

# **Dynamik vibronischer Festkörperlaser großer spektraler Bandbreite**

**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
- Dr.rer.nat. -  
in der Wissenschaftsdisziplin Experimentalphysik

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Potsdam

von  
Kay Mittler  
geboren am 30. Juni 1971 in Kleinmachnow

Potsdam, im April 2001





# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b> .....	1
<b>2 Grundlagen</b> .....	4
2.1 Messprinzip des Kohärenzradars.....	5
2.2 Eigenschaften vibronischer Festkörperlasermedien.....	11
2.2.1 <i>Ti:Saphir</i> .....	13
2.2.2 <i>Alexandrit</i> .....	17
2.3 Longitudinale optische Anregung.....	20
2.3.1 <i>Modellierung der thermischen Linse</i> .....	21
2.3.2 <i>Anregung mittels Verstärkungsschaltung</i> .....	23
2.3.3 <i>Quasi-kontinuierliche Anregung</i> .....	26
2.4 Transversale Modenstruktur im Resonator.....	28
2.4.1 <i>Überlapp des transversalen Modes und des Verstärkungsprofils im Kristall</i> .....	31
2.4.2 <i>Strahlqualität des emittierten Laserlichts</i> .....	33
2.5 Ratengleichungen der Emission vibronischer Lasermedien.....	34
2.5.1 <i>Verstärkungsschaltung</i> .....	35
2.5.2 <i>Emission bei quasi-kontinuierlicher Anregung</i> .....	39
<b>3 Verwendete Messgeräte und Materialien</b> .....	42
3.1 Laserkristalle.....	43
3.1.1 <i>Ti:Saphir</i> .....	43
3.1.2 <i>Alexandrit</i> .....	44
3.2 Resonatorspiegel.....	44
3.3 Spektrometer.....	45
3.4 Messung der zeitlichen Entwicklung der Intensität.....	45
3.5 Aufnahme der transversalen Modenstruktur.....	46
3.6 Energiedetektoren.....	46
3.7 Kohärenzradar.....	46

<b>4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion</b> .....	47
4.1 Anregung mit Pulszügen - Verstärkungsschaltung.....	48
4.1.1 Ergebnisse der Verstärkungsschaltung von Ti:Saphir.....	52
4.1.1.1 Pulsaufbauzeit in Abhängigkeit von der Pumpenergie.....	53
4.1.1.2 Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Pumpenergie.....	54
4.1.1.3 Zeitaufgelöste Messung des Emissionsspektrums.....	56
4.1.1.4 Ortsaufgelöste Messung des Emissionsspektrums.....	59
4.1.1.5 Zeitaufgelöste Messung der transversalen Moden.....	60
4.1.1.6 Diskussion.....	60
4.1.2 Optimierter Ti:Saphir-Laser mit 0,75 W Ausgangsleistung.....	61
4.1.2.1 Zeitverläufe der Intensität.....	62
4.1.2.2 Emissionsspektrum.....	65
4.1.2.3 Transversale Struktur und Strahlqualität.....	68
4.1.2.4 Diskussion.....	70
4.1.3 Untersuchung der Verstärkungsschaltung von Alexandrit.....	71
4.1.3.1 Messung der Zeitverläufe der Intensität.....	72
4.1.3.2 Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Temperatur.....	74
4.1.3.3 Diskussion.....	76
4.1.4 Zusammenfassung.....	77
4.2 Ergebnisse der quasi-kontinuierlichen Anregung von Ti:Saphir.....	78
4.2.1 Messung der Zeitverläufe der Intensität.....	79
4.2.2 Emissionsspektrum.....	80
4.2.3 Transversales Modenprofil.....	82
4.2.4 Zusammenfassung und Diskussion.....	83
4.3 Ergebnisse des blitzlampengepumpten Alexandrit-Lasers.....	84
4.3.1 Bestimmung des Verlustfaktors.....	87
4.3.2 Effizienzmessung in Abhängigkeit von der Temperatur.....	88
4.3.3 Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Temperatur.....	90
4.3.4 Ergebnisse des asymmetrischen Resonators mit Modenblende.....	91
4.3.5 Zusammenfassung und Diskussion.....	93
<b>5 Zusammenfassung</b> .....	94
<b>6 Literaturverzeichnis</b> .....	97
<b>Anhang</b> .....	103



# 1 Einleitung

In vielen Bereichen der Industrie und der Forschung werden Laser eingesetzt. Dabei spielen Eigenschaften wie Monochromasie (hohe zeitliche Kohärenz), hohe räumliche Kohärenz, gute Fokussierbarkeit (Strahlqualität), Durchstimbarkeit und hohe Leistungsdichten eine besondere Rolle.

Bestimmte Anwendungen wie die Kurzzeitspektroskopie und die Weißlichtinterferometrie erfordern Laser-Lichtquellen mit besonderen Eigenschaften, mit geringer zeitlicher Kohärenz und hoher räumlicher Kohärenz. Aufgrund der Unschärferelation erfordert ein kurzer Lichtpuls ein breites Emissionsspektrum. Dies gilt jedoch nicht umgekehrt. In der Kurzzeitspektroskopie ist man bemüht, das Spektrum des Lichtpulses nicht breiter werden zu lassen, als es für die kurze Pulsdauer notwendig ist. Man spricht dann von einem bandbreitenbegrenzten Puls. Für die Messverfahren der Weißlichtinterferometrie, wie zum Beispiel das Kohärenzradar [Dr92, Et98], ist hingegen nur die Bandbreite und die Form des Spektrums sowie eine gute räumliche Kohärenz von Bedeutung. Stabile Laserresonatoren besitzen infolge der Ausbildung longitudinaler Moden ein diskretes Spektrum. Die Bandbreite wird hier als volle Halbwertsbreite der Einhüllenden des Emissionsspektrums angegeben. Laser mit breitem Emissionsspektrum werden als Breitbandlaser bezeichnet.

Grundsätzlich können Laser mit einem großen Spektralbereich der Emission auf verschiedene Weise realisiert werden. Die Modenkopplung [Ni95, Ef95, Wa97] und die Verstärkungsschaltung [Eg88] führen zur simultanen, breitbandigen Emission infolge einer sehr großen Anzahl longitudinaler Resonatormoden. Mit schnell durchstimmbaren Lasern und freilaufenden Lasern hoher interner Verstärkung [Ba97] kann eine schmalbandige, zeitlich verzögerte Emission über einen großen Wellenlängenbereich erzielt werden. Für Anwendungen, bei denen die Detektoren eine gewisse Integrationszeit aufweisen, ist die zeitliche Entwicklung des Spektrums innerhalb dieser Integrationszeit unerheblich für die Messung.

Als breitbandig verstärkende Medien haben sich in der letzten Jahren die Festkörper-Lasermedien gegenüber den Farbstoffen durchgesetzt. Sie zeichnen sich durch Langlebigkeit und gute Handhabbarkeit aus. Dabei werden verschiedene Verbreiterungsmechanismen ausgenutzt.

