lyotfilters polarisierten Strahlanteilen. Abbildung 5.3 gibt das Transmissionsverhalten eines Lyotfilters für verschiedene Umlaufzahlen im regenerativen Verstärker wieder. Die Simulation erfolgte unter Verwendung der Gleichungen (4.18) und (4.19) für einen experimentellen Aufbau entsprechend Abbildung 3.7.



**Abb. 5.3:** Berechnete Transmission von parallel polarisiertem Licht durch ein Lyotfilter (Quarz, 2 mm,  $\alpha_{Br}$ ) nach 1 (rot), 4 (blau), 16 (grün) und 256 (violett) Umläufen im Verstärker. Dabei bedeuten: (a) Abhängigkeit vom Drehwinkel  $\gamma$  bei  $\lambda_0 = 1030$  nm, (b) Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda_0$  bei  $\gamma = 39, 15^\circ$ .



Die dargestellten Transmissionen bestehen aus rein parallel zur Einfallsebene des Lyotfilters polarisierter Strahlung. Da alle anderen Anteile nach jedem Umlauf ausgekoppelt werden, kann sich nur diese Polarisationskomponente für eine Verstärkung hinreichend lange im Resonator aufhalten. Die Transmission kann nach  $n$  Resonatorumläufen als  $n$ -fache Potenz der parallelen Transmission eines Doppeldurchgangs verstanden werden. Mit steigender Umlaufzahl ziehen sich die Transmissionsbereiche immer enger um die Maxima mit dem Wert 1 zusammen, während die Intensität der Nebenmaxima zunehmend weiter abgeschwächt wird.

#### 5.1.4 Untersuchungen mit gaußförmigen Strahlen

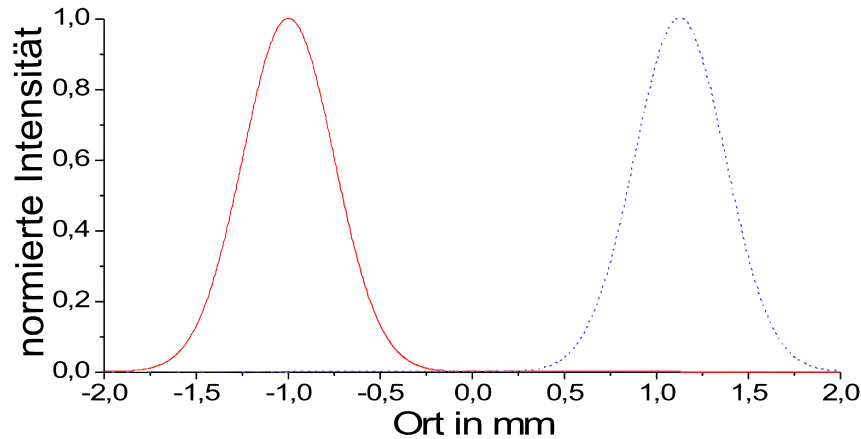
Zwei weitere Untersuchungen wurden auf der Basis des Matrizenmodells unternommen.

Zunächst wurde untersucht, ob und in welcher Weise sich das Profil der räumlichen Strahlverteilung bei einer Propagation durch das Lyotfilter ändert. Dabei wurde das Strahlprofil vor dem Lyotfilter als gaußförmig angenommen. Weiterhin wurde infolge der Aufspaltung in zwei Teilstrahlen (ordentlich/außerordentlich) davon ausgegangen, dass sich zwei räumlich getrennte, gaußförmige Verteilungen mit jeweils unterschiedlichen Teilintensitäten (abhängig von  $\gamma$ ) zu einer Gesamtverteilung überlagern. Am Beispiel des  $2\text{ mm}$  Quarzlyotfilters unter Laborbedingungen ergibt sich nach Gleichung (4.15) ein Strahlversatz von etwa  $5\ \mu\text{m}$ . Der Laserstrahl im Verstärker hat am Ort des Lyotfilters im Vergleich dazu einen Radius von ca.  $700\ \mu\text{m}$  (Vgl. Abb. 3.8). Eine Formveränderung durch den Parallelversatz von ordentlichem und außerordentlichem Strahl bleibt demnach vernachlässigbar klein und unterhalb der experimentellen Nachweisgrenze. Dieser Einfluss wurde daher nicht weiter untersucht.

Ein anderer Aspekt sind Vielfachreflexionen innerhalb des Lyotfilters, von denen bei genügend großen Strahlradien Interferenzeffekte zu befürchten sind. In der Matrixmodellierung gehen Rückreflexe als Intensitätsverlust ein. Damit diese Annahme gerechtfertigt bleibt, dürfen sich die Ausläufer von zwei benachbarten Reflexen nach dem Lyotfilter nicht räumlich überlagern. Als Kriterium hierfür wurde vorausgesetzt, dass die gaußförmigen Intensitätsverteilungen im Überlappungsgebiet nur Werte kleiner als  $1/e^2$  annehmen dürfen. Daraufhin wurde ein kritischer Strahlradius berechnet, der nicht überschritten werden darf, solange die Reflexe nach dem Lyotfilter räumlich voneinander getrennt bleiben sollen:

$$r_{\text{krit}}(d, n_{\text{eff}}, \alpha) \leq \frac{3}{2}d \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 / \sin^2 \alpha - 1}} \quad (5.1)$$

Für  $1030\ \text{nm}$  und ein  $2\ \text{mm}$  dickes Quarzlyotfilter im Brewsterwinkel darf der Strahlradius nicht größer sein als  $1060\ \mu\text{m}$ . Diese Forderung wurde im Experiment mit einem Strahlradius von  $700\ \mu\text{m}$  gut eingehalten, wie man den räumlich gut getrennten Intensitätsverteilungen der folgenden Abbildung entnehmen kann.

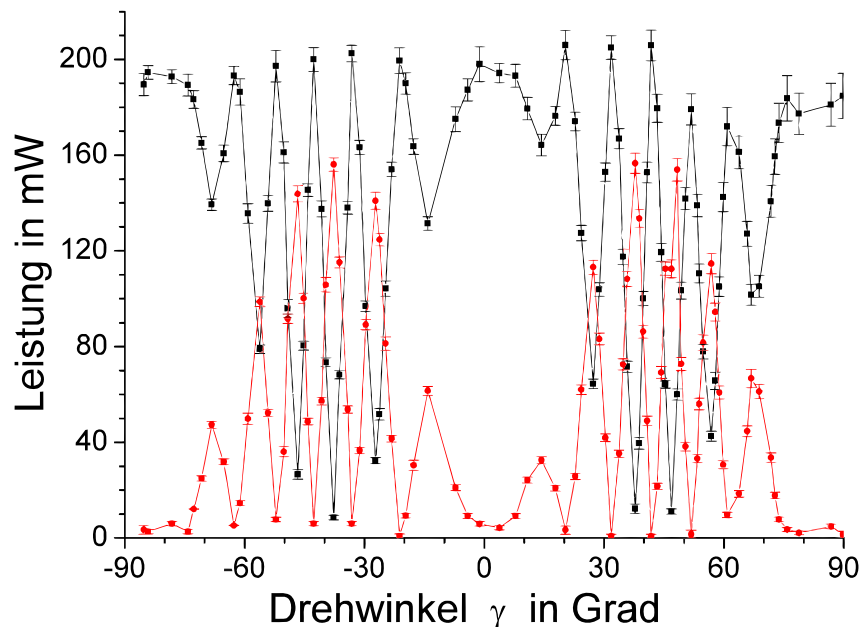


**Abb. 5.4:** Räumliche Trennung zweier benachbarter Reflexe nach einem 2 mm dicken Quarzlyotfilter im Brewsterwinkel. Die Intensitätsverteilungen sind gaußförmig dargestellt und besitzen einen Radius ( $1/e^2$ ) von  $700 \mu\text{m}$  entsprechend der Resonatorauslegung des Verstärkers (Abb. 3.8).

## 5.2 Ergebnisse aus den Experimenten

### 5.2.1 Einfachdurchgang durch ein Lyotfilter

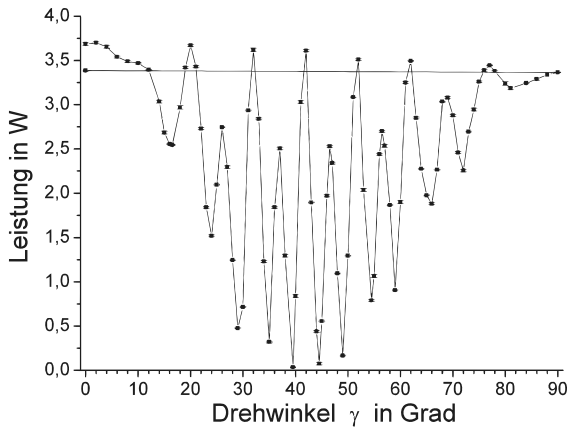
Die Messung der transmittierten Leistung von linear polarisiertem Licht durch ein 2 mm dickes Quarzlyotfilter ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Gemäß Abbildung 3.5 wurde das Laserlicht des Seedlasers unter dem Brewsterwinkel bei konstanter Wellenlänge und Ausgangsleistung eingestrahlt, wobei die Polarisations Ebene parallel zur Einfallsebene des Lyotfilters orientiert war. Der Winkel  $\gamma$ , der die Drehung des Lyotfilters um eine Achse senkrecht zur Oberfläche beschreibt, ist für die Art der Polarisation hinter dem Element verantwortlich.



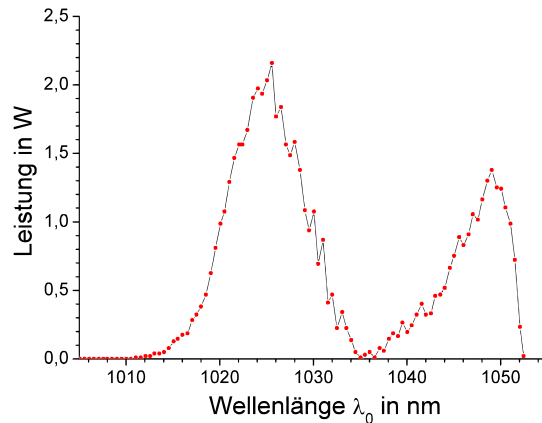
**Abb. 5.5:** Einfachdurchgang von parallel polarisiertem Licht mit  $\lambda_0 = 1029,80 \text{ nm}$  durch ein Lyotfilter (Quarz, 2 mm,  $\alpha_{\text{Br}}$ ) für verschiedene Drehwinkel  $\gamma$ , entsprechend Abbildung 3.5. schwarz: transmittierte Leistung der parallelen Komponente, rot: neu erzeugter Leistungsanteil mit senkrechter Polarisation.

### 5.2.2 Doppeldurchgang durch ein Lyotfilter

Ein doppelter Durchgang durch das Lyotfilter wurde entsprechend des Aufbaus aus Abbildung 3.6 experimentell realisiert. Der Doppeldurchgang ist insbesondere für das spätere Verhalten im Verstärker interessant, da bei jedem vollen Resonatorumlauf das Lyotfilter zweimal durchlaufen wird. Der Leistungsanteil, der als parallele Polarisation nach dem Doppeldurchgang erhalten blieb, wurde einerseits in Abhängigkeit von  $\gamma$  bei einer festen Wellenlänge (Abb. 5.6) und andererseits in Abhängigkeit der Wellenlänge des Seedlasers bei einem festen Winkel  $\gamma$  (Abb. 5.7) aufgenommen. Die Messung bei variabler Seedlaserwellenlänge erfolgte für eine konstante Pumpleistung von  $37\text{ W}$  am Seedlaser. Daher war die Ausgangsleistung des Lasers entsprechend Abbildung 5.8 für jede Wellenlänge unterschiedlich. In Abbildung 5.6 wurde am Ende der winkelabhängigen Messung der allererste Messwert zur Kontrolle noch einmal aufgenommen. Es zeigte sich, dass die Ausgangsleistung des Seedlasers während der Messung von ursprünglich  $3,69\text{ W}$  auf  $3,39\text{ W}$  abgesunken war.



**Abb. 5.6:** Transmittierte Leistung von parallel polarisiertem Licht mit  $\lambda_0 = 1029,98\text{ nm}$  durch ein Lyotfilter (Quarz,  $2\text{ mm}$ ,  $\alpha_{\text{Br}}$ ) für verschiedene Drehwinkel  $\gamma$  nach einem Doppeldurchgang, entsprechend Abb. 3.6.



**Abb. 5.7:** Transmittierte Leistung von parallel polarisiertem Licht mit variabler Wellenlänge (Leistung entsprechend Abb. 5.8) durch ein Lyotfilter (Quarz,  $2\text{ mm}$ ,  $\alpha_{\text{Br}}$ ) mit festem  $\gamma = 39^\circ$  nach einem Doppeldurchgang, entsprechend Abb. 3.6.

### 5.2.3 Charakterisierung des ADL-Systems

**1. Seedlaser:** Die Ausgangsleistung des Seedlasers in Abhängigkeit der Emissionswellenlänge ist in Abbildung 5.8 für eine Pumpleistung von  $37\text{ W}$  dargestellt. Der Durchstimmbereich erstreckte sich über  $46,89\text{ nm}$  von  $1005,56\text{ nm}$  bis  $1052,45\text{ nm}$  und besaß neben dem Hauptmaximum bei  $1030,05\text{ nm}$  ein weiteres Maximum bei  $1049,04\text{ nm}$ . Zwischen beiden Maxima befand sich ein lokales Minimum bei  $1042,57\text{ nm}$ . Typische Spektren des Seedlasers sind in Abbildung 5.9 für verschiedene Wellenlängen dargestellt. Ihre Maxima wurden auf  $1000\text{ a.u.}$  normiert und anschließend um jeweils  $50\text{ a.u.}$  zueinander höhenversetzt aufgetragen. Die Spektren zeigen schmalbandige Maxima mit einer Halbwertsbreite von  $140\text{ pm}$ . Diese deutliche Abweichung vom erwarteten Wert von  $\Delta\lambda < 1\text{ pm}$  kam durch die begrenzte Auflösung des Spektrometers zustande (Spaltbreite, Gitterordnung). Außerdem ist im Spektrum ein relativ breitbandiger Untergrund zu sehen. Er ist für verschiedene Wellenlängen mehr oder weniger deutlich sichtbar und soll an späterer Stelle genauer untersucht werden.

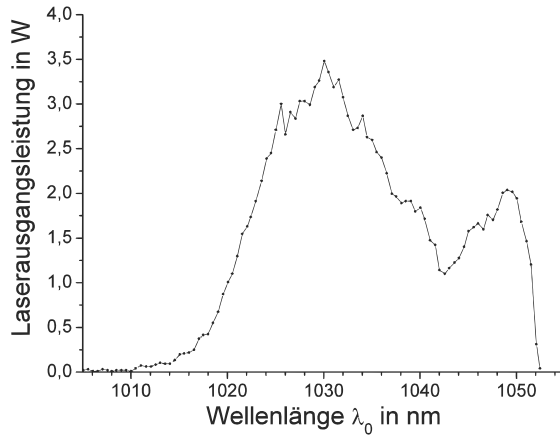


Abb. 5.8: Spektral integrierte Ausgangsleistung des Seedlasers für eine feste Pumpleistung von 37 W und verschiedene Wellenlängen  $\lambda_0$ .

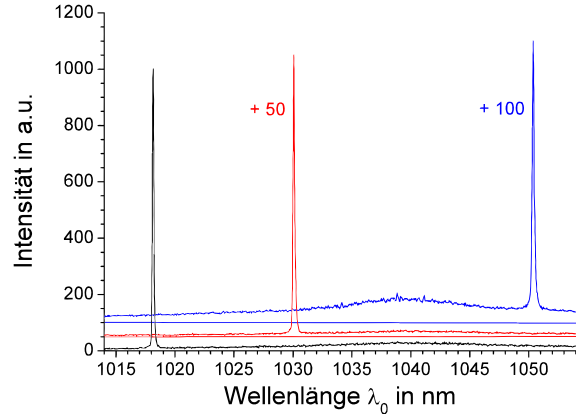


Abb. 5.9: Resonatoreinstellung auf Emissionsspektren des Seedlasers bei  $\lambda_0 = 1018,13 \text{ nm}$ ,  $1030,08 \text{ nm}$  und  $1050,47 \text{ nm}$  mit Ausgangsleistungen entsprechend Abbildung 5.8.

**2. Regenerativer Verstärker:** Um die Verlässlichkeit der Messungen mit dem Spektrometer zu überprüfen, wurde in Vorversuchen mit dem ADL die Lage des Pulses im Spektrometer in Abhängigkeit von der Anzahl der Verstärkerumläufe untersucht. Eine solche Abhängigkeit wäre denkbar, falls sich am Verstärker die Lage des ausgekoppelten Strahls für verschiedene Umläufe unterscheidet und sich demzufolge die Einkopplung am Spektrometer ändert. Die Resultate dieser Untersuchungen zeigten keine Änderung der Pulslage.

#### ADL Spektren für verschiedene Seedlaserwellenlängen

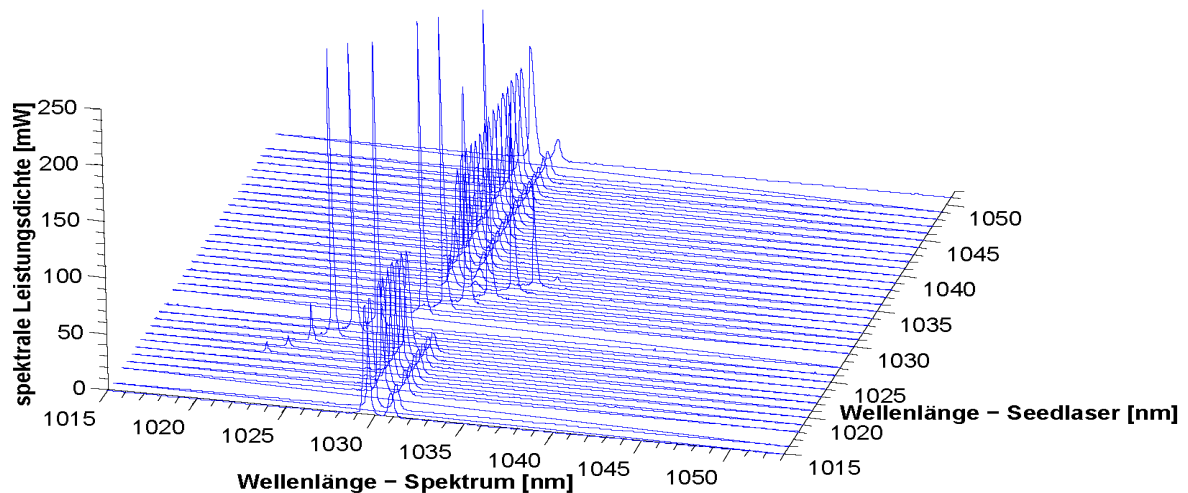
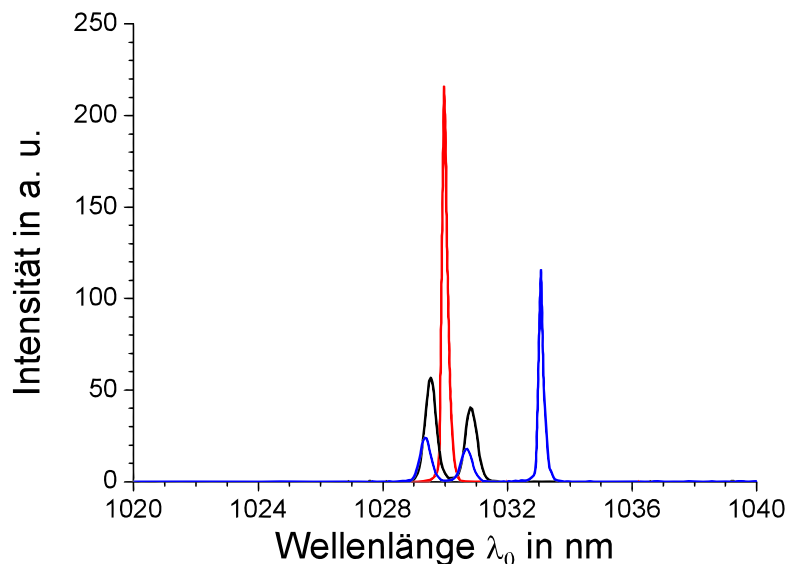


Abb. 5.10: Übersicht der gemessenen Verstärkerspektren mit 1 W Ausgangsleistung zwischen 1015 nm und 1051 nm. Man erkennt eine Doppelstruktur am Verstärkungsmaximum bei 1030 nm (ASE) und den verstärkten Seedpuls bei der jeweiligen Wellenlänge des Seedlasers (Bildidiagonale). Pumpleistungen: Seedlaser - 37 W, Verstärker - 114 W.

Abbildung 5.10 gibt den Verstärkungsbereich des ADL anhand einer Reihe von Spektren wieder, die zwischen 1015 nm und 1051 nm aufgenommen wurden. Hierfür wurde

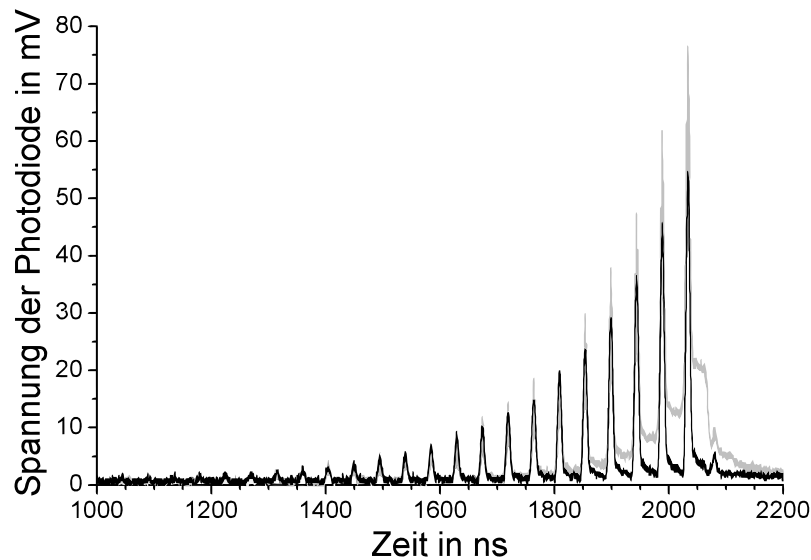
die Scheibe des Seedlasers mit  $37\text{ W}$  und die Verstärkerscheibe mit  $114\text{ W}$  gepumpt. Die Zahl der Verstärkerumläufe wurde so lange erhöht, bis das Leistungsmessgerät hinter dem Verstärker etwa  $1\text{ W}$  Ausgangsleistung anzeigte.

Um die Spektren untereinander vergleichen zu können, wurde zunächst der Untergrund subtrahiert und anschließend auf  $1000\text{ counts/Spektrum}$  normiert. Demnach entspricht jedes  $m\text{W}$  Laserleistung etwa einem  $\text{count}$  im zugehörigen Spektrum. Der Untergrund wurde ermittelt, indem der Mittelwert und die Standardabweichung der ersten 184 Kanäle berechnet wurden. Diese Kanäle wurden aufgrund ihrer schlechten Nachweispmpfindlichkeit ohnehin nicht für die Darstellung im Spektrum genutzt (siehe Abschnitt 3.4.4). Alle Werte die kleiner waren, als die Summe aus Mittelwert und dreifacher Standardabweichung sind automatisch auf Null gesetzt worden. Von allen anderen Kanälen wurde lediglich der Mittelwert abgezogen. Nach den Gesetzmäßigkeiten der Statistik ist auf diese Weise 99,85 % des Rauschens aller unbeteiligten Kanäle beseitigt worden. Die folgende Abbildung zeigt exemplarisch drei auch in Abbildung 5.10 enthaltene Spektren im Detail. Emittierte der Seedlaser beispielsweise bei  $1020,07\text{ nm}$ , war die Verstärkung so gering, dass im Verstärker, aufgrund der Umlaufverluste und der Konkurrenz zur spontanen Emission (ASE), die Pulswellenlänge im Spektrum praktisch nicht auftrat. Stattdessen entstand ASE als Doppelstruktur im Bereich der maximalen Verstärkung (schwarz). Bei  $1030,05\text{ nm}$ , nahe des Maximums der Durchstimmkurve des Yb:YAG-Scheibenlasers (Abb. 5.8), war die Verstärkung des Seedpulses wiederum so hoch, dass es nicht zur Bildung von ASE kam (rot). Das blaue Spektrum zeigt schließlich die Koexistenz von ASE und Seedpuls im Verstärker. Es wurde bei  $1033,06\text{ nm}$  aufgenommen.



**Abb. 5.11:** Drei Verstärkerspektren aus Abbildung 5.10: schwarz: Spektrum ohne Seedpuls, mit ASE ( $\lambda_{\text{Seed}}=1020,07\text{ nm}$ ); rot: Spektrum mit Seedpuls, ohne ASE ( $\lambda_{\text{Seed}}=1033,06\text{ nm}$ ) blau: Spektrum mit Seedpuls und ASE ( $\lambda_{\text{Seed}}=1030,05\text{ nm}$ ).

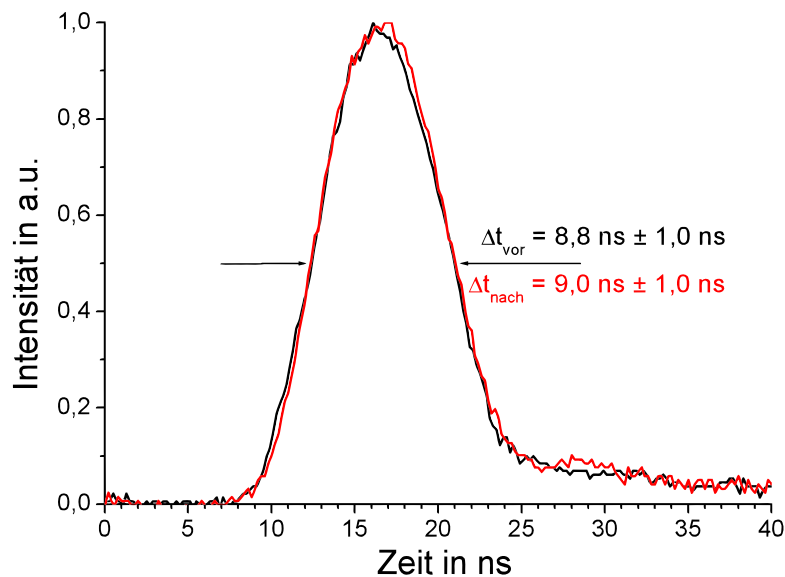
Abbildung 5.12 zeigt, wie ein Puls bei  $1033,71\text{ nm}$  im Verstärker von Umlauf zu Umlauf anwächst. Dieser Pulsaufbau wurde über eine Photodiode hinter dem Endspiegel M1 aufgenommen (Vgl. Abb. 3.9). Für die Dauer von  $2063\text{ ns}$  wurde der Seedpuls im Verstärker eingeschlossen.



**Abb. 5.12:** Resonatorinterner Pulsaufbau über eine Zeitdauer von 2063 ns, der mit einer Photodiode hinter dem Endspiegel M1 bei  $\lambda_0 = 1033,71 \text{ nm}$  gemessen wurde. Im Vergleich zur schwarz dargestellten Messung mit Lyotfilter (Ausgangsleistung des Verstärkers: 0,21 W), enthält die graue Kurve ohne Lyotfilter einen deutlich sichtbaren ASE-Untergrund (Ausgangsleistung: 0,60 W.) Pumpleistungen: Seedlaser - 37 W, Verstärker - 114 W.

Neben einer Messung ohne ASE (schwarz), ist diese während der grauen Messung als exponentiell anwachsender cw-Anteil unter dem sich verstärkenden Laserpuls zu sehen. Der zeitliche Abstand zwischen einem Puls am Endspiegel M1 und seiner Wiederkehr nach einem vollständigen Umlauf beträgt  $\tau = 44,95 \text{ ns}$ .

Abbildung 5.13 gibt den zeitlichen Verlauf des unverstärkten Pulses (schwarz) wieder (gemessen nach Abb. 3.4) und ermöglicht einen Vergleich mit der Pulsform und -länge nach der Verstärkung (rot). Hierfür wurden beide Pulsformen normiert.



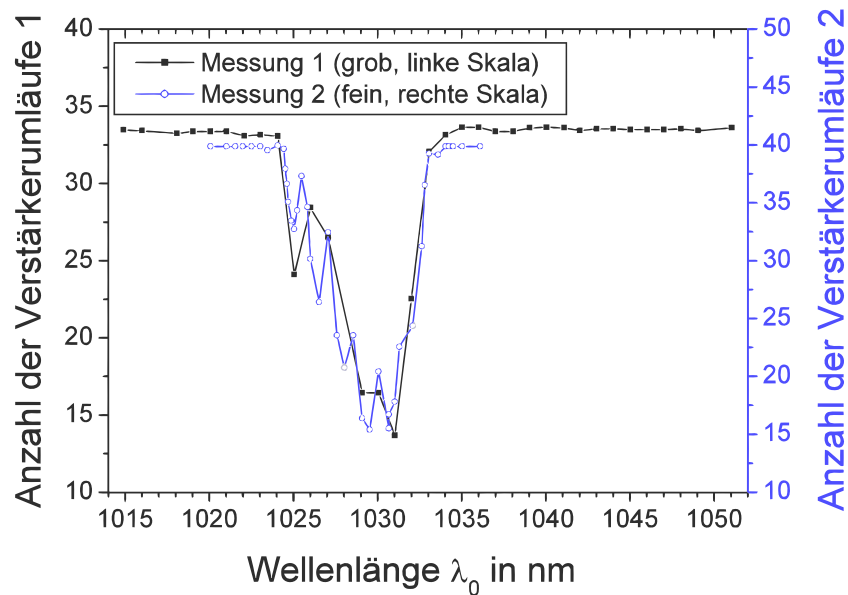
**Abb. 5.13:** Zeitliche Laserpulsform vor (schwarz) und nach dem regenerativen Verstärker (rot), gemessen entsprechend Abb. 3.4.

Die Abbildung beweist, dass der Seedpuls weder seine Form, noch seine Halbwertsbreite

von rund  $\Delta t_{\text{Puls}} = 9 \text{ ns}$  nach dem Verstärker verändert hat. Die Photodiode, mit welcher beide Signale aufgenommen wurden, besitzt eine Signalanstiegszeit von  $500 \text{ ps}$  und ist für die Größenordnung des absoluten Messfehlers verantwortlich.

#### 5.2.4 Durchstimmverhalten des Verstärkers ohne Lyotfilter

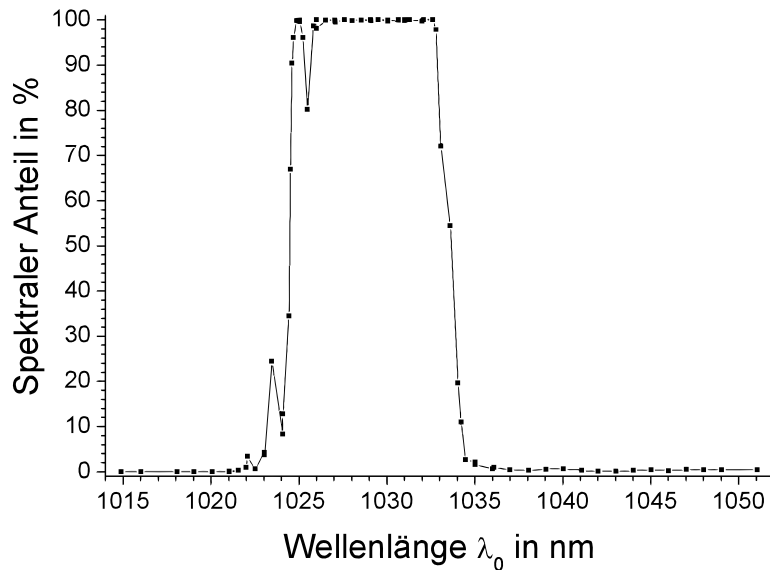
Das Durchstimmverhalten des Verstärkers wurde anhand von vielen Einzelspektren untersucht, bei denen die Wellenlänge des Seedlasers durchgestimmt und die Anzahl der Umläufe soweit angepasst wurde, bis die Ausgangsleistung  $1 \text{ W}$  betrug. Ein Teil dieser Spektren stammt aus Abb. 5.10. Die folgende Abbildung zeigt die benötigte Anzahl von Umläufen für verschiedene Wellenlängen des Seedlasers.



**Abb. 5.14:** In Abhängigkeit von der Wellenlänge des Seedlasers ist die Anzahl der Verstärkerumläufe dargestellt, die benötigt wird um  $1 \text{ W}$  Ausgangsleistung am Verstärker zu messen. Pumpleistungen: Seedlaser -  $37 \text{ W}$ , Verstärker -  $114 \text{ W}$ .

Es wurden dazu zwei Messreihen ausgewertet. Schwarz dargestellt ist eine erste Messung über nahezu den gesamten Durchstimbereich des Seedlasers. Die wenigsten Umläufe (13) wurden bei einer Wellenlänge von  $1031,03 \text{ nm}$  benötigt. Unterhalb von  $1024,08 \text{ nm}$  und oberhalb von  $1034,49 \text{ nm}$  wurde mit einer konstanten Anzahl von 33 Umläufen gearbeitet. Der Wellenlängenbereich dazwischen wurde in einer Folgemessung (blau) feiner gerastert aufgenommen. Die Justage des Verstärkers hatte sich in der Zwischenzeit (ein Monat!) geringfügig verschlechtert, so dass sich die Umlaufanzahl diesmal zwischen 15 und 39 bewegte. Aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit wurden beide Messungen unter Zuhilfenahme zweier y-Achsen übereinander gelegt.

In allen normierten und vom Untergrund befreiten Verstärkerspektren wurde der prozentuale Anteil des verstärkten Pulses berechnet. Hierfür wurden alle *counts* in unmittelbarer der Umgebung der Seedlaserwellenlänge aufaddiert und ins Verhältnis gesetzt zum Integral über das gesamte Spektrum. Der ergänzende Rest des Spektrums besteht dann aus ASE und einem verschwindend geringen Anteil ungefilterter Rauschartefakte. Das aus den Spektren berechnete Integral des schmalbandigen Seedpulses ist in Abbildung 5.15 dargestellt.



**Abb. 5.15:** Anteil der schmalbandigen Laserstrahlung im Leistungsspektrum des Verstärkers in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Seedlasers (Auswertung der Spektreninformationen in Abb. 5.10).

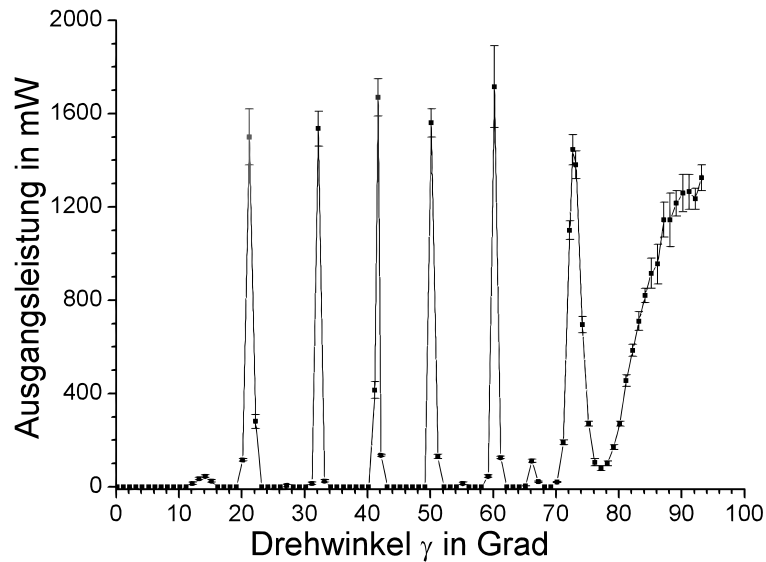
Es ergaben sich im Wesentlichen zwei Bereiche, für die der Leistungsanteil des zu verstärkenden Pulses im Spektrum des regenerativen Verstärkers bei nahezu 100 % lag. Der größere erstreckte sich von  $1026,53 \text{ nm}$  bis  $1032,62 \text{ nm}$  und der kleinere von  $1024,87 \text{ nm}$  bis  $1025,05 \text{ nm}$ . Dazwischen existierte zusätzlich ein Seedpulsanteil mit 100 % bei  $1026,01 \text{ nm}$ . Die Verfälschung der Ergebnisse durch ungefilterte Rauschartefakte lag für die gesamte Messung bei nur maximal 0,6 %. Das Absinken auf  $(98,1_{-0,0}^{+0,6}) \%$  bei  $1026,01 \text{ nm}$  ist dem Spektrum zufolge tatsächlich durch ASE in der Nähe von  $1030 \text{ nm}$  verursacht worden. Außerhalb eines Spektralbereiches von  $1022,08 \text{ nm}$  bis  $1035,03 \text{ nm}$  nahm der Seedpuls stets weniger als 1 % des gesamten Spektrenintegrals in Anspruch.