Die Dotierung von amorphen Festkörpern wie Glas mit laseraktiven Ionen (z.B.  $\text{Nd}^{3+}$ ) führt zur inhomogenen Verbreiterung des Verstärkungsbereichs. Infolge der unterschiedlichen Umgebung im Festkörper ist die Wellenlänge der schmalbandig emittierenden Ionen jeweils verschoben. Durch die hohe Anzahl aktiver Ionen ergibt sich ein breiter, kontinuierlicher Verstärkungsbereich. Die Dotierung bestimmter kristalliner Festkörper mit 3d-Übergangsmetall-Ionen (z.B.  $\text{Ti}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$ ) führt zur homogenen Verbreiterung des Verstärkungsbereichs. Das gegenüber dem Kristallfeld wenig abgeschirmte 3d-Niveau wird stark aufgespalten, an die entstandenen Niveaus können Phononen bestimmter Symmetrie koppeln. Die Folge ist eine Vielzahl vibronischer Niveaus mit Lebensdauern im ps-Bereich. Aufgrund der starken Lebensdauer-Verbreiterung der einzelnen vibronischen Niveaus und des geringen energetischen Abstands zueinander ergibt sich ein sehr breiter, kontinuierlicher Verstärkungsbereich. Diese Medien werden als vibronische Festkörperlasermedien bezeichnet. Diese vibronischen Medien weisen besondere Eigenschaften bezüglich des spektralen Verstärkungsverlaufs in Abhängigkeit von der Temperatur und der Besetzung der oberen Bandes auf [Wa80, Cu64, Jo66, Po85, Mo85, Mo86].

Vibronische Lasermedien ermöglichen eine sehr breitbandige Laseremission. Mit Hilfe der Modenkopplung eines Ti:Saphir-Ringlasers auf der Basis des Kerr-Effekts im Lasermedium (**K**err-**L**ens-**M**odelocking) und eines sättigbaren Absorbers auf Halbleiter-Basis (**S**emiconductor **S**aturable **A**bsorber **M**irror) wurde eine Emission über einen Spektralbereich von 200 nm (ca. 700 nm bis 900 nm) und damit eine Pulsdauer von 6,5 fs erzielt [Ju97]. Mit einem blitzlampengepumpten Alexandrit-Laser ohne Abstimmeelemente und Modenblenden (freilaufend) wurde bei Zimmertemperatur und einer maximalen elektrischen Pumpenergie von über 600 J bei einer Pulsdauer der Blitzlampe von 140  $\mu\text{s}$  eine Emission über einen Spektralbereich von 20 nm erzielt [Le94]. Das breite Emissionsspektrum resultiert dabei aus der Vielzahl der in der Pulsdauer von 140  $\mu\text{s}$  zeitlich nacheinander anschwingenden longitudinalen und transversalen Moden infolge des räumlichen Lochbrennens und der starken Relaxationsschwingungen (Spiking).

Die longitudinale Anregung vibronischer Lasermedien erlaubt die Anpassung des räumlichen Verstärkungsprofils an das transversale Strahlprofil, was zu einer hohen Effizienz des Lasers beiträgt [La83, Sc93, Al86]. *Alfrey* veröffentlichte in [Al89] ein Modell zur kontinuierlichen, longitudinalen Anregung im Brewster-Winkel geschnittener Laserkristalle. Darin wurde der Einfluss der Anpassung des Pumpstrahls an den transversalen Lasermode auf die opto-optische Effizienz beschrieben. Die thermischen Linse sowie die spektrale Abhängigkeit der transversalen Modenstruktur wurden dabei außer Acht gelassen. In [Me97, Cu96, Ag97] wurden die Einflüsse der thermischen Linse auf das Strahlprofil und die Modenkopplung über die Kerr-Linse beschrieben. Die Erweiterung des Spektralbereichs durchstimmbarer Laser und die Erhöhung der Bandbreite als Bedingung für kürzere Pulse (fs-Laser) erfordern unter anderem die genaue Kenntnis der Einflüsse der Resonatorgeometrie und der Pumpgeometrie auf das Emissionsspektrum des Lasers. In der Literatur wird die thermische Linse mit Grundmodelasern (longitudinal) gepumpter Lasermedien oftmals durch eine ideale Linse mit quadratischem Brechungsindexprofil approximiert. Dadurch werden Effekte, die auf einer aberrierten thermischen Linse basieren, außer Acht gelassen. Im Hinblick auf die Einflüsse der Modenanpassung im aktiven Medium sowie einer aberrierten thermischen Linse auf das Emissionsspektrum besteht demnach noch Forschungsbedarf.

In dieser Arbeit werden insbesondere die transienten Effekte näher untersucht, die durch die longitudinale, gepulste Anregung sowie durch die Anregung mit hochrepetierlichen Pulszügen entstehen. Im Vordergrund steht dabei die Erzielung einer großen Bandbreite des Emissionsspektrums und einer hohen mittleren Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität. Durch die Verstärkungsschaltung, das heißt, die Anregung mit Pumpimpulsen, deren Dauer kürzer als die Pulsaufbauzeit im Resonator ist, können große Bandbreiten erzielt werden.

---

Der Laser befindet sich aufgrund der hohen Inversion weit über der Laserschwelle, so dass sehr viele longitudinale Moden anschwingen. Der schnelle Abbau der Inversion verhindert das Einschnüren des Emissionsspektrums.

Als aktive Medien werden Ti:Saphir ( $\text{Ti}^{3+}$  dotiertes  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) und Alexandrit ( $\text{Cr}^{3+}$  dotiertes  $\text{BeAl}_2\text{O}_4$ ) beispielhaft für vibronische Lasermedien untersucht. Die Wirtsmaterialien Saphir und Crysoberyll zeichnen sich durch sehr gute thermische und mechanische Eigenschaften aus, was sie für Laser hoher mittlerer Ausgangsleistung prädestiniert.

Das Verstärkungsmaximum liegt für Ti:Saphir bei 795 nm, für Alexandrit bei 740 nm bis 760 nm (temperaturabhängig). Ti:Saphir besitzt einen sehr breiten Verstärkungsbereich mit über 200 nm Bandbreite, Alexandrit weist demgegenüber eine besondere elektronische Struktur auf, an der typische Eigenschaften vibronischer Lasermedien deutlich werden.

Zu Beginn dieser Arbeit wird das Messverfahren des Kohärenzradars erläutert. Aus dem Messprinzip ergeben sich die Anforderungen an die breitbandige Laserlichtquelle. Im theoretischen Teil werden die Grundlagen der vibronischen Lasermedien sowie die Modelle zur Simulation der transienten Effekte dargestellt. Das aufgestellte Raten-gleichungsmodell beinhaltet die Einflüsse der transienten thermischen Linse, der Resonatorgeometrie und der Pumpbedingungen auf die zeitliche Entwicklung der emittierten Intensität, des Emissionsspektrums und der transversalen Modenstruktur.

Im experimentellen Teil werden verschiedene Anregungsvarianten, die Verstärkungsschaltung von Ti:Saphir und Alexandrit, die quasi-kontinuierliche Anregung von Ti:Saphir und die Blitzlampenanregung von Alexandrit, bezüglich der erreichbaren mittleren Ausgangsleistung, ihrer Effizienz und der Bandbreite des Emissionsspektrums untersucht und diskutiert.

Am Beispiel der longitudinalen Anregung von Ti:Saphir mit Pulszügen werden die Abhängigkeiten des Emissionsspektrums und der transversalen Struktur von der Einzelpulsenergie, der Anzahl der Pulse im Pulszug und der Resonatorgeometrie detailliert untersucht. Die realisierten Laser und deren Eigenschaften werden ausführlich dargestellt. Mit diesen Erkenntnissen war es möglich, einen optimierten Ti:Saphir-Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von 0,75 Watt bei einer Stahlqualität von  $M^2 = 2$  zu realisieren. Die Bandbreite des Emissionsspektrums betrug 34 nm. Dabei wurden die beobachteten transienten Effekte zur Verbreiterung des Emissionsspektrums ausgenutzt. Im Vergleich dazu wird dann die Einzelpulsanregung von Alexandrit und die Anregung mit Pulszügen bei verschiedenen Kristalltemperaturen betrachtet und diskutiert.