### 5.2.5 Durchstimmverhalten des Verstärkers mit Lyotfilter

Nach dem Einbau des 2 mm dicken Quarzlyotfilters in den regenerativen Verstärker wurde zunächst untersucht, welchen Einfluss die veränderlichen Transmissionsverluste am Lyotfilter auf die Verstärkungseigenschaften haben. Solange der Verstärker bei einer einzigen und festen Wellenlänge ( $1029,80 \text{ nm}$ ) emittiert, ist seine Ausgangsleistung nach einer konstanten Anzahl von Umläufen (17) ein Maß für die Verstärkung. Sie wurde durch Drehen des Lyotfilters um  $\gamma$  variiert und anhand der veränderlichen Ausgangsleistung nachgewiesen. Der mehrfache Durchgang durch das Lyotfilter erzeugte besonders große Verluste bei denjenigen Winkelbereichen, deren Transmission nicht genau 1 bzw. unwesentlich weniger entsprach. Bereiche mit messbaren Leistungssignalen zogen sich dementsprechend in Abbildung 5.16 mit steigender Umlaufzahl immer enger um die Gebiete mit maximaler Transmission zusammen.

Um zu überprüfen, ob der Einbau des Lyotfilters eine Veränderung des verstärkbaren Wellenlängenbereiches zur Folge hat, wurden erneut eine Vielzahl unterschiedlicher Verstärkerspektren bei 1 W Ausgangsleistung aufgenommen und in Abbildung 5.17 dargestellt. Die Vorgehensweise war dabei analog zur Spektrenaufnahme ohne Lyotfil-

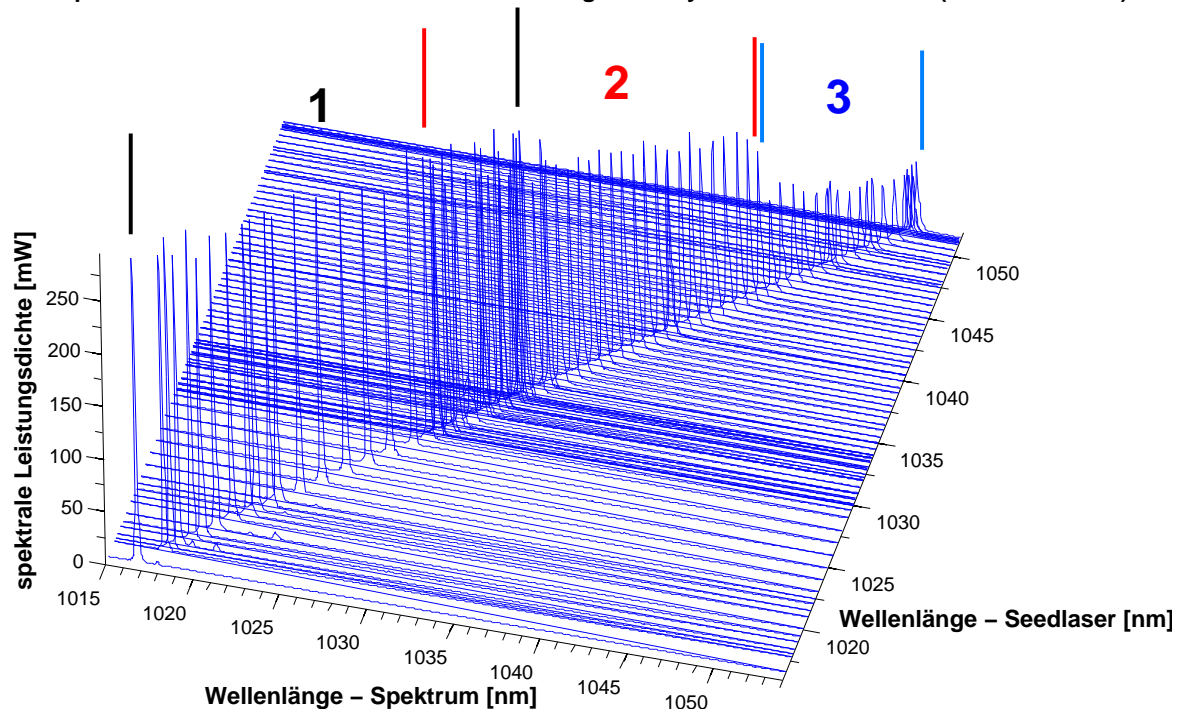




**Abb. 5.16:** Ausgangsleistung des Verstärkers ( $\lambda_{\text{Seed}} = 1029,80 \text{ nm}$ , 17 Umläufe) in Abhängigkeit vom Drehwinkel  $\gamma$  am verstärkerinternen Lyotfilter (Quarz, 2 mm,  $\alpha_{\text{Br}}$ ). Pumpleistungen: Seedlaser - 37 W, Verstärker - 114 W.

ter (Vgl. Abb. 5.10). Um einen späteren Vergleich zu vereinfachen, wurde außerdem mit denselben Pumpleistungen für Seedlaser und Verstärker gearbeitet. Zusätzlich musste bei der Messung darauf geachtet werden, dass für jede Emissionswellenlänge des Seedlasers der Drehwinkel  $\gamma$  des Lyotfilters entsprechend nachzuregeln war, um den Transmissionsbereich des Filters anzupassen.

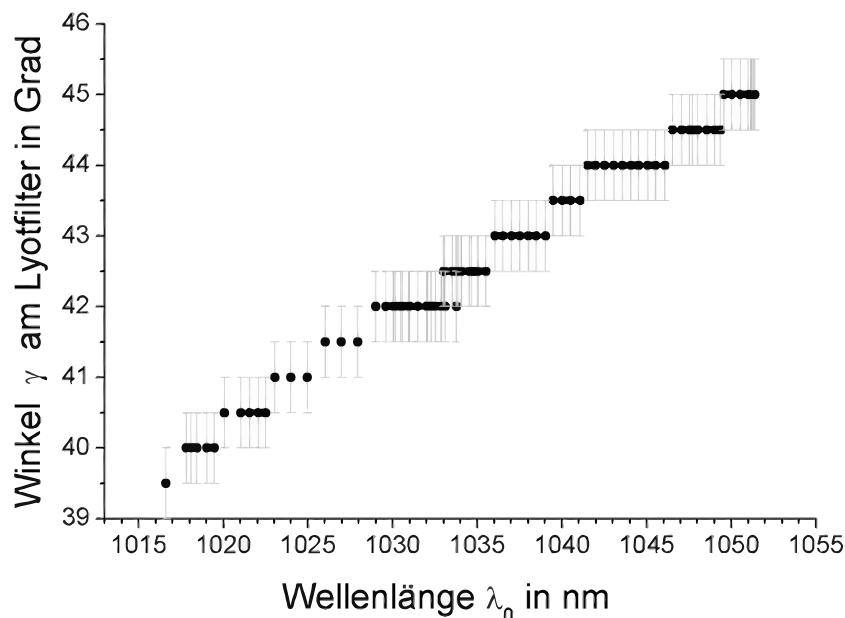
#### ADL Spektren für verschiedene Seedlaserwellenlängen mit Lyotfilter im Verstärker (auf 1 W skaliert)



**Abb. 5.17:** Übersicht der gemessenen Verstärkerspektren bei 1 W Ausgangsleistung mit integriertem Lyotfilter (Quarz, 2 mm,  $\alpha_{\text{Br}}$ ), entsprechend Abb. 3.7. Pumpleistungen: Seedlaser - 37 W, Verstärker - 114 W. Die Spektren sind in drei Bereiche aufgeteilt, die sich teilweise überschneiden und verschiedenen Messbedingungen entsprechen.

Eine Verstärkung des Seedlaserpulses gelang über den gesamten Messbereich von  $1016,62\text{ nm}$  bis  $1051,39\text{ nm}$ . Die Darstellung der Spektren ist wegen notwendiger Versuchsunterbrechungen in drei Bereiche unterteilt worden. Bereich 1 erstreckt sich von  $1016,62\text{ nm}$  bis  $1035,03\text{ nm}$  (Versuchsabbruch wegen eines massiven Einschusses auf der Verstärkerscheibe). Die Anschlussmessung im Bereich 2 mit einer neuen Scheibe, die auch eine geringfügig andere Auslegung für den Verstärker erforderte, beginnt bei  $1030,05\text{ nm}$  und ermöglicht im Überlappungsbereich von  $1030\text{ nm}$  bis  $1035\text{ nm}$  einen Vergleich mit der ersten Messreihe. Auffällig ist, dass das Signal im Bereich 2 einen niedrigeren Wert erreichte als im ersten Bereich. Da die Anzahl der *counts* eines jeden Spektrums auf 1000 normiert wurde ist es sehr wahrscheinlich, dass die Spaltbreite des Spektrometers bei der zweiten Serie geringfügig größer war, so dass sich das Integral zu Lasten der Singalhöhe auf zusätzliche Kanäle verteilt hat. Bei  $1045\text{ nm}$  schließt sich an den Bereich 2 der dritte Bereich an. Er markiert einen weiteren Einschuss auf der Verstärkerscheibe, verbunden mit einer deutlichen Signalmindering zu Gunsten eines Untergrundes. Dieser Sachverhalt wurde erst nachträglich während der Normierung der Spektren auf 1000 *counts* sichtbar. Der Einschuss kündigte sich bereits zuvor als Defekt an der Scheibenoberfläche an. Die Messungen konnten fortgesetzt werden, da sich durch Nachjustieren am Endspiegel M2 wieder 1 W Ausgangsleistung erreichen ließ. Desweiteren wurden nachträglich einige zuvor gemessene Wellenlängen hinsichtlich ihrer benötigten Umlaufanzahl überprüft, ohne dass eine signifikante Abweichung auftrat (Vgl. Abb. 5.20).

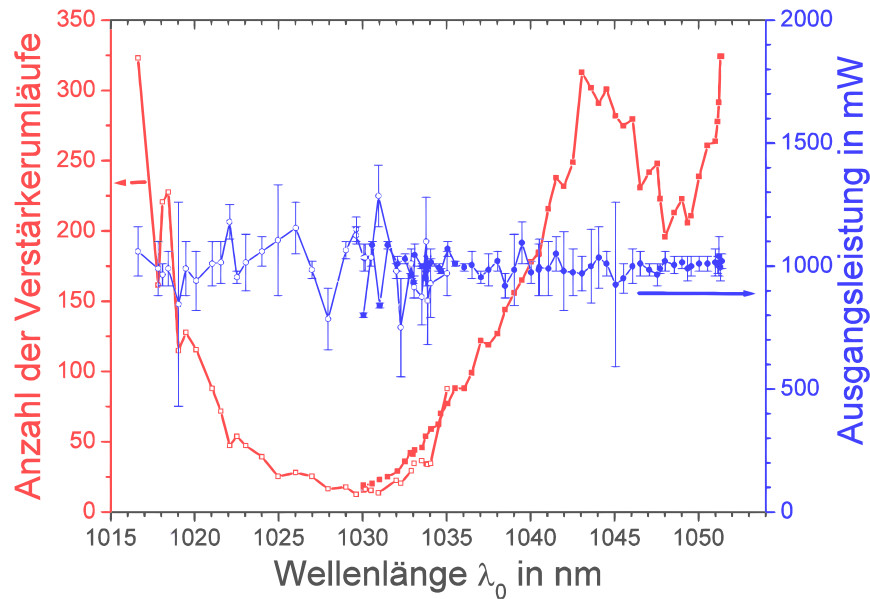
Der Winkel  $\gamma$ , der am Lyotfilter des Verstärkers bei den Messungen aus Abb. 5.17 eingestellt werden mußte, ist in Abbildung 5.18 abhängig von der Wellenlänge des Seedlasers zu sehen.



**Abb. 5.18:** Abgelesener Drehwinkel  $\gamma$  des Lyotfilters im Verstärker für eine optimale Signalverstärkung und eine erfolgreiche Unterdrückung der ASE bei der entsprechenden Wellenlänge des Seedlasers (Bestandteil der in Abb. 5.17 dargestellten Messung).

Der Verlauf der Messwerte kann der Abbildung zufolge als näherungsweise linear angenommen werden.

Abbildung 5.19 zeigt die benötigte Anzahl an Umläufen im Verstärker zusammen mit der daraus resultierenden Ausgangsleistung bei der Wellenlänge des Seedlasers.



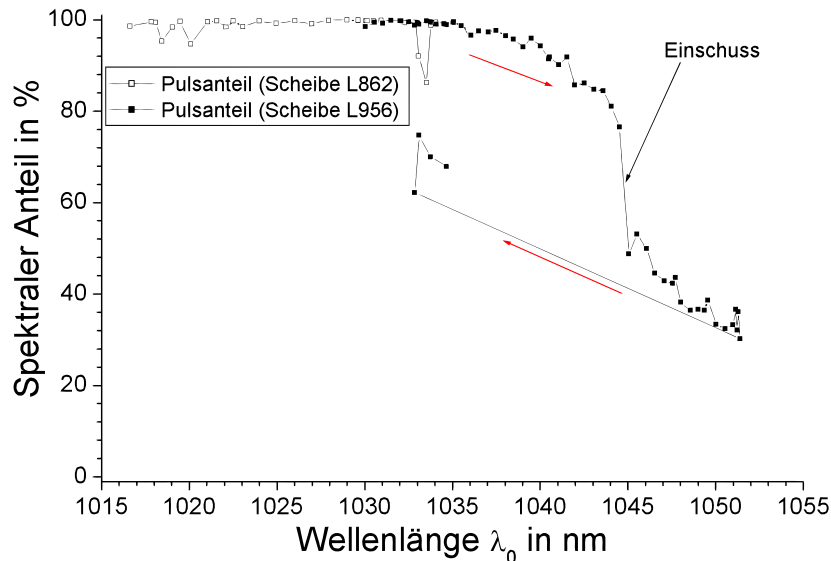
**Abb. 5.19:** Anzahl der Verstärkerumläufe (rot) die benötigt wurden, um für verschiedene Wellenlängen etwa 1 W Leistung (blau) aus dem Verstärker mit Lyotfilter zu erhalten (Bestandteil der in Abb. 5.17 dargestellten Messung).

Obwohl versucht wurde möglichst genau 1 W Ausgangsleistung zu erreichen, ergaben sich vor allem im Bereich um etwa 1030 nm teilweise größere Abweichungen. Hier war die Verstärkung pro Umlauf so groß, dass zwischen zwei Folgeumläufen mitunter eine Leistungsdifferenz von mehr als 600 mW vorlag. Dementsprechend ließen sich die 1 W Ausgangsleistung allein durch Variation der Umlaufzahl nicht immer genau erreichen. Die wenigsten Umläufe (13) waren bei 1029,62 nm nötig, ein weiteres Minimum lag bei 1048,01 nm mit 195 Umläufen. Das Maximum dazwischen trat bei 1043,06 nm mit 312 Umläufen auf. An den Messbereichsgrenzen bei 1016,62 nm und 1051,30 nm waren es 324 Umläufe. Dies sind 14577 ns und entspricht der oberen Grenze dessen, was als Öffnungszeit der Pockelszelle im Verstärker derzeit eingestellt werden kann.

Die Anschlussmessung ab 1030 nm, die den Beginn des zweiten Bereiches in Abb. 5.17 kennzeichnet, gibt im Überlappungsgebiet bis auf einen geringen Offset den prinzipiellen Verlauf der ersten Messung wieder. Die Abweichungen können als Folge des geänderten Justagezustande (neue Scheibe und Anordnung der Spiegel) am Verstärker verstanden werden.

Analog zu Abbildung 5.15 wurde der verstärkte Anteil des schmalbandigen Seedpulses an den gefilterten und normierten Verstärkerspektren (Abb. 5.17) untersucht und dessen Integral berechnet. Abbildung 5.20 zeigt dieses Integral für verschiedene Wellenlängen als prozentualen Anteil des Gesamtspektrums.

Während der ersten Messungen zwischen 1016 nm und 1035 nm (Bereich 1, leere Kästchen) lag der schmalbandige Anteil des verstärkten Seedpulses von nahezu allen Spektren bei rund 100 %. Die wenigen Signalminderungen bei 1018,43 nm, 1020,09 nm und im Bereich zwischen 1033 nm und 1034 nm sind den Einzelspektren zufolge alle auf

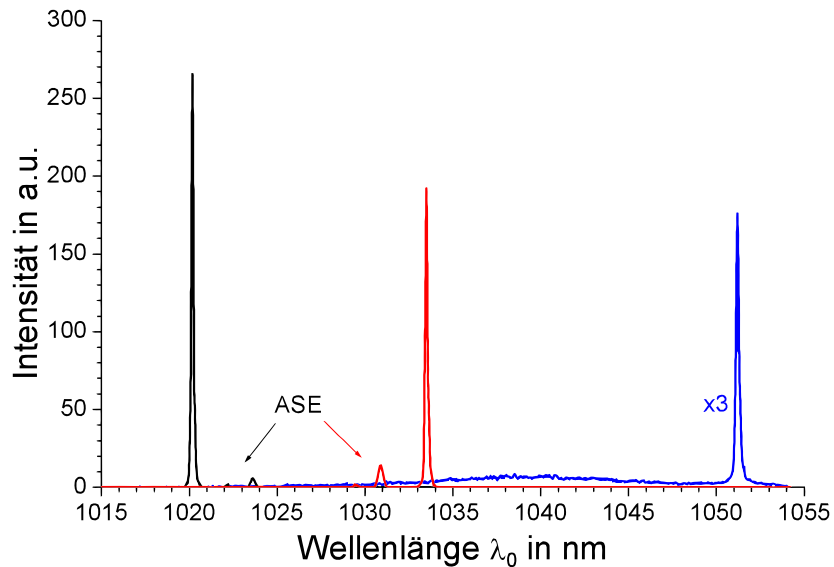


**Abb. 5.20:** Anteil der schmalbandigen Laserstrahlung im Spektrum des Verstärkers mit Lyotfilter in Abhängigkeit der Wellenlänge des Seedlasers (Auswertung aller Einzelspektren in Abb. 5.17). Rote Pfeile geben den zeitlichen Verlauf der Messung an, der schwarze Pfeil markiert den Einschuss.

parasitäre Anteile von ASE zurückzuführen. Während der Folgemessung (ausgefüllte Kästchen) konnte die ASE bei  $1033,5\text{ nm}$  durch eine geringere Transmission am Lyotfilter (für ASE und Seedpuls!) besser unterdrückt werden. Im zeitlichen Verlauf der Messung in den Bereichen 2 und 3 (Richtung der roten Pfeile) erkennt man ein stetiges Absinken des Seedpulsanteils im Spektrum. Das Gefälle war zwischen  $1044\text{ nm}$  und  $1045\text{ nm}$  (zum Zeitpunkt, an dem der Einschuss bemerkt wurde) am größten. Am Rande des Messbereiches bei  $1051,39\text{ nm}$  erreichte der Seedlaserpuls mit 30 % den geringsten Anteil. Zum Abschluss wurden noch einmal Spektren bei Wellenlängen aufgenommen, die bereits vor dem Einschuss untersucht worden sind. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die Verhältnisse nach dem Einschuss dramatisch geändert haben und der schmalbandige Anteil (Seedpuls) in der Nähe von  $1033\text{ nm}$  um durchschnittlich 31 % abgesunken ist.

Dass die Selbstanregung des Verstärkers durch spontane Emission (ASE) nicht für das relative Absinken des spektralen Anteils bei  $\lambda_{\text{Seed}}$  in Abb. 5.20 bzw. Abb. 5.17 verantwortlich ist, soll durch Abbildung 5.21 belegt werden.

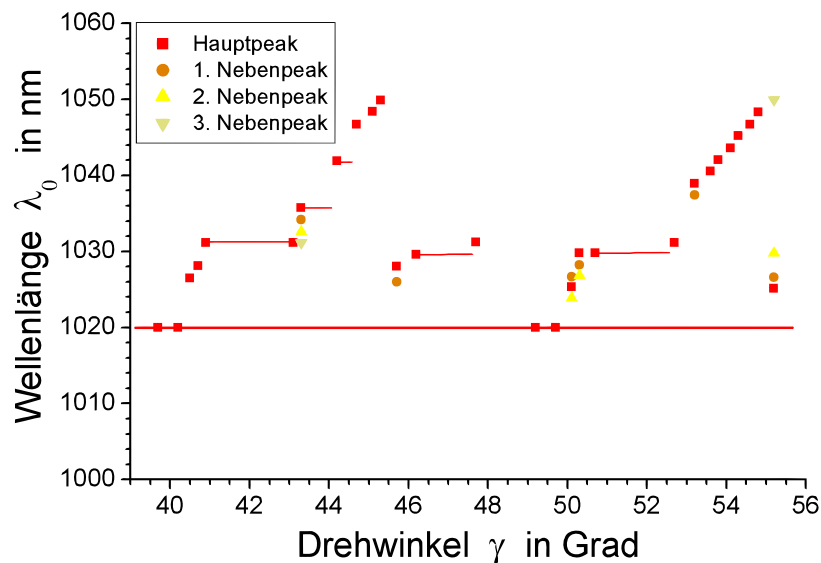
ASE tritt (Vgl. Abb. 5.22) typischerweise bei Wellenlängen auf, die eine maximale Verstärkung zulassen. Demzufolge lag sie für  $\lambda_{\text{Seed}} = 1033,52\text{ nm}$  (rotes Spektrum) nahe des Emissionsmaximums von Yb:YAG bei  $1030\text{ nm}$ . Die ASE-Anteile bei  $1023\text{ nm}$  für  $\lambda_{\text{Seed}} = 1020,09\text{ nm}$  (schwarzes Spektrum) sind erklärungsbedürftig, da die Verstärkung eines Yb:YAG-Lasers für diese Wellenlänge im Gegensatz zu  $1030\text{ nm}$  kein Emissionsmaximum aufweist. Berücksichtigt man, dass die zusätzlichen Verluste am Lyotfilter mit steigendem Abstand zum Transmissionsmaximum (bei  $1020\text{ nm}$ ) deutlich zunehmen (Vgl. Abb. 5.3 (links)), verschiebt sich die Wellenlänge der größten Verstärkung zusammen mit der ASE jedoch zwangsläufig in Richtung des eingestellten Transmissionsmaximums am Lyotfilter. Eine für ASE hingegen völlig untypische spektrale Verteilung zeigt das blaue Spektrum aus der zweiten Messung bei  $\lambda_{\text{Seed}} = 1051,22\text{ nm}$ , wel-



**Abb. 5.21:** Drei Fallbeispiele aus Abb. 5.17. schwarz - ASE bei 1023 nm ( $\lambda_{\text{Seed}}=1020,09$  nm), rot - ASE bei 1031 nm ( $\lambda_{\text{Seed}}=1033,52$  nm), blau - breiter Untergrund im Spektrum nach dem Einschuss ( $\lambda_{\text{Seed}}=1051,22$  nm).

ches zwecks einer besseren Darstellbarkeit um den Faktor drei vergrößert wurde. Hier erkennt man neben dem Anteil des verstärkten Seedpulses einen schwachen aber sehr breitbandigen Untergrund, der sich von ungefähr 1025 nm bis 1054 nm erstreckt und dessen Maximum bei etwa 1039 nm liegt. Der Untergrund verschwand sobald der Strahl des Seedlasers vor dem regenerativen Verstärker unterbrochen wurde.

Das Phänomen, die ASE bezüglich ihrer Wellenlänge mit dem Lyotfilter durchstimmen zu können, wurde in einem weiteren Experiment genauer untersucht und in Abbildung 5.22 dargestellt.



**Abb. 5.22:** Verschiebung der Wellenlänge maximaler ASE-Intensität für eine feste Seedlaserwellenlänge von 1020 nm (rote Linie) und bei Variation des Lyotfilterwinkels  $\gamma$ . Die Anzahl der Umläufe wurde für jedes  $\gamma$  so lange erhöht, bis der Verstärker eine messbare Leistung emittierte. Pumpleistungen: Seedlaser - 37 W, Verstärker - 114 W.

Ein verhältnismäßig schwacher Seedpuls mit einer Wellenlänge von  $1020\text{ nm}$  wurde hierfür in den Verstärker eingespeist und für die Dauer der Messung nicht verändert (dargestellt durch eine durchgezogene rote Linie). Der Winkel  $\gamma$  des Lyotfilters im Verstärker wurde in einem gewissen Bereich variiert, um zu ermitteln, in welchem Winkelbereich der Seedpuls verstärkt wird (dargestellt durch jeweils zwei eng benachbarte Messpunkte auf der roten Linie). Anschließend wurde  $\gamma$  schrittweise verfahren und die Anzahl der Verstärkerumläufe jeweils soweit angepasst, bis ein ASE-Signal den Verstärker verließ. In der Regel verschwand das Seedsignal bei  $1020\text{ nm}$  aus dem Spektrum des Verstärkers nach einer Verstimmung des Lyotfilters um etwa  $1^\circ$ . Nur die im Verstärker selbst erregte, spontane Emission blieb erhalten und wanderte mit zunehmenden Winkeln  $\gamma$  zu höheren Wellenlängen. Neben den globalen Emissionsmaxima (rot) traten teilweise schwächere Nebenmaxima der ASE im Spektrum auf, die abhängig von ihrer Intensität andersfarbig dargestellt sind. Hielt sich die ASE über einem größeren Winkelbereich bei derselben Wellenlänge auf (wie z.B. bei  $1030\text{ nm}$ ), ist dies durch einen dünnen roten Strich in Abbildung 5.22 angedeutet.

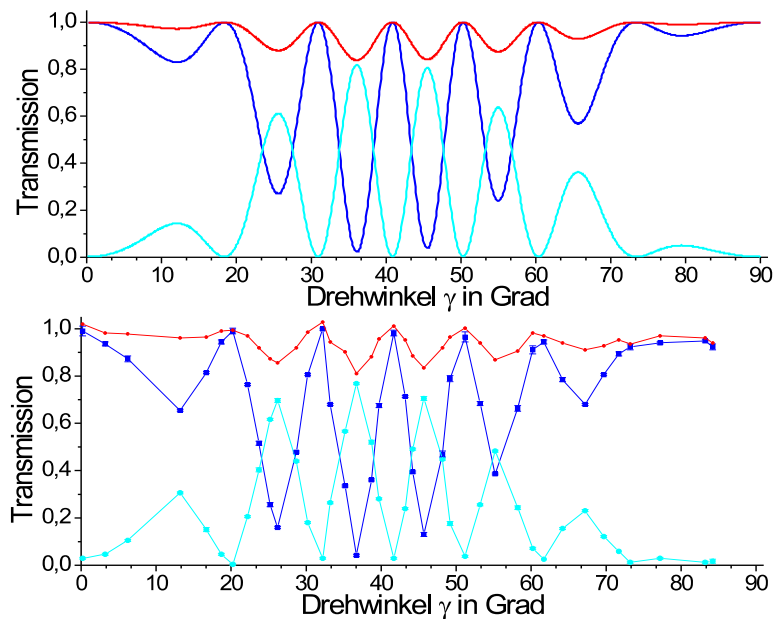
## 6 Diskussion

### 6.1 Evaluierung des Matrixmodells

Das im Kapitel 4 vorgestellte Matrixmodell zur Beschreibung der Transmission durch einen einachsigen doppelbrechenden Kristall wurde anhand ausgewählter Experimente überprüft. Bei diesen Experimenten wurden Leistungen gemessen und ins Verhältnis zur eingestrahlten Leistung gesetzt. Diese Verhältnisbildung entspricht ebenso der Transmission wie das Verhältnis der Intensitäten, da sich die Querschnittsfläche des Strahls durch das Lyotfilter quasi nicht ändert. Es wurde stets mit einem 2 mm dicken Lyotfilter aus Quarz gearbeitet, welches unter dem Brewsterwinkel im Strahlengang stand und mit parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht durchstrahlt wurde. Der folgende Abschnitt behandelt die Diskussion der experimentellen Ergebnisse vor dem Hintergrund der theoretischen Vorhersagen. Um einen direkten Vergleich mit dem Modellergebnis zu vereinfachen, wurden die Transmissionen der einbezogenen Experimente auf 1 normiert.

#### 6.1.1 Vergleich mit den Transmissionsexperimenten

**1. Einfachdurchgang:** Abbildung 6.1 zeigt die transmittierten Lichtanteile nach einem Einfachdurchgang aufgeteilt in Polarisationsanteile parallel und senkrecht zur Einfallsebene des Lyotfilters. Die experimentellen Daten stammen aus Abbildung 5.5. Während der Messung betrug die Emissionswellenlänge 1029,80 nm.

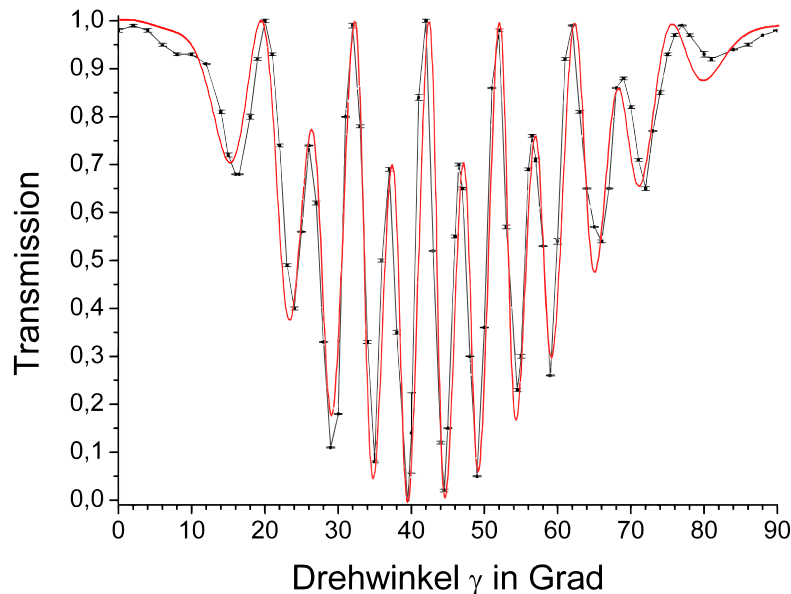


**Abb. 6.1:** Berechnete (oben) und gemessene (unten) Transmission eines Einfachdurchgangs am Lyotfilter (Quarz, 2 mm, Brewsterwinkel) bei 1029,80 nm für parallele (blau) und senkrechte Polarisationsanteile (hellblau), bzw. deren Summe (rot) als Funktion des Drehwinkels  $\gamma$ .

Der prinzipielle Verlauf und die Anzahl an Oszillationen stimmen in beiden Abbildungen überein und verschaffen einen ersten Eindruck von der hohen Aussagekraft des Matrixmodells. Die gemessenen Winkel  $\gamma$  für die Extremwerte der Transmission zeigen eine geringe systematische Verschiebung von etwa  $1,5^\circ$  bezogen auf die berechneten

Werte. Diese Differenz ist wahrscheinlich beim Einbau des Lyotfilters in die drehbare Halterung entstanden (eine präzise Ausrichtung des Lyotfilters in der Halterung bzgl. der Skalenstriche war nur bedingt möglich, da die genaue Lage der optischen Achse im Kristall beim Einbau nur abgeschätzt werden konnte). Dennoch liegt die Abweichung unterhalb des  $2^\circ$ -Strichabstands der Ablese skala. Zu weiteren Unterschieden kommt es durch die Messunsicherheit des Drehwinkels ( $0,5^\circ$ ) und v.a. durch den Messpunkteabstand, da die Extrema der Messung durch die Lage einzelner Messwerte entstanden sind. Eine untergeordnete Rolle spielt der Fehler durch die Messwertschwankung. Er beträgt maximal 2% des jeweiligen Absolutwertes. Auch die Einstellung des Brewsterwinkels für den Winkel des einfallenden Strahls ist mit Fehlern behaftet. Eine Abweichung vom Brewsterwinkel führt dazu, dass sich die Transmission des parallel polarisierten Anteils verringert und hat außerdem zur Folge, dass sich der Phasenunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl ändert. Bezogen auf den Brewsterwinkel und die Abbildung der berechneten Transmission hätte ein geringerer Einfallswinkel einen kleineren Phasenunterschied zur Folge (Maxima würden ihren Abstand vergrößern) und ein größerer Winkel einen höheren Phasenunterschied (Maxima würden ihren Abstand verringern). Im Hinblick auf die Übereinstimmungen in Abbildung 6.1 kann der Fehler des Brewsterwinkels jedoch vernachlässigt werden.

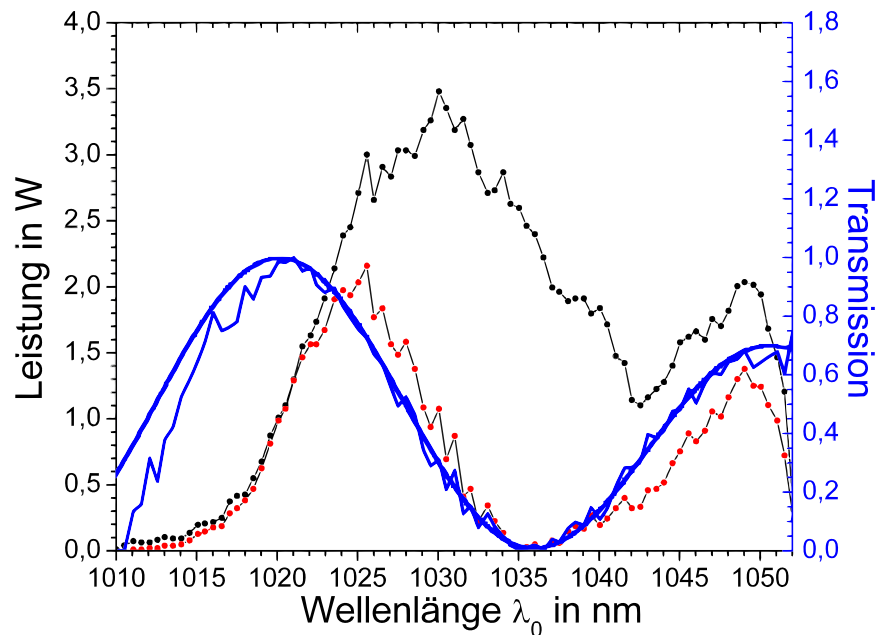
**2. Doppeldurchgang:** Die folgenden zwei Abbildungen zeigen Vergleiche der Rechnungen mit den Experimenten hinsichtlich der parallelen Polarisation nach einem Doppeldurchgang, da dieser im Verstärker eine besondere Bedeutung zukommt. Abbildung 6.2 gibt die Transmission bei  $1029,97\text{ nm}$  in Abhängigkeit vom Drehwinkel  $\gamma$  wieder. Die Messdaten stammen aus Abbildung 5.6. Eine Leistungsdrift des Lasers wurde durch die Verhältnissbildung korrigiert, die zur Transmission führte.



**Abb. 6.2:** Gemessene (schwarz, aus Abb. 5.6) und der berechnete (rot) Transmission der parallelen Polarisationskomponente nach einem Doppeldurchgang bei  $1029,97\text{ nm}$  am Lyotfilter (Quarz,  $2\text{ mm}$ , Brewsterwinkel).

In Abbildung 6.3 wird die Transmission für  $\gamma = 39^\circ$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Die Messdaten hierfür stammen aus Abbildung 5.7 und 5.8.