Weiterhin wird die quasi-kontinuierliche Anregung von Ti:Saphir untersucht. Im Vordergrund steht dabei die Ausnutzung der transienten Effekte zur schnellen, kontinuierlichen Durchstimmung über einen großen Spektralbereich. Der realisierte Laser mit einem Durchstimmbereich von ca. 50 nm wird vorgestellt und diskutiert.

Abschließend wird die Blitzlampenanregung zur Erzielung einer hohen Inversion und damit eines breiten Emissionsspektrums am Beispiel des Alexandrits untersucht und diskutiert. Durch die Erhöhung der Kristalltemperatur werden dabei die speziellen Eigenschaften vibronischer Festkörper zur Verbreiterung des Emissionsspektrums ausgenutzt. Damit konnte eine mittlere Ausgangsleistung von über 13 Watt und eine maximalen Bandbreite von 7 nm erzielt werden.



## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen vibronischer Festkörperlasermedien erläutert. Weiterhin werden die zur Modellierung der zeitlichen Entwicklung der Intensität, des Spektrums und der transversalen Struktur der Laserstrahlung verwendeten Modelle und Näherungen erläutert. Dabei spielt der Einfluss der durch die optische Anregung hervorgerufenen transienten Temperaturverteilung im aktiven Medium auf die spektralen Eigenschaften der Lasermedien und das transversale Modenprofil im Resonator eine besondere Rolle.

Zur Motivation der Untersuchungen wird am Anfang des Kapitels das Messprinzip des Kohärenzradars beschrieben, um daraus auf die physikalischen Anforderungen an die Lichtquelle zu schließen (Kapitel 2.1). Die spektralen und thermischen Eigenschaften vibronischer Festkörperlasermedien werden zunächst am Beispiel des Ti:Saphirs und des Alexandrits detailliert erläutert (Kapitel 2.2). In Kapitel 2.3 wird auf die longitudinale Anregung und die daraus resultierende Temperaturverteilung und Brechungsindexverteilung im Laserkristall eingegangen. Anschließend werden die Ratengleichungsmodelle für die Absorption bei Anregung mit Nanosekunden-Pulsen (Verstärkungsschaltung) und bei quasi-kontinuierlicher Anregung (qcw-Anregung) vorgestellt. Die daraus berechneten Inversionsdichteverteilungen im Kristall und die Brechungsindexverteilungen werden für die in Kapitel 2.4 beschriebene Resonator-Modellierung benötigt. Aus dem für verschiedene Wellenlängen berechneten transversalen Lasermode im aktiven Medium wird der wellenlängenabhängige Überlapp mit dem Verstärkungsprofil ermittelt. Dadurch kann die Ortsabhängigkeit der Inversion für die Ratengleichungen eliminiert werden. Abschließend werden die Ratengleichungsmodelle für die Verstärkungsschaltung (Ti:Saphir, Alexandrit) und für die qcw-Anregung (Ti:Saphir) unter Berücksichtigung der Temperatureinflüsse und der Einflüsse der transversalen Modenstruktur erläutert und numerisch gelöst (Kapitel 2.5).

## 2.1 Messprinzip des Kohärenzradars

Das Kohärenzradar ist ein an der Universität Erlangen entwickelter optischer Sensor zur berührungslosen Erfassung dreidimensionaler Objektstrukturen [Dr92, Et98]. Es gehört zur Gruppe der „Scanning White Light Interferometer“ (SWLI) und erlaubt die Vermessung optisch rauer Objekte mit geringer longitudinaler Messunsicherheit. Optisch rau bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Rauheit der Oberfläche größer als die Emissionswellenlängen der verwendeten Lichtquelle ist. Die Definitionen der verschiedenen Rauheitskenngrößen sind im Anhang dargestellt.

In Abbildung 2.1 ist der Kohärenzradaraufbau mit divergenter Strahlführung skizziert. Der Aufbau entspricht prinzipiell dem eines Michelson-Interferometers. Die raue Referenz und das zu vermessende Objekt werden im Gegensatz zum klassischen Michelson-Interferometer mit partiell kohärentem Licht beleuchtet. Dabei dient die diffuse Streuung an der rauen Referenz zur Verringerung der Intensität des rückgestreuten Lichts. Die teilreflektierende Schicht des 50%-Strahlteilers befindet sich zwischen zwei Quarzglasplatten gleicher Stärke, um die Dispersion in beiden Interferometerarmen auszugleichen. Zusätzlich können zum Abgleich der Intensitäten Graufilter in beide Interferometerarme eingebracht werden. Damit wird erreicht, dass die Intensitäten des rückgestreuten Lichts beider Interferometerarme gleich sind und die Signalamplitude der inkohärenten Überlagerung die Hälfte der maximalen Signalamplitude der Kamera beträgt. Die raue Referenz wird über das Teleskop auf das Si-CCD-Array einer Kamera abgebildet. Das Objektiv ermöglicht das Zoomen in Teilbereiche des Objekts sowie eine Variation der Beobachtungsapertur über die eingebrachte Blende. Aufgrund der geringen Kohärenzlänge des einfallenden Lichts (einige Mikrometer) ist Interferenz nur in direkter Umgebung gleicher Interferometerarmlängen sichtbar. Diese Ebene wird als Referenzebene bezeichnet. Das Objekt wird mit einem Linearverschiebetisch hoher Ortsauflösung durch die Referenzebene bewegt, an den Schnittlinien mit der Objektoberfläche treten Interferenzerscheinungen auf, sogenannte Speckleinterferenzen. Diese werden mittels Rechner gestützter Bildverarbeitung erfasst und ausgewertet.

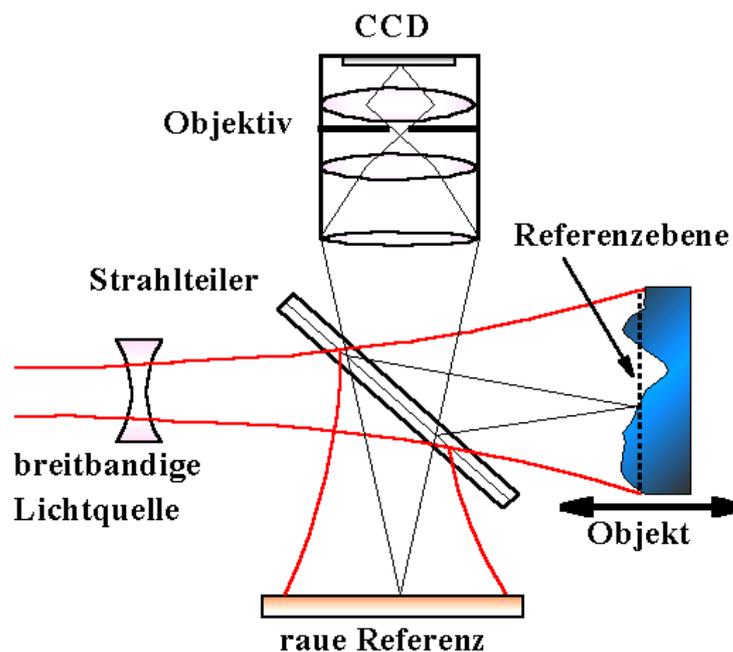


Abb. 2.1 prinzipieller Aufbau des verwendeten Kohärenzradars mit divergenter Strahlführung

Die Ausbildung der Speckle kann wie folgt beschrieben werden:

Eine kohärent beleuchtete optisch raue Oberfläche ist Ausgangspunkt von Huygens'schen Elementarwellen, die abhängig von ihrer Phase konstruktiv oder destruktiv interferieren. Aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens der Abbildung (Auge, Teleskop) durch die begrenzte Apertur entstehen körnige, statistisch verteilte Strukturen (Speckle). Innerhalb dieser Beugungsstrukturen werden die Phasen der Elementarwellen gemittelt, man spricht dann von der Specklephase. Die laterale Ausdehnung der Speckle ist abhängig von der räumlichen Kohärenz des Lichts der Lichtquelle und der Apertur des abbildenden Teleskops. Ist die Größe des Kohärenzgebietes am Ort des Objekts größer als das laterale Auflösungsvermögen der Abbildung des Teleskops, so ergibt sich der Speckledurchmesser  $d_s$  zu [Et95]:

$$d_s \cong 1,22 \frac{\bar{\lambda} f_l}{r_b} \quad (\text{Gl. 2.1})$$

Hierbei ist  $\bar{\lambda}$  die mittlere Wellenlänge des Spektrums der breitbandigen Lichtquelle,  $f_l$  die Brennweite der abbildenden Linse und  $r_b$  der Blendenradius. Die Specklegröße wird durch die Variation des Blendendurchmessers an die Pixelgröße der CCD-Kamera angepasst. Dadurch wird garantiert, dass nicht mehrere Speckle auf ein Pixel abgebildet und damit die gemessenen Intensitäten gemittelt werden.

Ein weiteres Kriterium für die Ausbildung der Speckle ist die zeitliche Kohärenz, deren charakteristische Größe die Kohärenzlänge  $l_c$  ist.  $l_c$  ist hier definiert als die doppelte Breite der Kontrastfunktion (Michelson-Interferometer), bei der die Intensität unter die  $1/e$  Schwelle der maximalen Intensität abgesunken ist. Die Kohärenzlänge ergibt sich dann aus der Bandbreite des Intensitätsspektrums  $\Delta\lambda_l$  (FWHM) zu:

$$l_c \cong \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda_l} \quad (\text{Gl. 2.2})$$

Die zeitliche Kohärenz ist gewahrt, wenn die Kohärenzlänge des Lichts folgende Bedingung erfüllt [Dr92]:

$$l_c \geq \frac{4\pi}{\sqrt{2}} \sigma_h \approx 9\sigma_h \quad (\text{Gl. 2.3})$$

$\sigma_h$  Standardabweichung des Höhenprofils der Oberfläche (Oberflächenrauheit  $R_q$ )

Bei zu geringer Kohärenzlänge überlagern sich dekorrelierte Specklemuster aus unterschiedlichen Tiefen des Oberflächenprofils, die gemessenen Intensitäten werden gemittelt und die Tiefenauflösung des Messverfahrens sinkt.

Auf einem Pixel der CCD-Kamera wird das Licht von einer Objektregion, überlagert mit dem Licht der entsprechenden Referenzregion, registriert. Unter den oben genannten Kohärenzbedingungen treten in der Umgebung gleicher Interferometerarmlängen Interferenzerscheinungen auf, deren Intensität gemessen und ausgewertet wird. Der bei der Verschiebung des Objektes entlang der optischen Achse durch die Referenzebene auftretende Intensitätsverlauf wird als Korrelogramm bezeichnet. Aus dessen Maximum wird auf den Ort der Oberfläche geschlossen. In [Et95] wurde bewiesen, dass für eine optisch glatte Referenz die Standardabweichung der aus den Korrelogrammen ermittelten Orte gleich  $\sigma_h$  ist, unabhängig vom Auflösungsvermögen der Abbildung des Teleskops.

Für eine optisch glatte Referenz, ein optisch glattes Objekt mit geringer Steigung und einer Lichtquelle mit zeitlich konstantem, kontinuierlichem Spektrum gilt für die gemessene Intensität  $I_g$  [Et95]:

$$I_g \propto I(z) = \int_0^{\infty} \left| \tilde{A}_o(\lambda) + \tilde{A}_r(\lambda) \right|^2 d\lambda = I_{inc} + \int_0^{\infty} \left( A_o^2(\lambda) + A_r^2(\lambda) \right) \cdot C \cdot \cos\left( \frac{4\pi}{\lambda} z \right) d\lambda \quad (\text{Gl. 2.4})$$

$$\text{Objektwellenamplitude:} \quad \tilde{A}_o(\lambda) = A_o(\lambda) \cdot e^{i(z_o 4\pi / \lambda - t 2\pi c / \lambda)} \quad (\text{Gl. 2.5})$$

$$\text{Referenzwellenamplitude:} \quad \tilde{A}_r(\lambda) = A_r(\lambda) \cdot e^{i(z_r 4\pi / \lambda - t 2\pi c / \lambda)} \quad (\text{Gl. 2.6})$$

$$\text{Intensität bei inkohärenter Überlagerung:} \quad I_{inc} = \int_0^{\infty} A_o^2(\lambda) + A_r^2(\lambda) d\lambda \quad (\text{Gl. 2.7})$$

$$\text{Interferenzkontrast:} \quad C = \frac{2A_o A_r}{A_o^2 + A_r^2} \quad (\text{Gl. 2.8})$$

$$\text{Differenz der Interferometerarmlängen} \quad z = z_o - z_r \quad (\text{Gl. 2.9})$$

$$\text{Für ein gaußförmiges Spektrum ist:} \quad A(\lambda) = e^{-\frac{4 \cdot \ln 2 \cdot (\lambda - \lambda_z)^2}{\Delta \lambda_E^2}} \quad (\text{Gl. 2.10})$$

$$\text{Bandbreite der Feldstärkeverteilung (FWHM):} \quad \Delta \lambda_E$$

$$\text{Bandbreite der Intensitätsverteilung (FWHM):} \quad \Delta \lambda_I = \frac{\Delta \lambda_E}{\sqrt{2}}$$

Für Laserlichtquellen mit diskretem Spektrum (n longitudinale Moden) kann die gemessene Intensität  $I_g$  als Summe dargestellt werden:

$$I_g \propto I(z) = \sum_{k=0}^n \left| \tilde{A}_o(\lambda_k) + \tilde{A}_r(\lambda_k) \right|^2 = I_{inc} + \sum_{k=0}^n \left( A_o^2(\lambda_k) + A_r^2(\lambda_k) \right) \cdot C \cdot \cos\left( \frac{4\pi}{\lambda_k} z \right) \quad (\text{Gl. 2.11})$$

$$\text{mit} \quad I_{inc} = \sum_{k=0}^n \left( A_o^2(\lambda_k) + A_r^2(\lambda_k) \right) \quad (\text{Gl. 2.12})$$

Die Dispersion im Interferometer wurde hierbei vernachlässigt, die Streuung am Objekt und die Detektorempfindlichkeit wurden als wellenlängenunabhängig angenommen.

Der erste Teil des Interferenzterms (Integral) in Gleichung 2.4 stellt die Fouriertransformierte des Lichtquellspektrums in den Ortsraum dar, der zweite Teil ( $\cos(4\pi z/\lambda)$ ) beschreibt die schnelle Modulation im Korrelogramm. Für symmetrische Spektren entspricht diese Modulation einer Kosinusfunktion. Der Interferenzkontrast C ist gleich eins, falls die Lichtamplituden aus beiden Interferometerarmen gleich sind. Da aber innerhalb eines Speckle das Licht der Elementarstreuer interferiert und aufgrund der Specklestatistik, ist diese Gleichheit eher unwahrscheinlich, so dass der Interferenzkontrast praktisch kleiner eins ist.