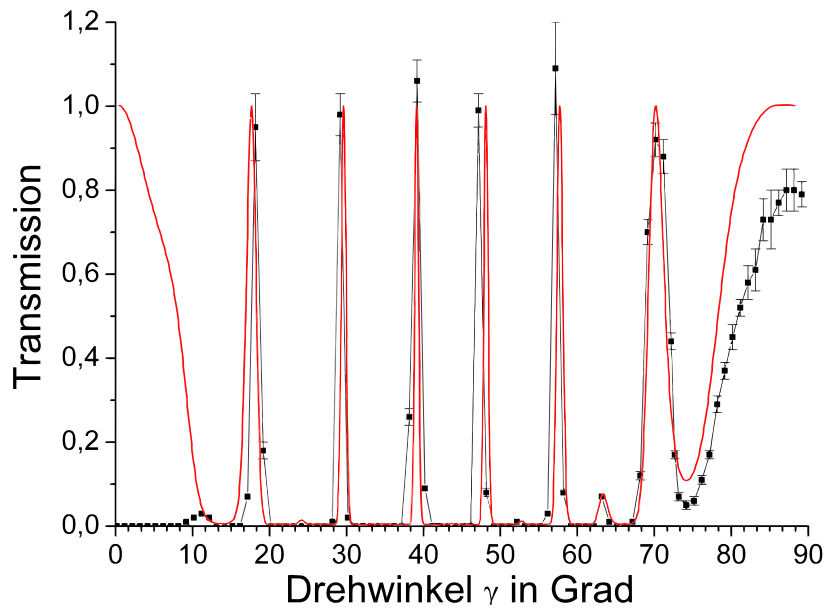
**Abb. 6.3:** Leistung der parallelen Polarisationskomponente vor (schwarz, aus Abb. 5.8) und nach einem Doppeldurchgang (rot, aus Abb. 5.7) am Lyotfilter (Quarz, 2 mm,  $\alpha_{\text{Br}}$ ) bei  $\gamma = 39^\circ$  und variabler Wellenlänge. Die Transmission wurde aus dem Verhältnis der Leistungen (blau, gezackt) ermittelt und durch das Matrixmodell berechnet (blau, stetig).

Beim Betrachten der obigen Abbildung fällt auf, dass sich das spektrale Maximum der Ausgangsleistung eines parallel polarisierten Strahls nach dem Doppeldurchgang am Lyotfilter von  $1030 \text{ nm}$  (schwarz) auf  $1026 \text{ nm}$  (rot) geändert hat. Mit  $\gamma = 39^\circ$  wurde am Lyotfilter eine maximale Transmission von „1“ für  $1020 \text{ nm}$  eingestellt, die als blau-stetige Funktion abgebildet ist. Setzt man die rot dargestellten Leistungswerte (nach dem Doppeldurchgang gemessen) bei jeder Wellenlänge ins Verhältnis zu den schwarzen Werten der Ausgangsleistung, so ergeben sich die blau-gezackte dargestellten Transmissionswerte des Lyotfilters, welche mit dem theoretisch berechneten Verlauf verglichen werden können. Abbildung 6.3 macht deutlich, dass sich die Wellenlänge der maximalen Transmission ( $1020 \text{ nm}$ ) von der Wellenlänge der maximalen Leistung hinter dem Lyotfilter ( $1026 \text{ nm}$ ) unterscheidet. Die Verschiebung findet vom Transmissionsmaximum des Lyotfilters in Richtung des Emissionsmaximums von Yb:YAG bei  $1030 \text{ nm}$  statt. Diese Tatsache wird bei der Diskussion des Lyotfilters im Verstärker von Bedeutung sein.

Die Übereinstimmung von Theorie und Experiment der letzten beiden Abbildungen zum Doppeldurchgang ist bemerkenswert hoch. Bei der Darstellung der Transmission über der Wellenlänge in Abbildung 6.3 sind die Abweichungen zwischen den experimentellen Werten und der Theorie etwas größer als in Abbildung 6.2. Eine Streuung der Datenpunkte durch Messfehler bei der experimentell ermittelten Transmissionskurve wurde durch die Quotientenbildung verstärkt, bei der sich die relativen Fehler der Einzelmessungen addierten. Messwerte bei geringer Laserleistung besaßen besonders große relative Fehler, da der absolute Fehler als Ablesefehler am Leistungsmessgerät während der Einzelmessungen konstant blieb. Dies führt besonders im Grenzbereich des Lasers zwischen  $1010 \text{ nm}$  und  $1017,5 \text{ nm}$  zu einer systematischen Abweichung, da für diese Werte der Quotient aus zwei sehr schwachen Signalen gebildet wurde.

### 6.1.2 Anwendung auf Lyotfilter im regenerativen Verstärker

Um die Anwendbarkeit des Matrixmodells auf die Transmissionseigenschaften eines Lyotfilters im regenerativen Verstärker zu überprüfen, wurde exemplarisch eine Testmessung im Verstärker durchgeführt. Wichtig dabei war, dass die Anzahl der Umläufe während der Messwertaufnahme konstant blieb, damit stets dieselbe Anzahl an Durchgängen durch das Lyotfilter im Verstärker erfolgte. Eine Variation der Wellenlänge würde die Verstärkung/Umlauf des regenerativen Verstärkers verändern, was eine Überprüfung der Modellannahme des passiven Resonators mit Lyotfilter (Abschnitt 4.3.3) erschweren könnte. Um einen direkten Vergleich zwischen Experiment (schwarz) und Modell (rot) in Abbildung 6.4 zu ermöglichen, wurde bei einer festen Wellenlänge und Umlaufzahl der Drehwinkel  $\gamma$  des Lyotfilters variiert und die zugehörige Ausgangsleistung des Verstärkers aufgenommen. Der Mittelwert der Leistungsmaxima aus Abbildung 5.16 wurde dazu auf „1“ normiert. Diese Normierung entspricht quasi einer Umrechnung in Transmissionswerte wenn man davon ausgeht, dass ein Lyotfilter bei fester Wellenlänge für gewisse Winkel  $\gamma$  keine Verluste erzeugt. Die Messung eines Referenzsignals ohne Lyotfilter für eine korrekte Umrechnung in Transmissionswerte war praktisch nicht durchführbar. Hierzu wäre ein Ausbau des Elements aus dem Verstärker nötig, welcher die Nachjustage eines Endspiegels am Verstärker erzwungen hätte. Die dadurch geänderten Versuchsbedingungen schließen eine Referenzmessung aus.



**Abb. 6.4:** Gemessene (schwarz, aus Abb. 5.16) und der berechnete (rot) Transmission eines Lyotfilters (Quarz, 2 mm,  $\alpha_{\text{Br}}$ ) bei  $\lambda_{\text{Seed}}=1029,80$  nm nach 17 Umläufen im regenerativen Verstärker. Die Darstellung erfolgt in Abhängigkeit vom Drehwinkel  $\gamma$ .

Der Vergleich zeigt eine semi-quantitative Übereinstimmung von Theorie und Experiment für das Verhalten des Verstärkers mit Lyotfilter. Die großen Fehlerbalken der Messung sind eine Folge des komplexen Messaufbaus im Verstärker. Die Maxima der Messwerte im Winkelbereich zwischen  $15^\circ$  und  $75^\circ$  stimmen sowohl in ihrer Signalhöhe als auch bezüglich ihres Winkels innerhalb der Fehlergrenzen mit den Transmissionswerten aus dem Modell überein. Bemerkenswert ist, dass sogar die schwachen Nebenmaxima bei  $53^\circ$  und  $64^\circ$  korrekt vorausgesagt werden.

Der Messwerteverlauf zwischen  $74^\circ$  und  $90^\circ$  entspricht qualitativ der theoretischen Erwartung, weist allerdings geringere Werte auf. Dies ist mit hoher Wahrscheinlichkeit die Folge einer Leistungsdrift am Verstärker. Vermutlich hat sich während der Messung die Wellenlänge des Seedlasers aufgrund von thermischen Effekten unbemerkt um einen freien Spektralbereich des Etalons geändert. Ein solches Verhalten wurde bei verschiedenen Experimenten mehrfach beobachtet. Die Folge wäre eine geringfügig andere Verstärkung, die eine geringere Ausgangsleistung im Bereich um  $\gamma = 90^\circ$  erklären würde. Es kann ausgeschlossen werden, dass die Transmission für  $90^\circ$  tatsächlich einen geringeren Wert als 1 erreicht, wenn man einfache Plausibilitätsüberlegungen anstellt:

1. Nach Abbildung 5.1 bzw. einer anschaulichen Überlegung führen die Spezialfälle  $\gamma = 0^\circ$  und  $\gamma = 90^\circ$  zu keiner räumlichen Aufspaltung des Strahls am Lyotfilter, da das Licht entweder rein außerordentlich oder rein ordentlich polarisiert ist<sup>10</sup>.
2. Eine Veränderung der Polarisation am Lyotfilter ist die Folge einer Aufspaltung in ordentlichen und außerordentlichen Strahl. Die Aufteilung wird durch die Lagebeziehung zwischen Hauptebene und Polarisationssebene definiert.
3. Das Licht, das zum ersten mal das Lyotfilter erreicht, besitzt parallele Polarisation.
4. Nach Gleichung (2.15) erreicht die Transmission von parallel polarisiertem Licht an Grenzflächen immer den Wert 1 im Brewsterwinkel.

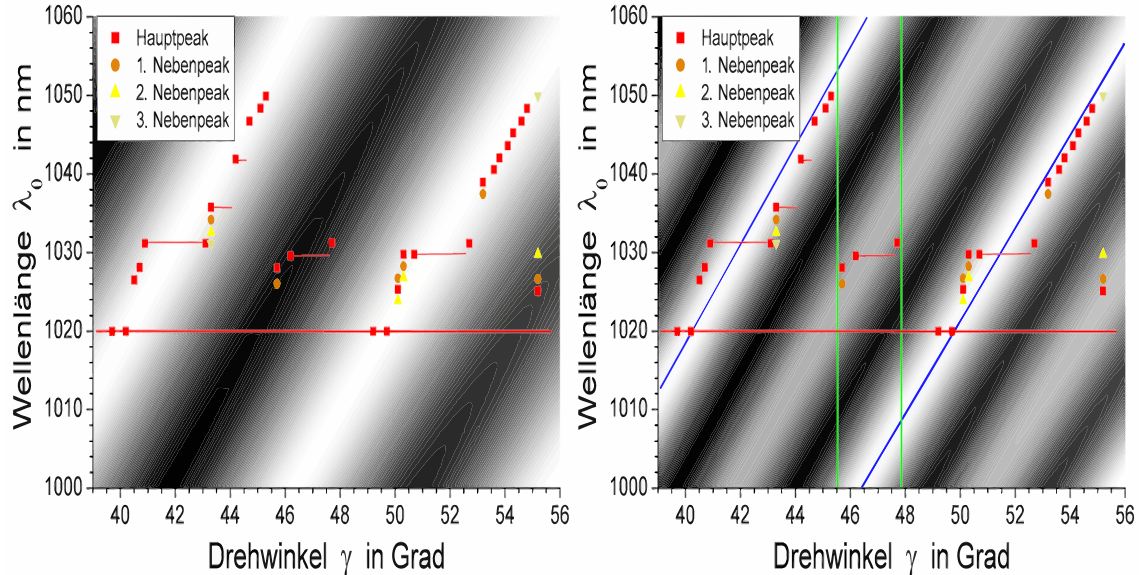
Aus (1.) folgt mit (2.), dass sich die Polarisation des Lichtes für  $\gamma = 0^\circ$  und  $\gamma = 90^\circ$  bei einem Durchgang nicht ändert. Sie ist unter Berücksichtigung von (3.) für alle Zeiten parallel zur Einfallsebene des Lyotfilters orientiert. Schließlich folgt mit (4.), dass die Transmission in diesem Falle immer den maximal möglichen Wert von 1 haben muss. Die Argumentation lässt sich auf beliebig viele Durchgänge anwenden.

Nach diesen Überlegungen muss auch der Messwerteverlauf in Abbildung 6.4 zwischen  $0^\circ$  bis  $12^\circ$  kritisch hinterfragt werden. Er weist die größte Abweichung von der ansonsten sehr gut übereinstimmenden Berechnung auf und suggeriert eine Transmission von 0 in diesem Bereich, was im Widerspruch zu der obigen Überlegung steht. Ursache ist mit hoher Wahrscheinlichkeit ein unterbrochener Strahlengang im Verstärker, der vermutlich durch die exzentrische Bewegung der Filterfassung des rechteckigen Lyotfilters verursacht wurde. Die Justage und der Beginn der Messung erfolgte bei  $\gamma = 90^\circ$ , wobei die längere Seite des Filters parallel zur Einfallsebene lag. Die Abschattung begann bei  $12^\circ$  und war bei  $9^\circ$  bereits vollständig. Die ohnehin geringe Ausdehnung der Lyotfilteroberfläche ( $19\text{ mm} \times 25\text{ mm}$ ) wurde für den Strahl zusätzlich eingeschränkt durch die mechanische Halterung im Drehversteller und den Strahlversatz im Lyotfilter selbst. Jeder dieser Punkte erschwerte den Einbau des Lyotfilter in den Verstärker und erhöhte die Wahrscheinlichkeit für eine Unterbrechung des Strahls bei kleinen Drehwinkeln.

Beim Einsatz des Lyotfilters als wellenlängenselektives Element im Verstärker fällt wegen der Periodizität der Transmission des Filters regelmäßig auch das Maximum der Verstärkungscharakteristik in ein Transmissionsmaximum. Dies führt zu unerwünschter spontaner Emission (ASE) aus dem Verstärker und soll mit Hilfe des Matrixmodells diskutiert werden. Abbildung 6.5 zeigt einen Vergleich der Messung aus Abbildung 5.22

<sup>10</sup> Die Definition von  $\gamma$  in Glg. (4.5) sieht vor: Strahl rein außerordentlich  $\Leftrightarrow \gamma = 0^\circ$ .

mit zwei berechneten Transmissionsverläufen aus dem Modell. Bei der Messung wurde der Durchstimmcharakter der ASE analysiert. Transmissionsäste am Lyotfilter in der Nähe von  $\gamma = 45^\circ$  bilden durch ihren steilen Verlauf und die unmittelbare Nähe zu globalen Transmissionsminima die wirkungsvollste Art der selektiven Wellenlängenunterdrückung (Vgl. Abb. 2.11 bzw. [9]). Daher wurde die Messung auf einen Winkelbereich von  $39^\circ$  bis  $56^\circ$  beschränkt.



**Abb. 6.5:** Verschiebung der ASE-Wellenlänge für eine feste Seedlaserwellenlänge von  $1020\text{ nm}$  bei Variation des Lyotfilterwinkels  $\gamma$  vor dem Hintergrund der modellierten Transmission in Graustufen. Je heller der Bereich ist, umso höher ist seine Transmission. Für die Grafik links wurde ein Einfachdurchgang berechnet, für rechts ein Doppeldurchgang.

Ein großer Vorteil bei der Untersuchung der ASE ist, dass sie anders als der manuell einstellbare Seedlaser immer die aktuelle Wellenlänge der maximalen Verstärkung anzeigt. Ist der Seedlaser ausgeschaltet, oder wie in diesem Beispiel ausreichend schwach bei  $1020\text{ nm}$  präsent (rot durchgezogene Linie), kann er für die Diskussion der ASE weitestgehend vernachlässigt werden.

Der Vergleich beider Grafiken bestätigt die Annahme, dass das Transmissionsverhalten eines Lyotfilters im Verstärker bei Berechnung eines Einfachdurchgangs nicht ausreichend beschrieben werden kann. In der Grafik links treten ASE-Signale u.a. dort auf, wo das Lyotfilter eine Transmission von nahezu 0 haben müsste. Das Vorkommen von ASE in diesen Bereichen ist erst durch die Nebenmaxima zu erklären, die bei einem Doppeldurchgang entstehen. Wendet man sich daher ausschließlich der rechten Grafik mit dem Doppeldurchgang zu, so zeigt sich bei genauerer Betrachtung ein weiterer interessanter Effekt: Die ASE verläuft nicht streng entlang dem Maximum der Transmission (blaue Linien), sondern unterhalb von  $1030\text{ nm}$  etwas linksseitig und oberhalb etwas rechtsseitig. Bei  $1030\text{ nm}$  verharrte die ASE sogar am selben Ort über einen Winkelbereich von mehr als  $2,2^\circ$ .

Jedes dieser Ergebnisse, welches allein durch die Transmission des Lyotfilters nicht zu begründen gewesen wäre, kann durch den zusätzlichen Einfluss der Verstärkungskurve des Yb:YAG-Lasers erklärt werden. Der Effekt wurde bereits am Beispiel von Abb. 6.3

diskutiert: Das Maximum der Leistung nach dem Doppeldurchgang am Lyotfilter befand sich nicht am Maximum der Lyotfiltertransmission, sondern verschob sich unter dem Einfluss der Verstärkungskurve des Seedlasers in Richtung  $1030\text{ nm}$ . Dasselbe kann in Abbildung 6.5 für jede der beteiligten Wellenlängen beobachtet werden. Das Emissionsmaximum bei  $1030\text{ nm}$  scheint darüber hinaus so stark ausgeprägt zu sein, dass die ASE bei  $1030\text{ nm}$  sogar zeitweise bei einem der deutlich abgeschwächteren Nebenmaxima auftrat, sobald die Verstärkung für Wellenlängen entlang der Bereiche mit maximaler Transmission zu schwach wurde.

Abbildung 6.5 (rechts) ermöglicht eine Abschätzung des Wellenlängenbereiches, in welchem die ASE eine Verstärkung des Seedlasers nicht behindert. Dazu wurden aus den Grenzbereichen der ASE im Nebenmaximum je eine (grüne) Linie parallel zur Wellenlängenachse ( $\gamma = \text{const.}$ ) gezogen. Der durch diese Linien eingeschlossene Winkelbereich ( $\gamma \in 45,6^\circ \dots 47,8^\circ$ ) kann nicht für die Selektion der zu verstärkenden Pulse benutzt werden. Aufgrund der Emissionscharakteristik von  $\text{Yb:YAG}$  ist die Verstärkung der ASE im Nebenmaximum höher, als eine Verstärkung auf den Ästen mit maximaler Transmission am Lyotfilter. Daher kann man in Abbildung 6.5 an den Schnittpunkten der grünen Linien mit den blauen den groben Wellenlängenbereich einer ASE-freien Verstärkung ablesen. Er erstreckt sich in etwa von  $(1010 \pm 2)\text{ nm}$  bis  $(1052 \pm 1)\text{ nm}$ . Dabei lässt sich die obere Grenze durch Extrapolieren der ASE-Werte aus unmittelbarer Nähe genauer voraussagen.

Die Präsenz der ASE bei  $1030\text{ nm}$  über einen Winkelbereich von  $2,2^\circ$  kann sich als problematisch erweisen, wenn es darum geht, sie für Seedlaserwellenlängen nahe  $1030\text{ nm}$  zu unterdrücken. Offensichtlich konnte über diesen Verstellbereich die geänderte Transmission am Lyotfilter die Emission der ASE bei  $1030\text{ nm}$  nicht verschieben. Als Vergleich dazu muss man sich vor Augen führen, dass nicht mehr als  $\Delta\gamma = 5,5^\circ$  benötigt wurden, um das Maximum der Transmission in einem Bereich von  $1016\text{ nm}$  bis  $1051\text{ nm}$  zu verfahren!