Abbildung 2.2 zeigt Beispielspektren, die zur Berechnung der Korrelogramme in Abbildung 2.3 und 2.4 verwendet wurden. Die Berechnung wurde für ein kontinuierliches Spektrum mit zwei Maxima (grün), für ein kontinuierliches, asymmetrisches Spektrum (schwarz) und für ein diskretes Spektrum mit gaußförmiger Einhüllenden (rot) durchgeführt. Wie Abbildung 2.3 zu entnehmen ist, besitzt das Korrelogramm für das Spektrum mit mehreren Maxima (grün) Nebenmaxima, die die Auswertung beeinträchtigen. Weiterhin weist die Fouriertransformierte dieses Spektrums in den Ortsraum mehr als ein Maximum auf. Das bedeutet, dass bei Erhöhung der optischen Wegdifferenz im Interferometer um einen bestimmten Betrag die beobachteten Interferenzstrukturen wiederkehren. Diese Wegdifferenz  $z_e$  ist reziprok proportional zum spektralen Abstand der Maxima  $\lambda_M$  ( $z_e = \lambda^2/\lambda_M$ ). Das Korrelogramm für das asymmetrische Spektrum (schwarz) besitzt hingegen nur ein Maximum.

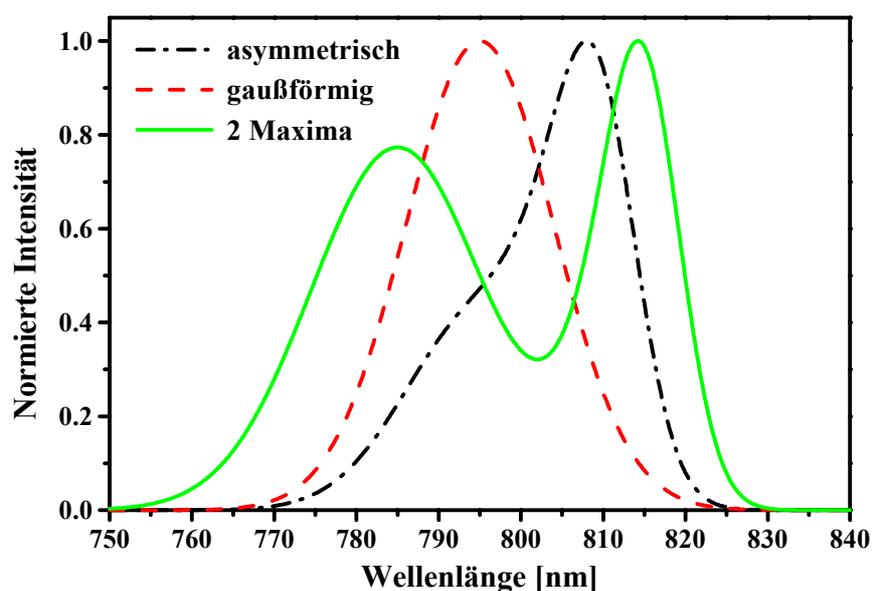


Abb. 2.2 zur Berechnung der Korrelogramme in Abb. 2.3 und 2.4 verwendete Spektren

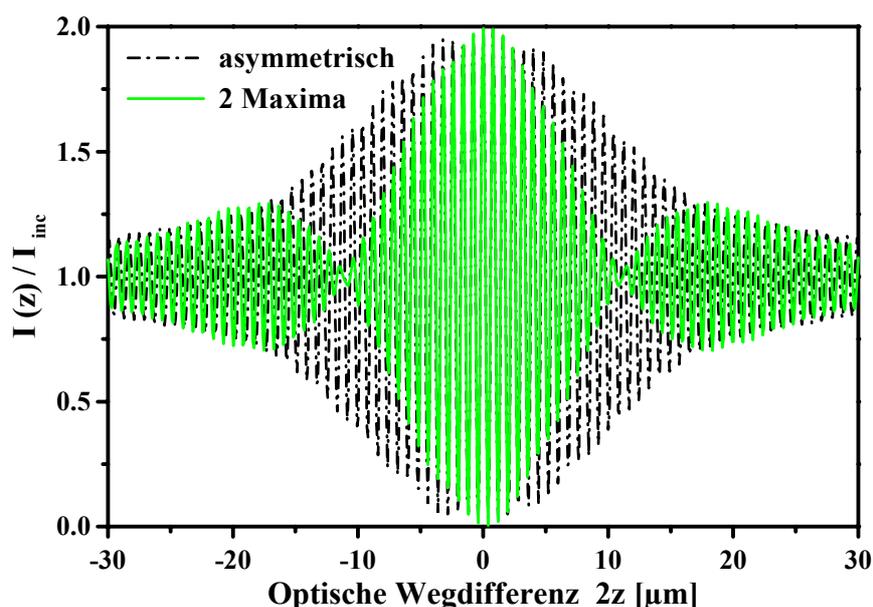


Abb. 2.3 berechnete Korrelogramme zu zwei in Abb. 2.2 dargestellten Spektren

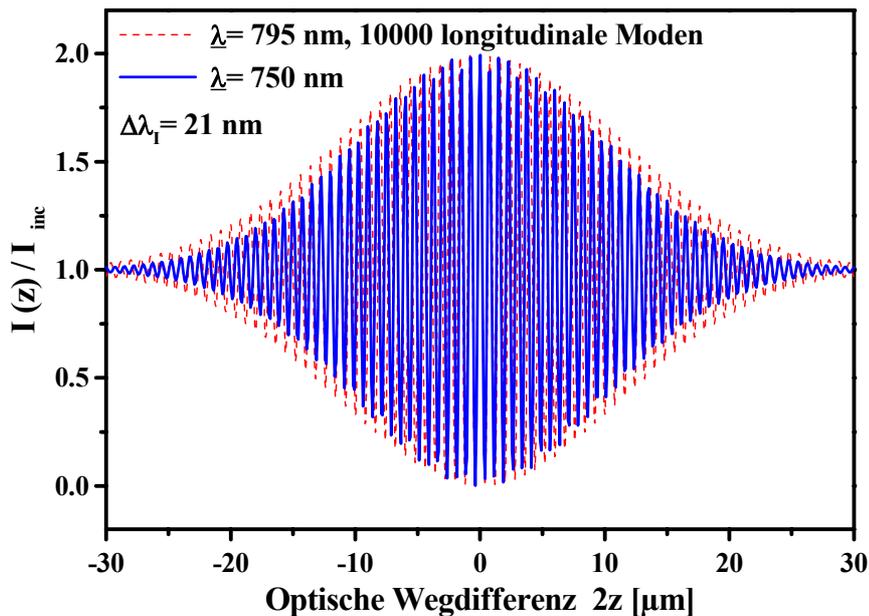


Abb. 2.4 berechnete Korrelogramme zu gaußförmigen Spektren (rot: siehe Abb. 2.2)

Für Laserlichtquellen mit diskrettem Spektrum existieren wieder mehrere Maxima im Korrelogramm. Aufgrund des geringen spektralen Abstands der longitudinalen Moden (Picometer) ist der Abstand der Maxima jedoch so groß (20-30 cm), dass er praktisch nie erreicht wird. In Abbildung 2.4 ist das berechnete Korrelogramm für ein diskretes Laserspektrum mit 10000 longitudinalen Moden, einer Zentralwellenlänge von 795 nm, 21 nm Bandbreite und gaußförmiger Einhüllenden dargestellt (rot). Der Vergleich mit dem Korrelogramm für ein gaußförmiges, kontinuierliches Spektrum gleicher Bandbreite, aber kleinerer Zentralwellenlänge zeigt, dass bis auf die erwarteten Unterschiede bei der Kohärenzlänge und der Modulationsfrequenz keine Differenzen bestehen. Die Einhüllenden der Korrelogramme sind gaußförmig, es treten keine Nebenmaxima auf. Lichtquellen mit symmetrischem Spektrum und nur einem Maximum eignen sich daher besonders für das Kohärenzradar.

Zur Bestimmung des Maximums wird das Korrelogramm abgetastet, das heißt, die CCD-Kamera nimmt während des Verfahrens des Objekts durch die Referenzebene Bilder mit einer Repetitionsfrequenz von 25 Hz auf. Die gemessenen Intensitäten können nach verschiedenen Methoden ausgewertet werden. Eine Methode vergleicht die gemessene Intensität jedes Pixels mit der des nachfolgenden Bildes, der z-Wert der maximalen Intensität wird als Ort der Oberfläche gesetzt (Maximum-Methode). Die zweite Methode vergleicht die Differenz der Intensitäten zweier aufeinander folgender Bilder mit der nachfolgenden Differenz, der maximale Kontrast bestimmt den Ort der Oberfläche (Kontrast-Methode). Beide Methoden weisen bei vollständiger Abtastung des Korrelogramms (Nyquist-Theorem) die geringsten Messfehler auf. Für symmetrische Spektren hat die Modulation die Form  $\cos(4\pi z/\lambda_z)$ , der Abstand der Maxima bzw. Minima beträgt  $z = \lambda_z/2$ . Damit ergibt sich für eine Zentralwellenlänge von 800 nm eine maximale Verfahrgeschwindigkeit des Objekts von  $5 \mu\text{m/s}$  ( $200 \text{ nm} \cdot 25 \text{ Hz}$ ). Diese geringe Verfahrgeschwindigkeit bedingt Messzeiten von über drei Minuten pro Millimeter. Um die Messzeit zu verkürzen, wird das Korrelogramm unterabtastet. Dabei hat sich die Kontrast-Methode als die zuverlässigere erwiesen.

Aufgrund der Belichtungszeit der Kamera von 40 ms pro Bild werden für cw-Lichtquellen (Halogenlampen, Dioden) und Lichtquellen mit hoher Repetitionsrate (fs-Laser) bei hoher Verfahrgeschwindigkeit die Intensitäten an unterschiedlichen Positionen des Korrelogramms integriert.

---

Diese Integration wirkt sich nachteilig auf den Interferenzkontrast aus. Die Verringerung des Interferenzkontrastes kann zum einen durch einen elektronischen Torschalter in der Kamera verhindert werden, was aber zu einer Absenkung der gemessenen Intensität führt, zum anderen durch die Verwendung einer Lichtquelle kurzer Pulsdauer (Blitzlampe). Dabei ist die zeitliche Entwicklung des Spektrums und des lateralen Strahlprofils innerhalb der Kamera-Integrationszeit unerheblich, nicht jedoch von Bild zu Bild. Halogenlampen und Blitzlampen sind kommerziell mit mehreren 10 Watt mittlerer Ausgangsleistung erhältlich. Diese hohe Lichtleistung wird aber im Wesentlichen durch eine Erhöhung der Emitterfläche bzw. -volumen erzielt. Dies steht wiederum im Gegensatz zum Anspruch an die räumliche Kohärenz, durch eine Zwischenabbildung auf eine Blende zur Erhöhung der räumlichen Kohärenz geht ein großer Teil der Lichtleistung verloren.

Aus den vorangegangenen Betrachtungen können folgende Anforderungen an die Lichtquelle zusammengefasst werden:

- ⇒ hohe räumliche Kohärenz
- ⇒ geringe zeitliche Kohärenz ( $l_c < 20\mu\text{m}$ )
- ⇒ zeitliche Konstanz der Ausgangsleistung (Abweichung  $< 5\%$ )
- ⇒ zeitliche Konstanz des Spektrums (Abweichung  $< 5\%$ )
- ⇒ zeitliche Konstanz des lateralen Strahlprofils
- ⇒ hohe mittlere Ausgangsleistung ( $> 500\text{ mW}$ )
- ⇒ kurze Pulsdauer, Repetitionsrate angepasst an Kamera
- ⇒ Spektralbereich angepasst an Empfindlichkeitsbereich der Kamera

Bisher verwendete Lichtquellen wie Superlumineszenz-Dioden (SLD), Halogenlampen und Xenon-Blitzlampen erfüllen diese Anforderungen nicht zufriedenstellend. Insbesondere die Vermessung großer und schwach streuender Objekte erfordert eine Lichtquelle, die allen Anforderungen gerecht wird.

## 2.2 Eigenschaften vibronischer Festkörperlasermedien

Vibronische Festkörperlasermedien haben in den letzten Jahrzehnten zunehmend an Bedeutung gewonnen. Ausschlaggebend hierfür war die Entwicklung leistungsstarker, schmalbandig durchstimmbarer Laser und die Entwicklung der Kurzpuls-Laser, die aufgrund der Bandbreitenbegrenzung Lasermedien mit einem spektral sehr großen Verstärkungsbereich benötigen.

Anfang der sechziger Jahre wurden die ersten vibronischen Lasermaterialien entwickelt. Als laseraktive Ionen dienten die Übergangsmetallionen  $V^{2+}$ ,  $Co^{2+}$  und  $Ni^{2+}$  in den Wirtskristallen  $MgF_2$ ,  $MnF_2$ ,  $ZnF_2$  und  $MgO$  [Cu64, Cu64\*, Jo66]. Bei diesen Medien ist Laseremission jedoch nur im Tieftemperaturbereich beobachtet worden. Durch die Entwicklung neuer Wirtskristalle wie Saphir, Chrysoberyll, der Galliumgranate sowie der Colquiriite gewannen in den siebziger und achtziger Jahren die laseraktiven Ionen  $Ti^{3+}$  und  $Cr^{3+}$  an Bedeutung [Wa80\*, Cl62, Ki67, Ne67, Ti70, Zh93].

Übergangsmetalle eignen sich aufgrund ihrer Elektronenkonfiguration als aktive Ionen für vibronische Lasermedien, da das äußere 3d-Niveau gegenüber dem Kristallfeld nicht abgeschirmt ist. Das Kristallfeld bewirkt die Aufspaltung des 3d-Niveaus, an die elektronischen Niveaus können Phononen koppeln. Abbildung 2.5 zeigt ein Schema der Grundschwingungen eines das aktive Ion umgebenden Sauerstoffoktaeders [Pe90]. Den größten Einfluss auf die Term-aufspaltung hat die stark asymmetrische Grundschwingung  $e_g$ , die in der Literatur auch als Jahn-Teller-Mode bezeichnet wird. Die Strahlungsübergänge beim optischen Pumpen und im Laserbetrieb finden innerhalb des 3d-Niveaus statt. Das Kristallfeld und die Spin-Bahn-Kopplung bewirken eine teilweise Aufhebung des Paritätsverbots für strahlende Übergänge und des Verbots der Übergänge in Niveaus anderer Multiplizität. Die Folge der Niveaufspaltungen und der Elektron-Phonon-Kopplung ist eine Vielzahl an elektronischen und den dazugehörigen vibronischen Niveaus (siehe Abbildung 2.6). Die Bezeichnung „vibronisch“ bedeutet in diesem Zusammenhang, dass strahlende Übergänge in diese Niveaus mit der simultanen Erzeugung oder Vernichtung von Phononen verbunden sind.