**Fazit:** Gegebenenfalls muss ein Lyotfilter mit größerer Dicke ausgewählt werden, um den unwirksamen Verstellbereich von  $2,2^\circ$  bei  $1030\text{ nm}$  stärker einzuschränken. Dies würde allerdings zwangsläufig dazu führen, dass sich der beschriebene Durchstimmbereich verringert, da mit zunehmender Dicke die „Äste“ der Transmission enger zusammenrücken und die Gefahr besteht, dass die ASE auf einen benachbarten Transmissionsast im Durchstimmbereich ausweicht. Eine Verbesserung der Situation könnte durch ein dickeres Lyotfilter vermutlich nur erreicht werden, wenn es gelänge die Zwischenmaxima aus der Transmissionsfunktion zu beseitigen. Im einfachsten Falle würde man dies durch den zusätzlichen Einbau eines TFPs hinter dem Lyotfilter erreichen, das unter dem Brewsterwinkel alle senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahlanteile aus dem Verstärker auskoppelt. Eine etwas aufwendigere Alternative wäre der Einsatz eines doppelstufigen Lyotfilters.

### 6.1.3 Bewertung der Modellrechnungen

Das Matrixmodell beruht auf dem Konzept der geometrischen Optik. Abgesehen davon, liegen den Berechnungen lediglich zwei Näherungsannahmen zugrunde:

1. *Es wird davon ausgegangen, dass der Vektor der Polarisation  $\vec{P}$  stets senkrecht auf dem  $\vec{k}$ -Vektor steht.* In Wirklichkeit gilt diese Annahme nur für optisch isotrope Medien. Das doppelbrechende Lyotfilter ist ein anisotropes Medium.
2. *Bei der Berechnung des Brewsterwinkels wird von einer effektiven Brechzahl  $n_{\text{eff}}$  ausgegangen.* Tatsächlich kann der Brewstereinfallswinkel immer nur für einen der beiden Teilstrahlen im Kristall eingestellt werden.

Es wurden Überlegungen angestellt die zum Ziele hatten, die tatsächliche Polarisationslage im Kristall zu berücksichtigen (erste Näherung). Allerdings sind die Vergleiche des aktuellen Modells mit den Experimenten in ihrer Übereinstimmung so überzeugend, dass keine signifikanten Veränderungen infolge einer Implementierung zu erwarten sind. Abgesehen davon, stellte sich das Vorhaben als sehr aufwendig heraus und wurde in keiner der Veröffentlichungen [19] und [26] zum Transmissionsverhalten von Lyotfiltern bisher berücksichtigt.

Die Problematik des Brewsterwinkels hingegen lässt nur Spielraum für Kompromisslösungen. Abgesehen davon, dass die Brewsterbedingung immer nur auf einen der beiden Teilstrahlen im Kristall zutrifft, kommt erschwerend hinzu, dass beim außerordentlichen Strahl streng genommen für jeden Drehwinkel  $\gamma$  ein neuer Brewsterwinkel eingestellt werden müsste. Die relativen Änderungen des Brewsterwinkels zwischen zwei benachbarten Messwerten  $f(\gamma)$  würden sich jeder Einstellgenauigkeit entziehen und den experimentellen Aufwand enorm erhöhen. Deshalb wurde ein mittlerer Winkel anhand einer effektiven Brechzahl ausgewählt, der ein Kompromiss aus allen Brewsterwinkeln innerhalb einer Messreihe darstellt. Er ermöglicht dem Anwender, das Optimum eines festen Einfallswinkels einzustellen.

Zusammenfassend kann man das Modell folgendermaßen beurteilen: Trotz der Vereinfachungen ließ sich das Laser-Verstärker-System erfolgreich beschreiben. Dies wurde durch zahlreiche Vergleiche mit hervorragenden Übereinstimmungen zwischen Modell und Experiment belegt. Die Berechnungen beschreiben mit hoher Genauigkeit den Ausgang eines beliebigen Transmissionsexperimentes an einem einachsigen doppelbrechenden Kristall. Die Berechnung von Mehrfachdurchgängen wurde erst durch den Einsatz komplexwertiger Matrizen möglich. Ein großer Erfolg ist außerdem die Anwendbarkeit der Voraussagen auf die Experimente am ADL. Dabei dominierten die berechneten Eigenschaften des Lyotfilters in erwarteter Weise den Ausgang des Experimentes. Für semi-quantitative Aussagen genügte es daher, einen passiven Resonator ohne aktives Medium vorauszusetzen. Einflüsse der Verstärkungskurve des Lasermediums zeigten sich am Beispiel von Abbildung 6.5 als Abweichung vom Maximum der berechneten Transmission eines passiven Resonators. Die Abweichungen konnten vollständig erklärt und diskutiert werden.

## 6.2 Diskussion der Experimente am ADL-System

### 6.2.1 Charakterisierung des ADL-Systems

Bevor die Ergebnisse zur Erweiterung des Verstärkungsbereichs diskutiert werden, soll zunächst auf den Ausgang der Voruntersuchungen am ADL-System eingegangen werden.

**1. Seedlaser:** Ausgangsleistung und Durchstimmbereich des Seedlasers hängen ab von der Beschaffenheit des aktiven Mediums (Material, Dotierung, ...), der Pumpquelle (Wellenlänge, Leistung  $P_{\text{pump}}$ ) und den resonatorinternen Verlusten (Spiegelreflektivitäten, Wellenlängenselektive Elemente, ...). In einer früheren Diplomarbeit am IPHT aus dem Jahre 2002 ([9]) wurde bereits ein baugleicher Scheibenlaser untersucht, allerdings bei verschiedenen Pumpleistungen und Reflektivitäten des Auskoppelspiegels. Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit der Verstärkungskurve aus Abbildung 5.8 zeigt, dass die größte Übereinstimmung hinsichtlich Form und Verlauf bei einer Reflektivität von 99% am Auskoppelspiegel auftritt. Dies bestätigt, dass auch der Seedlaser des ADL einen Auskoppler mit 99%iger Reflektivität besitzt. Trotzdem ergaben sich deutliche Unterschiede bzgl. maximaler Ausgangsleistung  $P_{\text{max}}$  und Durchstimmbereich. Sie sind in folgender Tabelle zusammengefasst:

**Tab. 6.1:** Durchstimmbereich und Ausgangsleistung aus Messungen am Seedlaser im Vergleich mit verschiedenen Ergebnissen von [9] bei 99%iger Reflektivität des Auskoppelspiegels.

verwendeter Laser	$P_{\text{pump}}$	$\lambda_{\text{min}}$	$\lambda_{\text{max}}$	$P_{\text{max}}$
Seedlaser vom ADL	37 W	1005,56 nm	1052,45 nm	3,48 W
Scheibenlaser aus [9]	35,5 W	1010 nm	1060 nm	$\approx 5,8$ W
Scheibenlaser aus [9]	16,1 W	1018 nm	1055 nm	$\approx 2,35$ W

Die Gegenüberstellung veranschaulicht, dass die Messungen aus [9] bei annähernd gleicher Pumpleistung deutlich mehr Ausgangsleistung erreichten und der Durchstimmbereich bis 1060 nm anstieg. Der größere Wellenlängenbereich ist zum Teil Folge der höheren Ausgangsleistung, wie eine Vergleichsmessung aus [9] mit entsprechend weniger Leistung zeigt. Es ist unwahrscheinlich, dass das erheblich geringere Leistungssignal am Seedlaser ausschließlich auf eine unzureichende Justage der Bauelemente zurückzuführen ist. Möglicherweise waren die Systeme von Anfang an nicht vollkommen gleichwertig. Darüber hinaus könnte die Ausgangsleistung aufgrund von Alterungserscheinungen an Pumpdioden, AR- und HR-Beschichtungen, Pumpoptik und Scheibenmaterial über einen Zeitraum von fünf bis sechs Jahren zurückgegangen sein. Hierfür spricht auch, dass derart hohe Ausgangsleistungen am Scheibenlaser, welcher in [9] vermessen wurde, mittlerweile nicht mehr erreicht werden.

**2. Regenerativer Verstärker:** Die Wellenlängenbereiche, in denen Pulse des Seedlasers am unmodifizierten ADL-System verstärkt werden konnten, wurden anhand von Abbildung 5.15 untersucht. Bei einer Pumpleistung von 114 W an der Verstärkerscheibe war eine ASE-freie Verstärkung auf eine Pulsenergie von 1 mJ zwischen 1024,87 nm und 1025,05 nm bzw. zwischen 1026,53 nm und 1032,62 nm möglich. Außerhalb eines Spektralbereiches von 1022,08 nm bis 1035,03 nm nahm der Seedpuls stets weniger als

1 % des gesamten Spektrenintegrals in Anspruch. Ohne einen signifikanten Anteil des zu verstärkenden Seedlaserpulses im Spektrum, benötigte der Verstärker erwartungsgemäß immer die gleiche Zeit um  $1 mJ$  an Pulsenergie aus der ASE zu generieren. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 5.14 anhand der konstanten Umlaufzahlen in den spektralen Randbereichen wiedergegeben.

Auf den zeitlichen Pulsverlauf und seine Halbwertsbreite von ca.  $9 ns$  hatten die mehrfachen Umläufe im Verstärker nach Abbildung 5.13 wegen der hohen Schmalbandigkeit der Strahlung ( $< 1 pm$ ) keinen messbaren Einfluss. Die in Abbildung 5.12 dargestellten Messungen mit und ohne ASE zeigen einen nahezu identischen Pulsaufbau bei  $1033 nm$  im Verstärker. Im Gegensatz zur grauen Messung, konnte während der schwarzen Messung die ASE mit dem verstärkerinternen Lyotfilter unterdrückt werden. ASE und Seedpuls wuchsen im Verstärker exponentiell an. Während des Pulsaufbaus trat die ASE als cw-Anteil verzögert in Erscheinung, wuchs dann aber schneller an als der Seedpuls. Vergleicht man die Signalhöhen des umlaufenden Seedpulses beider Messungen, so sind sie bis auf den Offset der ASE nahezu identisch. Dies ist ein Beleg dafür, dass die Wechselwirkung zwischen ASE und Puls während der Messung schwach bzw. vernachlässigbar war. Weiterhin führte die Messung mit ASE (grau) zu einer Pulsenergie von  $0,6 mJ$  am Verstärker, während die Messung ohne ASE eine Pulsenergie von lediglich  $0,21 mJ$  ergab. In diesem Beispiel ist der spontanen Emission im Verstärker somit etwa 65 % der Pulsenergie zuzuschreiben. Dieser Wert konnte auch anhand der jeweiligen Flächenanteile im zugehörigen Spektrum bestätigt werden. Der zeitliche Abstand von  $\tau = 44,95 ns$  zwischen Puls und Folgepuls in Abbildung 5.13 entspricht genau dem doppelten Lichtweg zwischen den beiden Endspiegeln M1 und M2 des Resonators. Demzufolge hat der Verstärker eine optische Länge von

$$L = \frac{1}{2}\tau c \approx 6,73 m. \quad (6.1)$$

Dieses Ergebnis stimmt mit der Resonatorauslegung von Abbildung 3.8 überein. Die Dauer von  $2063 ns$ , in welcher der Puls aus Abbildung 5.13 im Verstärker eingeschlossen war, entspricht wegen  $\tau$  demnach 45 Umläufen.

Im Vergleich zu dem  $\Delta t_{\text{Puls}} = 9 ns$  andauernden Seedpuls besitzt die ASE eine etwa fünfmal so große zeitliche Länge (nämlich  $\Delta t_{\text{ASE}} = \tau = 44,95 ns$ ), da der Resonator des Verstärkers einen vollen Umlauf benötigt, um sich zu entleeren. Aus den Pulsenergien kann das zugehörige Verhältnis der Spitzenleistung von Puls zu ASE abgeschätzt werden. Angenommen beide Signale besäßen für ihre volle Dauer eine konstante Leistung (zeitliche Rechteckform), dann gilt für das Verhältnis ihrer Spitzenleistungen:

$$\frac{\hat{P}_{\text{Puls}}}{\hat{P}_{\text{ASE}}} \approx \frac{\Delta t_{\text{ASE}}}{\Delta t_{\text{Puls}}} \cdot \frac{\bar{E}_{\text{Puls}}}{\bar{E}_{\text{ASE}}} \approx 5 \cdot \frac{\bar{E}_{\text{Puls}}}{\bar{E}_{\text{ASE}}} \quad (6.2)$$

Die Überprüfung dieser Annahme erfolgt anhand der Messungen aus Abbildung 5.12. Für das Verhältnis der Spitzenleistungen wird das Signalverhältnis zur Zeit des letzten Pulses gebildet.

$$\frac{\hat{P}_{\text{Puls}}}{\hat{P}_{\text{ASE}}} \approx \begin{cases} \frac{(76,6-21,5) mV}{21,5 mV} \approx \mathbf{2,56} \\ 5 \cdot \frac{\bar{E}_{\text{Puls}}}{\bar{E}_{\text{ASE}}} \approx 5 \cdot \frac{0,21 mJ}{(0,60-0,21) mJ} \approx \mathbf{2,69} \end{cases}$$

Die Werte der Verhältnisse liegen für eine Abschätzung sehr nah beieinander. Die Abweichung beläuft sich auf nur ca. 5 %.



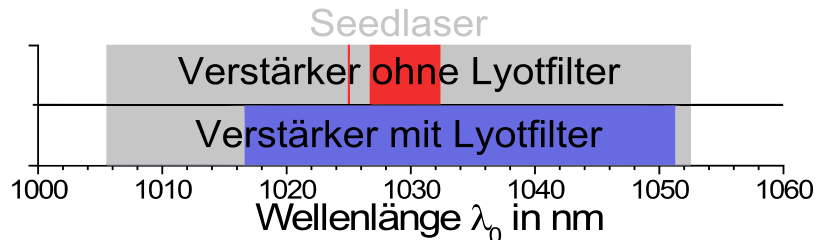
**Spektrometer:** Bei der Vermessung der Verstärkerspektren mit Lyotfilter trat in Verbindung mit einem Einschuss auf der Verstärkerscheibe ein ungeklärter Untergrund auf (Vgl. Abb. 5.21). Dieser erstreckte sich über viele Nanometer bzw. Kanäle im Spektrometer. Seine Berücksichtigung bei der automatisierten Spektrenauswertung ist die Ursache für die scheinbare Zunahme der ASE in Abbildung 5.17 und 5.20. Untersuchungen zur Herkunft dieses Untergrundes sind im Folgenden zusammengestellt worden:

1. Ein Verstärkerspektrum bei 1 W Ausgangsleistung und mit einem einzigen Peak (ohne Untergrund) wurde mit einem 1 W-Spektrum mit Untergrund verglichen. Letzteres führte zu einer Übersteuerung des Spektrometersignals am Ort des Peaks, obwohl dieselbe Strahlungsleistung vorlag und daher eher ihre Verteilung auf den breitbandigen Untergrund zu erwarten war. Es ist davon auszugehen, dass der Leistungsanteil im Peak gleichgeblieben ist. Demnach entspricht der Untergrund des Spektrometers keiner äquivalenten Strahlungsleistung und sorgt lediglich für einen variablen Offset der Signale im Spektrum.
2. Ohne Seedlaserpuls im Verstärker verschwanden alle Signale am Spektrometer, einschließlich des Untergrundes. Folglich ist der Untergrund kein ASE-Signal, welches unabhängig vom Seedpuls im Verstärker entsteht und sich über mehrere Umläufe hinweg verstärken würde. Auch Hintergrundstrahlung aus dem Labor kann somit als Ursache ausgeschlossen werden.
3. Der Untergrund trat auf bzw. verstärkte sich irreversibel nach einem Einschuss auf der Verstärkerscheibe. Eventuell handelt es sich um eine Veränderung der Modenstruktur oder um Streulicht, entstanden durch eine punktuell zerstörte AR-Schicht an der Scheibenoberfläche.
4. Spektren des Seedlasers, die anschließend aufgenommen wurden, zeigten denselben Untergrund (Vgl. Abb. 5.9). Der Laserstrahl wurde hierfür allerdings durch den ungepumpte Verstärker und erst anschließend in das Spektrometer geleitet. Ein ähnlicher Untergrund wurde ebenfalls in unabhängigen Seedlaserpektren bei früheren Arbeiten mit demselben Spektrometer beobachtet [28]. Dabei wurde in anderen, sehr hochauflösenden Gitterordnung gemessen. Ein Untergrund deutete sich auf anderen Kanälen, jedoch bei denselben Wellenlängen an.

Die Herkunft des Untergrundes konnte bislang nicht eindeutig geklärt werden. Es erscheint unwahrscheinlich, dass der Untergrund ein realer Anteil des Laserspektrums ist. Ob der Untergrund jedoch allein auf eine Unzulänglichkeit im Spektrometer zurückzuführen ist, bleibt fragwürdig. Dagegen spräche der Einfluss des Defektes auf der Scheibe. Die Untersuchung mit einem anderen Spektrometer könnte weitere Erkenntnisse über die Ursache des Untergrundes liefern. Für die Unterdrückung spontaner Fluoreszenzen im Verstärker genügt es jedoch belegt zu haben, dass der Hintergrund nach (2.) eindeutig keine Folge der ASE im Verstärker ist.

### 6.2.2 Spektrale Erweiterung des Verstärkungsbereiches

Durch den Einbau eines 2 mm dicken Lyotfilters aus Quarz in den Verstärker des ADL ist es gelungen, den Wellenlängenbereich einer ASE-freien Verstärkung mehr als zu vervierfachen. Abbildung 6.6 veranschaulicht die Ausdehnung der Bereiche, in denen mit dem Verstärker eine Pulsenergie von 1 mJ experimentell erreicht worden ist. Es kann der Ausgangszustand (rot) mit dem Endresultat (blau) vor dem Hintergrund des Seedlaserspektrums (grau) verglichen werden.