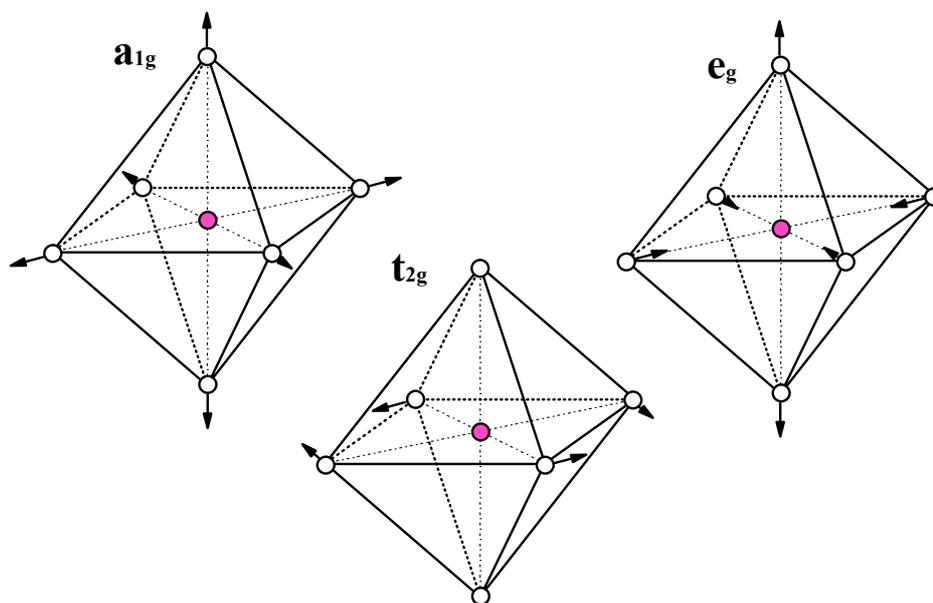


Abb. 2.5 Grundschwingungen für das das aktive Ion umgebende Sauerstoffoktaeder [Pe90]

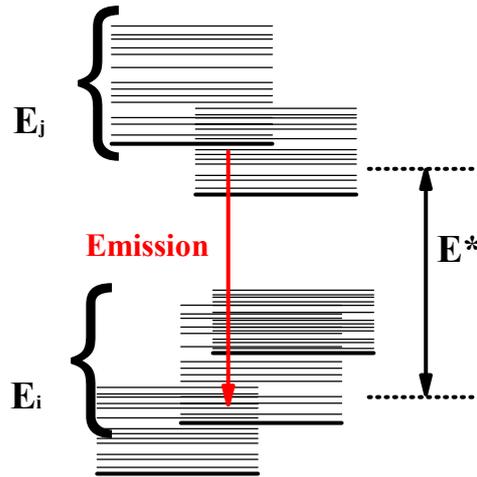


Abb. 2.6 Schema der elektronischen und der dazugehörigen vibronischen Niveaus [Wa92]

Die grundlegende theoretische Beschreibung der vibronischen Laserkinetik wurde 1964 von *McCumber*[Cu64+] veröffentlicht. Darin wird aus den Einstein-Relationen der Zusammenhang zwischen Absorptionsspektren und Emissionsspektren von atomaren Systemen in dielektrischen Wirtsmedien hergeleitet. Die Vielzahl der vibronischen und elektronischen Niveaus wird in zwei Mannigfaltigkeiten getrennt, das untere Band  $E_i$  und das obere Band  $E_j$  (Abbildung 2.6). Beide Bänder werden als untereinander ungekoppelt angenommen, innerhalb dieser Mannigfaltigkeiten sind die Niveaus über die Gitterschwingungen gekoppelt und im thermodynamischen Gleichgewicht. Die Lebensdauer der Anregung vibronischer Niveaus liegt typischerweise im Bereich von einigen Picosekunden, was zu einer starken homogenen Verbreiterung und über die Vielzahl vibronischer Niveaus zu einem Kontinuum führt. Die Relaxation erfolgt strahlungslos in das unterste Niveau des jeweiligen Bandes, von dort aus werden die höheren Niveaus thermodynamisch besetzt. In [Ba88] wird das Modell von *McCumber* auch auf Bänder erweitert, die sich nicht im thermischen Gleichgewicht befinden.

Für die spektrale Verteilung der Verstärkung pro Einheitslänge  $g_E(\lambda, T, N_u)$  gilt unter diesen Annahmen:

$$g_E(\lambda, T, N_u) = \left( N_o - N_u e^{\left( \frac{hc/\lambda - E^*(T)}{kT} \right)} \right) \sigma_e(\lambda, T) \quad (\text{Gl. 2.13})$$

Hierbei sind  $N_o, N_u$  die Besetzungsdichten des oberen bzw. des unteren Bandes,  $\sigma_e(\lambda, T)$  der Emissionswirkungsquerschnitt, der Exponentialterm bezeichnet die Boltzmann-Besetzung der Niveaus im unteren Band. Der Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma_a(\lambda, T)$  ergibt sich aus  $\sigma_e(\lambda, T)$  zu:

$$\sigma_a(\lambda, T) = e^{\left[ \frac{hc/\lambda - E^*(T)}{kT} \right]} \sigma_e(\lambda, T) \quad (\text{Gl. 2.14})$$

$T$  ist die Temperatur,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum und  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit.  $E^*(T)$  stellt die temperaturabhängige effektive Energiedifferenz zwischen dem oberen und dem unteren Band dar, bestimmt aus den chemischen Potentialen der Bänder [Wa92].

$$E^*(T) = -kT \left( \ln \sum_j e^{\left[ \frac{-E_j}{kT} \right]} - \ln \sum_i e^{\left[ \frac{-E_i}{kT} \right]} \right) \quad (\text{Gl. 2.15})$$

## 2.2.1 Ti:Saphir

Ti:Saphir ist der bedeutendste Vertreter der vibronischen Lasermaterialien. Der erste Ti:Saphir-Laser wurde 1982 von *Moulton* vorgestellt [Mo82]. Der Wirtskristall  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  (trigonale Raumgruppe  $R\bar{3}c$ ) ist einachsig doppelbrechend und weist sehr gute optische und thermische Eigenschaften auf. Das aktive Ion  $\text{Ti}^{3+}$  besitzt die Elektronenkonfiguration  $3d^1$ , das  ${}^2D$ -Niveau des freien Ions ist fünffach entartet. Durch das starke Kristallfeld sowie durch die Spin-Bahn-Kopplung und den Jahn-Teller-Effekt wird diese Entartung aufgehoben. An die entstandenen Niveaus koppeln Phononen. In Abbildung 2.7 ist ein Schema der Niveaufspaltung dargestellt. Die Übergangsenergien und die Phononenenergien wurden Tieftemperatur-Emissions- und -Absorptions-Spektren entnommen [Gä74, By85, Al86, Ag86, Lu86, Po86]. Weiterführende theoretische Betrachtungen der dynamischen Jahn-Teller-Aufspaltung im Ti:Saphir sind in [Ma68] und [Ci73] veröffentlicht. Der Übergang vom Grundniveau des unteren Bands zum Grundniveau des oberen Bands (blau) wird als Null-Phononen-Übergang bezeichnet. Die Null-Phononen-Linie tritt im Absorptions- und Emissionsspektrum bei 618 nm auf. Die effektive Energiedifferenz  $E^*$  nach Gl. 2.15 (rot gestrichelt) ist größer als die Null-Phononen-Energie (blau). Daraus resultierend ist der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt kleiner als der maximale Emissionswirkungsquerschnitt.

*Albers et al.* stellten in [Al86] ein Modell zur Elektron-Phonon-Kopplung im Ti:Saphir vor, mit dessen Hilfe das Emissionsspektrum beschrieben werden kann. Das Modell beinhaltet die Näherung, dass nur ein Phonon ( $e_g$ ) an die elektronischen Niveaus koppelt (Ein-Phononen-Modell). Weitere Näherungen sind die Franck-Condon-Näherung, die Näherung der linearen Kopplung und die Näherung gleicher Kraftkonstanten. *Grindberg et al.* erweiterten in [Gr93] das Modell auf zwei Dimensionen. Abbildung 2.8 zeigt das Konfigurationskoordinatenmodell [Be92] für Ti:Saphir, reduziert auf eine Dimension.  $Q$  bezeichnet die verallgemeinerte Ortskoordinate, im Allgemeinen der radiale Abstand vom Grundniveau. Aufgrund der Näherung der linearen Kopplung sind die Potentialkurven Parabeln, die Franck-Condon-Näherung [Fo73] wird durch die senkrechten Pfeile für Absorption und Emission verdeutlicht. Je energetisch näher ein vibronisches Niveau am Grundniveau des jeweiligen Bandes liegt, desto größer ist die Besetzungsdichte  $N$ .