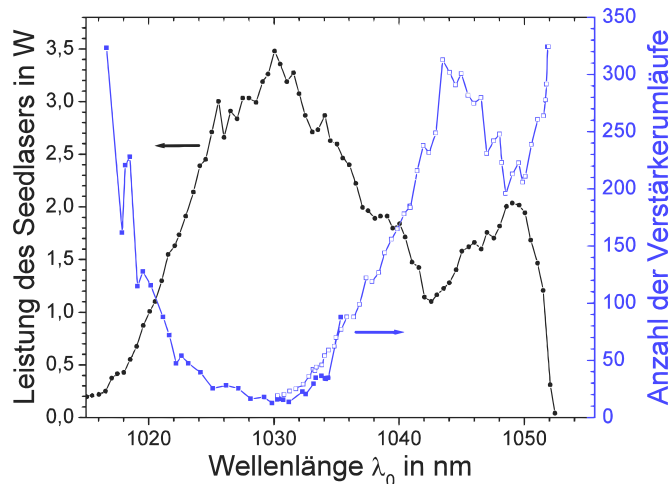


**Abb. 6.6:** Wellenlängenbereiche mit einer Verstärkung auf mindestens 1 mJ Pulsenergie vor dem Hintergrund des Seedlaserspektrums in grau (nach Abb. 5.8). Der Ausgangszustand ist rot dargestellt (nach Abb. 5.15), der Verstärkungsbereich nach Einbau des Lyotfilters blau (nach Abb. 5.20).

Der Seedlaser gibt die obere Schranke des zu erreichenden Verstärkungsbereiches vor. Anders als beim rot dargestellten Ausgangszustand wird die Grenze des blau gekennzeichneten Verstärkungsbereiches nicht durch auftretende ASE limitiert, sondern durch die begrenzte Anzahl von Umläufen, die im Verstärker derzeit möglich sind. Demnach wird die geforderte Pulsenergie von 1 mJ nur oberhalb eines gewissen Schwellwertes der Verstärkung im regenerativen Verstärker erreicht. Ein Blick auf das Emissionsspektrum des Seedlasers (Abb. 5.8) zeigt, weshalb der erreichte Verstärkungsbereich (blau) der maximalen Wellenlänge des Seedlasers deutlich näher kam als dessen minimaler Wellenlänge. Die Emission des Seedlasers ging oberhalb von 1050 nm schlagartig zurück, während sie über einen weiten Bereich zwischen 1016 nm und 1005 nm auf konstant (zu) niedrigem Niveau verblieb. Es ist davon auszugehen, dass die Verstärkung des regenerativen Verstärkers einen ähnlichen spektralen Verlauf besitzt, wie Abbildung 5.8. Demnach konnte die geforderte Pulsenergie bei (zu) geringen Verstärkungen (für  $\lambda_{\text{Seed}} \leq 1016 \text{ nm}$ ) und einer limitierten Anzahl von Umläufen nicht erreicht werden.

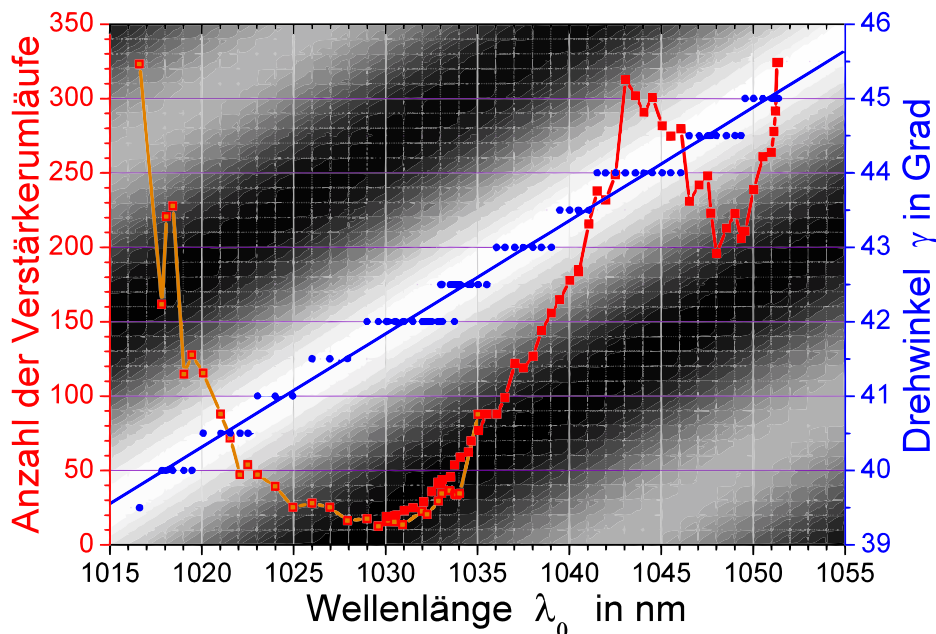
Die Emission des Seedlasers kann tatsächlich ein Anhaltspunkt für die zu erwartende Verstärkung sein, wenn sowohl Seedlaser als auch Verstärker das gleiche aktive Material besitzen. In Abbildung 6.7 ist dargestellt, in welchem Umfang die Anzahl der Umläufe im Verstärker mit der Ausgangsleistung des Seedlasers korreliert.

Es ist zu erkennen, dass bei einer fest vorgegebenen Pulsenergie von 1 mJ die Umlaufzahl des Verstärkers qualitativ umgekehrt zu der Leistungskurve des Seedlasers verläuft. Damit wird die logische Konsequenz veranschaulicht, dass Pulse bei Wellenlängen mit hoher Verstärkung weniger Umläufe im regenerativen Verstärker benötigen, um eine gewünschte Energie zu erreichen, als diejenigen bei geringer Verstärkung. Während beide Graphen hinsichtlich der Position ihrer Extrema relativ gut übereinstimmen, unterscheiden sie sich etwas in der Form ihres Verlaufs. Grund dafür sind die unterschiedlichen Bedingungen, die im Seedlaser und im Verstärker vorherrschen (cw  $\leftrightarrow$  gepulst;  $2 \times$  Scheibendurchgang/Umlauf  $\leftrightarrow$   $8 \times$  Scheibendurchgang/Umlauf; unterschiedliche resonatorinterne Verluste; ...).



**Abb. 6.7:** Gegenüberstellung der Verstärkungskurve des Seedlasers (Abb. 5.8) und der gemessenen Umlaufanzahl im Verstärker (Abb. 5.19) für eine konstante Pulsenergie von 1 mJ aus dem Verstärker.

In Abbildung 6.8 ist dargestellt, mit welchen Parametern der erweiterte Verstärkungsbereich in Abbildung 6.6 ermöglicht wurde. Zu jeder Wellenlänge sind Umlaufanzahl und Drehwinkel am Lyotfilter angegeben, die bei 114 W Pumpleistung für 1 mJ Pulsenergie benötigt wurden. Als Kontrolle für die Übereinstimmung zwischen dem Modell und dem Experiment ist im Hintergrund die berechnete Transmission am Lyotfilter als Graustufendarstellung in Abhängigkeit von Wellenlänge und Drehwinkel abgebildet.



**Abb. 6.8:** Umlaufzahl im Verstärker (rot) und Drehwinkel des Lyotfilters (blau) (Abb. 5.18), um mit einer Pumpleistung von 114 W eine Pulsenergie von 1 mJ am Verstärkerausgang zu erzeugen. Im Hintergrund ist die aus dem Modell berechnete Transmission am Lyotfilter in Graustufen dargestellt (Doppeldurchgang).

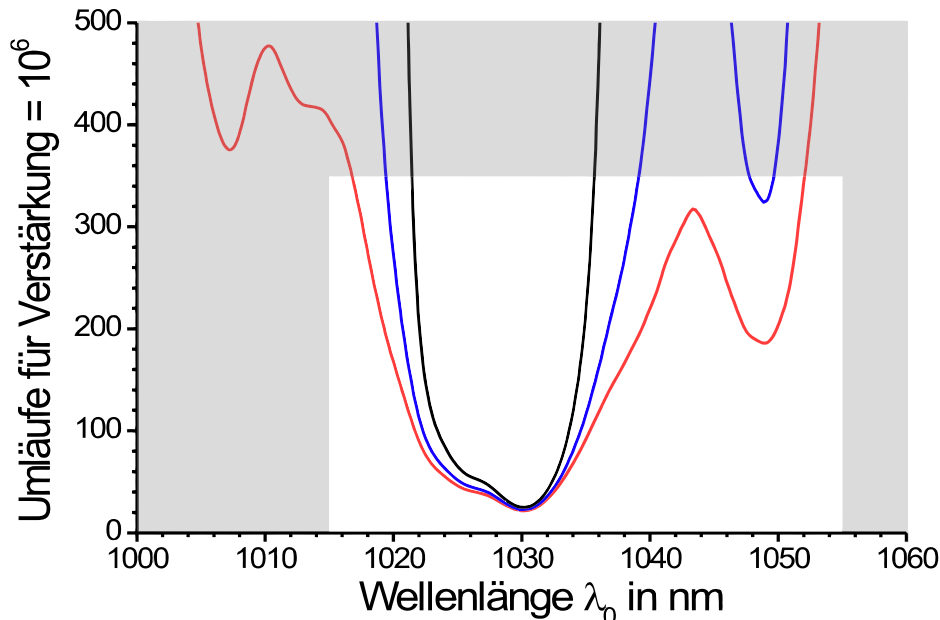
Die blauen Messpunkte des Lyotfilterwinkels liegen ausnahmslos in Bereichen mit einer hohen Transmission am Lyotfilter. Trotz hoher Einstellgenauigkeit am motorisch gesteuerten Piezoversteller sind die diskreten Sprünge von  $\Delta\gamma = 0,5^\circ$  auf die gerin-

ge Ablesegenauigkeit bei manueller Verstellung zurückzuführen. Im Bereich zwischen  $1030\text{ nm}$  und  $1035\text{ nm}$ , wo sich zwei Messungen überlagerten, führte der hohe Ablesefehler sogar zu „doppelten“ Messwerten. Eine lineare Regression der Messpunkte (als blaue Linie eingezeichnet) kommt den optimalen Werten des Lyotfilterwinkels am nächsten und gibt den Grad der Übereinstimmung mit dem Hintergrund noch besser wieder:

$$\gamma(\lambda_0) = A \cdot \lambda_0 + B \quad \text{mit:} \quad A = (0,152 \pm 0,002)^\circ/\text{nm} \\ B = (-115 \pm 2)^\circ$$

Anhand dieser empirischen Formel kann der Winkel des verstärkerinternen Lyotfilters in Zukunft auf einfache Weise an die Wellenlänge des Seedlasers angepasst werden. Die in Abbildung 6.8 benötigten Umläufe im Verstärker sind ein guter Ausgangspunkt für zukünftige Messungen mit dem ADL. Ihre Reproduzierbarkeit hängt jedoch stärker vom Justierzustand des Verstärkers ab, als die des Lyotfilterwinkels. Künftige Umlaufzahlen könnten daher ggf. etwas von den angegebenen Werten abweichen. Dies ist bereits in Abbildung 6.8 als Unterschied im Überlappungsbereich der Messungen zwischen  $1030\text{ nm}$  und  $1035\text{ nm}$  zu beobachten.

Die in Abb. 6.8 dargestellten Umlaufzahlen führten zu einer Verstärkung der Pulsenergie in der Größenordnung von  $10^5$  bis  $10^6$ . Modellrechnungen am IFSW in Stuttgart befassten sich ebenfalls mit dem regenerativen Scheibenlaserverstärker [29]. Berechnet wurde u.a. die Anzahl der Umläufe, die für eine  $10^6$ -fache Verstärkung in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Seedlasers benötigt werden. Das Ergebnis ist für drei verschiedene Umlaufverluste in Abbildung 6.9 zu sehen. Wesentliche Voraussetzungen und Annahmen können der Bildunterschrift entnommen werden.



**Abb. 6.9:** Anzahl der Umläufe im Verstärker, die nötig ist, um eine Verstärkung von  $10^6$  zu erreichen. Für einen mit 10 at.% Yb dotierten YAG-Kristall (Dicke =  $150\text{ }\mu\text{m}$ ), bei dem sich 40 % der Yb-Ionen im angeregten Zustand befanden, wurden 3 verschiedene Umlaufverluste angesetzt (rot: 4 %; blau: 7 %; schwarz: 12 %) [29].

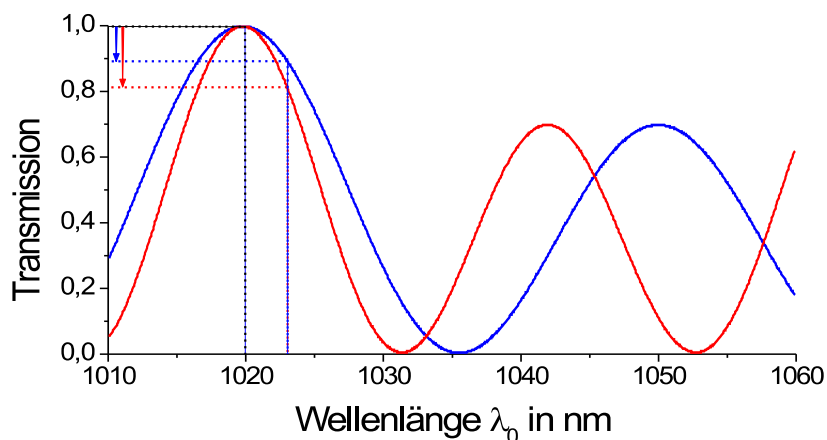
Für einen direkten Vergleich mit dem experimentellen Resultat wurde der Messbereich

aus Abbildung 6.8 in obiger Darstellung hell markiert. Geht man von Umlaufverlusten bei etwa 4% aus (rot), sind die Unterschiede zwischen Messung und Berechnung minimal. Man beachte insbesondere die quantitative Übereinstimmung der Umläufe bei nahezu allen Wellenlängen. Auch die lokalen Extrema bei  $1043,5 \text{ nm}$  und  $1049 \text{ nm}$  werden sehr gut beschrieben. Die Modellierung des Verstärkers aus [29] konnte anhand dieser Diplomarbeit erstmalig experimentell bestätigt werden.

Berechnungen aus [29] mit einem  $2 \text{ mm}$  dicken Quarzlyotfilter sagten ebenfalls schmale Wellenlängenbereiche bei  $1020 \text{ nm}$ ,  $1033,5 \text{ nm}$  und bei  $1052 \text{ nm}$  voraus, in denen sich die Unterdrückung der ASE als problematisch erweisen könnte. In Abbildung 5.20 wurde dies zumindest für die ersten beiden Bereiche experimentell bestätigt. Eine Überprüfung bei  $1052 \text{ nm}$  konnte aufgrund der Einschränkungen des Messbereiches nicht vorgenommen werden. Offensichtlich ist also ein  $2 \text{ mm}$  dickes Lyotfilter bei der Unterdrückung unerwünschter Fluoreszenzen im Verstärker nicht für alle Wellenlängen des Seedlasers geeignet.

Probleme bei der ASE-Unterdrückung mit einem Lyotfilter treten i.A. dann auf, wenn die spektrale Änderung der Verstärkung pro Umlauf im Transmissionsgebiet des Lyotfilters so groß ist, dass hohe Transmissionsverluste bei unerwünschten Wellenlängen durch noch höhere Verstärkungen überkompensiert werden. Dieses Problem kann durch das schmalere Transmissionsgebiet eines dickeren Lyotfilters gelöst werden, wie bereits im Abschnitt 6.1.2 (Fazit) erwähnt wurde.

Die folgende Abbildung stellt die Transmission eines  $2 \text{ mm}$ -Lyotfilters der eines  $2,66 \text{ mm}$  dicken Lyotfilters gegenüber.



**Abb. 6.10:** Spektrales Verhalten eines  $2 \text{ mm}$  dicken Quarzlyotfilters (blau) im Vergleich mit einem Lyotfilter der Dicke  $2,66 \text{ mm}$  (rot) für eine maximale Transmission bei  $1020 \text{ nm}$ , berechnet mit dem Matrixmodell nach einem Doppeldurchgang. Bei  $1023 \text{ nm}$  werden die unterschiedlichen Transmissionen miteinander verglichen.

Die Ausrichtung der Lyotfilter in Abb. 6.10 entspricht einer optimalen Transmission bei  $1020 \text{ nm}$ . Abbildung 5.21 zufolge, trat für  $\lambda_{\text{Seed}} = 1020 \text{ nm}$  die ASE bei  $1023 \text{ nm}$  auf. Das  $0,66 \text{ mm}$  dickere Lyotfilter hat bei dieser Wellenlänge bereits im Doppeldurchgang eine deutlich geringere Transmission (Faktor 0,88). Nach etwa typischen 200 Umläufen im Verstärker würde der Umrechnungsfaktor zwischen beiden Transmissionen bereits  $6 \cdot 10^{-11}$  betragen! Eine erfolgreiche Unterdrückung der ASE mit einem Lyotfilter der Dicke  $2,66 \text{ mm}$  wäre demzufolge deutlich wahrscheinlicher als bei der bisherigen Dicke von  $2 \text{ mm}$ . Abgesehen vom schmaleren Transmissionsgebiet hat ein dickeres Lyotfilter jedoch den Nachteil, dass sich Bereiche mit maximaler Transmis-

sion in kürzeren Wellenlängenabständen wiederholen. Auch diese Gegebenheit ist der Abb. 6.10 zu entnehmen. Der Abstand solcher Bereiche muss größer sein als der angestrebte Verstärkungsbereich, um eine hohe Transmission bei nur einer Wellenlänge sicherzustellen. Zumindest der störende Einfluss des Nebenmaximums könnte, wie bereits erwähnt, durch den Einbau eines zusätzlichen TFPs hinter dem Lyotfilter beseitigt werden. In diesem Falle wäre eine Dicke des Lyotfilters von  $2,66\text{ mm}$  vermutlich noch besser für die Unterdrückung der ASE geeignet, als die bisher erprobten  $2\text{ mm}$ .

**Fazit:** Die Experimente mit dem  $2\text{ mm}$  dicken Lyotfilter im Verstärker konnten den Verstärkungsbereich deutlich erweitern (siehe Abb. 6.6). War zuvor die ASE der begrenzende Faktor, sind es gegenwärtig zu geringe Verstärkungen, die den Wellenlängenbereich beschränken. Eine Verbesserung könnte einerseits erreicht werden, indem man einen Weg findet, die Anzahl der Umläufe im Verstärker weiter zu erhöhen. Andererseits wäre es vorteilhaft, eine größere Verstärkung pro Umlauf durch höhere Pumpleistungen an der Verstärkerscheibe zu erreichen.

In Wellenlängenbereichen, in denen sich die Verstärkung stark ändert, kann es trotz eines Lyotfilters im Verstärker vereinzelt zur Ausbildung von ASE kommen. Eine Möglichkeit, restliche ASE-Anteile zu unterdrücken wäre, das Transmissionsgebiet des Lyotfilters zu verkleinern. Dies könnte mit Quarzlyotfiltern dicker als  $2\text{ mm}$  erreicht werden. Wird die Dicke des Lyotfilters allerdings zu groß, schränkt das Lyotfilter den Verstärkungsbereich durch wiederkehrende Transmissionsmaxima ein. Ein Lyotfilter der Dicke  $2,66\text{ mm}$  ist den Modellrechnungen zufolge voraussichtlich am besten für den Einsatz im Verstärker geeignet. Da für ein solches Filter ein ganzzahliges Dickenverhältnis von 3 zu einem bereits vorhandenen  $8\text{ mm}$  dicken Lyotfilter besteht, könnte es darüber hinaus auch in einer doppelstufigen Anordnung eingesetzt werden. Störende ASE in einem Nebenmaximum der Transmission im Doppeldurchgang (Vgl. Abb. 6.5) kann durch ein zusätzliches TFP hinter dem Lyotfilter im Verstärker unterbunden werden. Eine aufwendigere Alternative wäre der Einsatz eines doppelstufigen Lyotfilters. Ein solches Lyotfilter aus Quarz mit einem Dickenverhältnis von  $8\text{ mm}:2\text{ mm}$  existiert bereits im Seedlaser und ist sehr gut auf den Durchstimmbereich eines  $\text{Yb:YAG}$ -Lasers zugeschnitten.

Eine Arbeitsgruppe vom Institut für Laserphysik der Universität Hamburg veröffentlichte in jüngster Zeit einen Artikel über ein Scheibenlaserkonzept, basierend auf einem  $\text{Yb}^{3+}$ -dotierten  $\text{Lu}_2\text{O}_3$ -Kristall. Dabei wurde an einem Oszillator eine hohe Umwandlungseffizienz von 80 % erreicht und die Emissionswellenlänge ebenfalls mittels eines Lyotfilters durchgestimmt [30]. Diese und zahlreiche andere Forschungsaktivitäten verschiedener Arbeitsgruppen zur Entwicklung von Scheibenlasersystemen unterstreichen die Aktualität des physikalischen Hintergrundes dieser Diplomarbeit.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollten am vorhandenen ADL-System (*Advanced Disk Laser*) durch Einführung eines Lyotfilters, als frequenzselektives Element im regenerativen Verstärker, die Möglichkeiten zur Erweiterung des Durchstimmbereiches ausgelotet werden. Dieser Bereich wurde bisher durch unerwünschte Verstärkung spontaner Emission (ASE = *Amplified Spontaneous Emission*) im regenerativen Verstärker beschränkt. Das am IPHT-Jena vorhandene System bildet eine Oszillator(=Seedlaser)-Verstärker-Einheit mit folgenden Leistungsdaten: Der Seedlaser lieferte linear polarisierte Laserstrahlung mit variabler Leistung von  $1005\text{ nm}$  bis  $1052\text{ nm}$ . Pulse des Seedlasers mit einer Dauer von  $9\text{ ns}$  konnten im regenerativen Verstärker anfänglich nur zwischen  $1025\text{ nm}$  und  $1033\text{ nm}$  verstärkt werden. Außerhalb dieses Bereiches wurden ASE-Signale in der Nähe von  $1030\text{ nm}$  registriert.

Doppelbrechende Medien eignen sich als variable, wellenlängenselektive Transmissions-elemente (Lyotfilter). Zu ihrer theoretischen Behandlung wurde ein Matrizenmodell erarbeitet, welches die Beeinflussung eines parallelen Lichtbündels mit beliebiger Polarisation nach  $n$  Durchgängen durch einen planparallelen einachsigen doppelbrechenden Kristall beschreibt. Das Modell ermöglicht dem Anwender, die Materialparameter, die Dicke, den Einfallswinkel und die Lage der optischen Achse im Kristall zu variieren, um damit beliebige Transmissionsexperimente zu berechnen. Es ermöglicht außerdem die Darstellung einzelner räumlich getrennter Teilstrahlen, z.B. der des ordentlichen oder außerordentlichen Strahls. Unseres Wissens wurde bisher zu den Lyotfiltern ein Modell mit einer solchen Vielfalt an Möglichkeiten noch nicht veröffentlicht. Transmissionsexperimente zum Einfach- und Doppeldurchgang an einem  $2\text{ mm}$  dicken Lyotfilter aus Quarz ergaben eine hervorragende Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen. Das Modell bestätigte die Annahme, dass Lyotfilter unter dem Brewsterwinkel hohe Transmissionsverluste in einem verstellbaren Wellenlängenbereich erzeugen, während bestimmte Wellenlängen bei entsprechender Polarisation nahezu verlustfrei passieren können. Damit bieten Lyotfilter ideale Voraussetzungen für das Einbringen von variablen Zusatzverlusten in einen Laserresonator. Überlegungen wurden ange stellt, um das Modell an die Bedingungen innerhalb des regenerativen Verstärkers anzupassen. Die bemerkenswerte Übereinstimmung der modifizierten Annahmen mit den späteren Messergebnissen am Verstärker sind als besonderer Erfolg des Matrixmodells zu werten. Für die Unterdrückung der ASE im Verstärker kam dem Modell zufolge ein Lyotfilter aus Quarz (optische Achse in der Oberflächenebene) mit einer Dicke zwischen  $2\text{ mm}$  und  $3\text{ mm}$  in Frage.

In der Folge wurde ein  $2\text{ mm}$  dickes Lyotfilter in den Verstärker eingebaut und erprobt. Ein Teil der Halterung musste dafür konstruiert werden, damit sich das Lyotfilter in feinen Schritten elektrisch von außen ansteuern ließ. Die Modellrechnung sagte zuverlässig die Winkelstellung am Lyotfilter für eine hohe Transmission der entsprechenden Wellenlänge voraus und erleichterte somit den Aufwand für die Neujustage des Verstärkers. Variable Zusatzverluste im Verstärker, die durch das resonatorinterne Lyotfilter erzeugt wurden, bewirkten die selektive Unterdrückung der ASE in einem Wellenlängenbereich, der einen Großteil des Seedlaserspektrums umfasste. Experimentell konnten so die Grenzen des Verstärkungsbereiches kurzweilig von  $1025\text{ nm}$  auf  $1016\text{ nm}$  und langwellig von  $1033\text{ nm}$  auf  $1051\text{ nm}$  erweitert werden. Der nutzbare Wellenlängenbereich wurde während dieser Arbeit mehr als vervierfacht und bis nahe an die physikalischen Grenzen des Seedlasers ausgedehnt.

Zur Bewältigung der großen Anzahl an untersuchten Spektren wurde der Auswertungsvorgang durch ein Matlabprogramm teilweise automatisiert. Es vereinfachte die Wellenlängenkalibrierung der Spektrometerkanäle durch eine Peaksuchroutine, nahm eine Rauschfilterung der Spektren vor und normierte sie anschließend. Außerdem wurden der spektrale Anteil des verstärkten Seedpulses durch Integration ermittelt und alle Einzelspektren in einer quasi-dreidimensionalen Übersicht zusammen dargestellt. Anhand der Messungen am Verstärker konnte eine Vorschrift für Umlaufanzahl und Lyotfilterstellung ermittelt werden, die es dem künftigen Anwender des Systems ermöglicht, eine Pulsenergie von  $1\text{ mJ}$  mit dem ADL-System bei jeder gewünschten Wellenlänge des Durchstimmbereiches zu erreichen. Dies entspräche je nach Wellenlänge einer Verstärkung um den Faktor  $10^5$  bis  $10^6$ .

Berechnungen am IFSW-Stuttgart sagten ebenfalls abhängig von der Emissionswellenlänge die Anzahl der Umläufe voraus, um einen Seedpuls im ADL auf das  $10^6$ -fache zu verstärken. Eine der Modellkurven rechnete mit Umlaufverlusten von  $4\%$  und stimmte sehr gut mit dem Verlauf eigener Messungen überein. Geringfügige Probleme bei der vollständigen Unterdrückung der ASE gab es bei den Wellenlängen im Bereich um  $1020\text{ nm}$  sowie zwischen  $1033\text{ nm}$  und  $1034\text{ nm}$ . Auch diese wurden für ein  $2\text{ mm}$  dickes Quarzlyotfilter vorausgesagt. Die Bestätigung der experimentellen Ergebnisse durch ein zweites, unabhängiges Modell erhöhte das Vertrauen in die Messung und ermöglicht Vorhersagen über zukünftige Experimente.

Im Ergebnis dieser Diplomarbeit konnte der Durchstimmbereich des regenerativen Verstärkers von  $8\text{ nm}$  (Abb. 5.10) auf  $35\text{ nm}$  (Abb. 5.17) erweitert werden. Darüber hinaus wurde ein Matrizenmodell für Transmissionsexperimente an doppelbrechenden Medien entwickelt und auf die Gegebenheiten innerhalb des regenerativen Verstärkers angepasst. Die Voraussagen aus dem Modell stimmen hervorragend mit den Resultaten der durchgeführten Experimente überein (Abb. 6.1 bis 6.5; Abb. 6.8). Zukünftig können mit dem modifizierten ADL-System hohe Pulsenergien in dem erweiterten Wellenlängenbereich von  $1016\text{ nm}$  bis  $1051\text{ nm}$  erzeugt werden, womit sich neue Anwendungsmöglichkeiten in der Laserspektroskopie ergeben. Für die Verbrennungsdiagnostik mit dem ADL-System werden folglich eine Vielzahl weiterer Fluoreszenzanregungen möglich.

Um einen Vergleich der durchgeführten Experimente untereinander zu gewährleisten, wurden die Rahmenparameter der Versuche stets konstant gehalten. Dazu gehörte auch eine konstante Pumpleistung an der Verstärkerscheibe von  $114\text{ W}$ . Für künftige Untersuchungen wäre eine Wiederholung der Messungen hinsichtlich des Durchstimmbereiches bei höheren Pumpleistungen im Verstärker wünschenswert.

Nach den eigenen Modellrechnungen wird vorgeschlagen, die ASE-Anteile in den Verstärkerspektren durch die steileren Flanken eines  $2,66\text{ mm}$  dicken Lyotfilters in Kombination mit einem Dünnschichtpolarisator (TFP) zu unterdrücken. Eine Alternative besteht im doppelstufigen Lyotfilter mit einem Dickenverhältnis von  $8\text{ mm}:2\text{ mm}$ .

Im Hinblick auf den Einsatz unter  $\mu\text{g}$ -Bedingungen in einer Fallkapsel, wäre eine Automatisierung der Lyotfilteransteuerung von Vorteil. Die Grundlage dafür wurde während dieser Diplomarbeit geschaffen. Darüber hinaus müssten Anstrengungen unternommen werden, um die Lyotfilterhalterung kompakter und stabiler zu gestalten, da sie im mobilen Einsatz auf engstem Raum untergebracht werden müsste und im Vergleich zu den Laborbedingungen deutlich größeren Belastungen ausgesetzt wäre.



## Literaturverzeichnis

- [1] *Deciding the Future: Energy Policy Scenarios to 2050*, World Energy Council (2007) ISBN: 0 946121 29 X
- [2] HEINLOTH, K.: *Die Energiefrage*, Vieweg, 2003, S. 85
- [3] ROTHE, E.W.; ANDRESEN, P.: *Application of tunable excimer lasers to combustion diagnostics*, J. Appl. Opt. **36** (1997) 3971
- [4] PAA, W.; MÜLLER, D.; STAFAST, H.; TRIEBEL, W.: *Flame turbulences recorded at 1 kHz using planar laser induced fluorescence upon hot band excitation of OH radicals*, J. Appl. Phys. B **86** (2007) 1
- [5] LACOVARA, P.; WANG, C.A.; CHOI, H.K.; AGGARWAL R.L.; FAN, T.Y.: *Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser*, Opt. Lett. **16** (1991) 1089
- [6] PAA, W.; TRIEBEL, W.: *Yb:YAG-Scheibenlasersystem als kHz-Puls laserquelle für die Prozessdiagnostik*, Beitragsbericht zur Jenaer Lasertagung (2004) 36
- [7] PAA, W.; TRIEBEL, W.; EIGENBROD, C.; LARIONOV, M.; GIESEN, A.: *The „Advanced Disk Laser“- An Onboard Laser Diagnostics System for Drop Tower Experiments*, microgravity sci. technol. **17** (2005) 71
- [8] GREBNER, D.; MÜLLER, D.; TRIEBEL, W.; KÖNIG, J.: *Temporally and spatially resolved diagnostics of non-stationary flames using an kHz disk laser- an intermediate report*, Proceedings of SPIE **4448** (2001) 121
- [9] BAUM, A.: *Automatisierte Wellenlängendurchstimmung eines single-frequency Yb:YAG Scheibenlasers im cw-Betrieb*, Diplomarbeit IPHT-Jena, 2002
- [10] MAIMAN, T.H.: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187** (1960) 493
- [11] DIEHL, R.: *High-Power Diode Lasers - Fundamentals, Technology, Applications*, Springer, Berlin, 2000, S. 369
- [12] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: *Scalable Concept for Diode-Pumped High Power Solid-State Lasers*, Appl. Phys. B **58** (1994) 365
- [13] DELOACH, S. A.; PAYNE A.; CHASE, L. L.; SMITH, L. K.; KWAY, W. L.; KRUPKE, W. F.: *Evaluation of Absorption and Emission Properties of Yb Doped Crystals for Laser Applications*, IEEE J. Quant. Electr. **29** (1993) 1179
- [14] KARSZEWSKI, M.: *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*, Dissertation IFSW Stuttgart, 2000
- [15] BOGOMOLOVA, G. A.; VYLEGZHANIN, D. N.; KAMINSKII, A. A.: *Spectral and Lasing Investigations of Garnets with Yb<sup>3+</sup> Ions*, Sov. Phys. JETP **42** (1975) 440
- [16] HÖNNINGER, C.: *Ultrafast Ytterbium-Doped Bulk Lasers and Laser Amplifiers*, Hartung-Gorre, Konstanz, 1999

- [17] FAN, T.Y.: *Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG*, IEEE J. Quant. Electr. **29** (1993) 1457
- [18] SUMIDA, D.S.; FAN, T.Y.: *Emission Spectra and Fluorescence Lifetime Measurements of Yb:YAG as a Function of Temperature*, OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers **20** (1994) 100
- [19] WANG, X.; YAO, J.: *Transmitted and tuning characteristics of birefringent filters*, J. Appl. Opt. **31** (1992) 4505
- [20] BORN, M.; WOLF, E.: *Principles of Optics - Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light*, Cambridge University Press, 1985
- [21] DEMTRÖDER, W: *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*, Springer, Berlin, 2004
- [22] SCHNEPP, M: *Alternierender Zwei-Wellenlängen-Betrieb für ein Scheibenlaser-System mit kHz Repetitionsrate*, Diplomarbeit IPHT Jena, 2004
- [23] Firma Alphas, Göttingen: *Datenblatt - Ultrafast Photodetectors UPD*
- [24] Firma Burleigh Instruments, New York: *Operating Manual WA-1100 and WA-1600 Wavemeter*
- [25] Firma New Focus, San Jose: *Userguide Intelligent Picomotor Control Modules*
- [26] PREUSS, D.R.; GOLE, J.L.: *Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: theoretical treatment and experimental design*, J. Appl. Opt. **19** (1980) 702
- [27] HODGSON, N.; WEBER, H.: *Laser Resonators and Beam Propagation, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*, Springer, New York, 2004
- [28] FRANKE, M.: *Untersuchungen zur schnellen Wellenlängenumschaltung eines Scheibenlasers*, Diplomarbeit IPHT-Jena, 2006
- [29] TRIEBEL, W.; PAA, W.: *Hochleistungsscheibenlaser „Advanced Disk Laser“ für Verbrennungsuntersuchungen unter Mikrogravitation (ADL) - Phase 2: Entwicklung eines gütegeschalteten, schmalbandigen Yb:YAG-Lasersystems (Oszillator-Verstärkeranordnung) hoher Folgefrequenz und hoher mittlerer Leistung*, Schlussbericht, IPHT-Jena, 2004
- [30] PETERS, R.; KRÄNKEL, C.; PETERMAN, K.; HUBER, G.: *Broadly tunable high-power Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin disk laser with 80 % slope efficiency*, Opt. Expr. **15** (2007) 7075

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Prof. Dr. Herbert Stafast, Dr. Wolfgang Paa und Prof. Dr. Wolfgang Triebel für die sehr gute Betreuung am IPHT und die oft langen und fruchtbaren Diskussionen.

Dr. Gisbert Staupendahl für seine Bereitschaft, das Zweitgutachten zu erstellen.

Dr. Joachim Bergmann und Dr. Armin Kießling für die tiefgreifenden und interessanten Diskussionen zum Thema der Kristalloptik.

Thomas Zeuner und Volker Wagner für den tatkräftigen Beistand im Labor.

Martin Heyer für sein lehrreiches Matlabtutorial.

Allen lieben Kollegen am IPHT für ihre Unterstützung mit Rat und Tat, insbesondere Gabriele Schmidl für die gute Stimmung im Zimmer 206 und ihre nette und hilfsbereite Art, Dirk Müller für seine kompetente Hilfe bei Netzwerkproblemen und die offenen Gespräche über Gott und die Welt, Dr. Frank Garwe für die netten Unterhaltungen über Physik und Globalisierung zu oft später Stunde, Marko Franke, Dr. Lutz Redlich, Andreas Reinhard und Lutz Bach - nicht zu vergessen Dietmar Hayn für die gute und schnelle Zuarbeit seitens der Werkstatt.

Den Stuttgartern vom IFSW, insbesondere Dr. Adolf Giesen, Carsten Schuhmann und Mikhail Larionov für die Bereitstellung der neuen Yb:YAG-Scheiben und die Diskussionen zum Thema.

Meiner Freundin Sonja für ihre geduldigen Ohren, Ermunterungen und Hilfen.

Meinen Eltern für die Ermutigung zum Studium, ihre jahrelange Unterstützung und unseren festen Zusammenhalt.

# Eigentständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Ort, Abgabedatum

Unterschrift des Verfassers

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der *Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek* zur Verfügung zu stellen.

Ort, Datum

Unterschrift des Verfassers