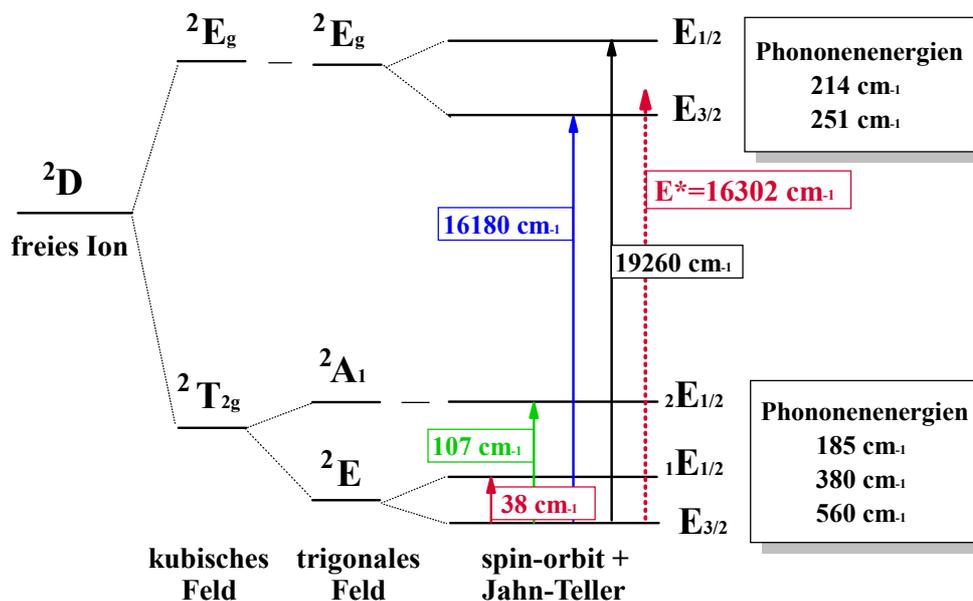


Abb. 2.7 Niveaufspaltung des  $\text{Ti}^{3+}$ -Ions im Saphir [Al86] und Phononenenergien

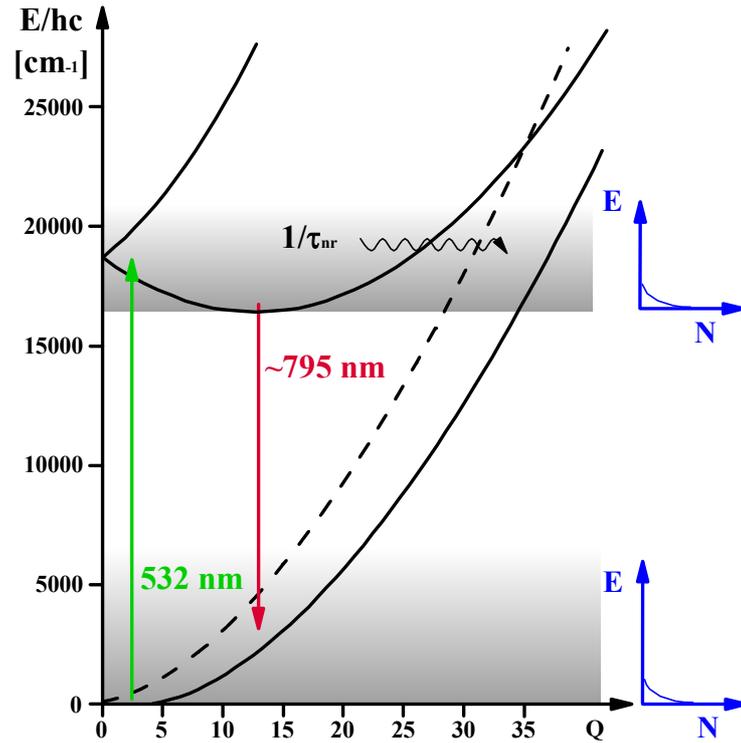


Abb. 2.8 Konfigurationskoordinatendiagramm für Ti:Saphir nach Albers et al.

Die thermische Besetzung der vibronischen Niveaus des oberen Bandes führt über nichtstrahlende Zerfälle zu einer Verringerung der Fluoreszenzlebensdauer. Die Zerfallsratenverteilung  $W_p(p, T)$  ergibt sich damit zu:

$$W_p(p, T) = e^{-S(2m(T)+1)} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi y_p(p)}} \cdot e^{y_p(p)} \cdot \left[ \frac{2S(m(T)+1)}{p + y_p(p)} \right]^p \quad (\text{Gl. 2.16})$$

$$y_p(p) = \sqrt{p^2 + 4S^2(1 + m(T)) \cdot m(T)} \quad (\text{Gl. 2.17})$$

$$m(T) = \frac{e^{-\frac{hc \nu_{ph}}{kT}}}{1 - e^{-\frac{hc \nu_{ph}}{kT}}} \quad (\text{Gl. 2.18})$$

Hierbei ist  $p$  die Anzahl der erzeugten Phononen,  $S$  ist der Huang-Rhys-Faktor,  $m(T)$  ist die mittlere Planck'sche Besetzung der vibronischen Niveaus und  $\nu_{ph}$  die mittlere Phononenenergie in Wellenzahlen. Der Huang-Rhys-Faktor gibt die Stärke der Elektron-Phonon-Kopplung an. Die Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f(T)$  ergibt sich zu:

$$\tau_f(T) = \frac{1}{\left( \frac{1}{\tau_{f0}} + \frac{1}{\tau_0} W_p(T) \right)} \quad (\text{Gl. 2.19})$$

$\tau_{f0}$  entspricht der Lebensdauer bei 0 K,  $W_p(T)/\tau_0$  ist die nichtstrahlende Zerfallsrate.

Da Ti:Saphir nur in der Polarisationsrichtung  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$  betrieben wird, sind die Berechnungen nur für die c-Richtung durchgeführt worden. Für die spektrale Verteilung des Wirkungsquerschnitts der stimulierten Emission  $\sigma_{ec}(\lambda, T)$  gilt nach [Cu64]:

$$\sigma_{ec}(\lambda, T) = C \cdot W_p(p, T) \cdot \frac{\lambda^2}{n_c(\lambda, T)^2} \quad (\text{Gl. 2.20})$$

mit 
$$\lambda = \frac{1}{(\nu_0 - p\nu_{ph})} \quad (\text{Gl. 2.21})$$

$\nu_0$  ist die Null-Phononen-Energie in Wellenzahlen, C ist der Normierungsfaktor auf den maximalen Emissionswirkungsquerschnitt von  $3.2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  [Eg88, Sa88] und  $n_c(\lambda, T)$  der Brechungsindex in c-Richtung. Die quadratische Abhängigkeit von der Wellenlänge bewirkt eine Rotverschiebung des Emissionswirkungsquerschnitts gegenüber der Fluoreszenzverteilung. Grund hierfür ist, dass sich mit wachsender Photonenenergie die Besetzung der unteren Niveaus für die stimulierte Emission bemerkbar macht. In Abbildung 2.9 sind die spektralen Verläufe der Wirkungsquerschnitte dargestellt, Abbildung 2.10 zeigt den nach Gl. 2.19 berechneten Temperaturverlauf der Fluoreszenzlebensdauer.

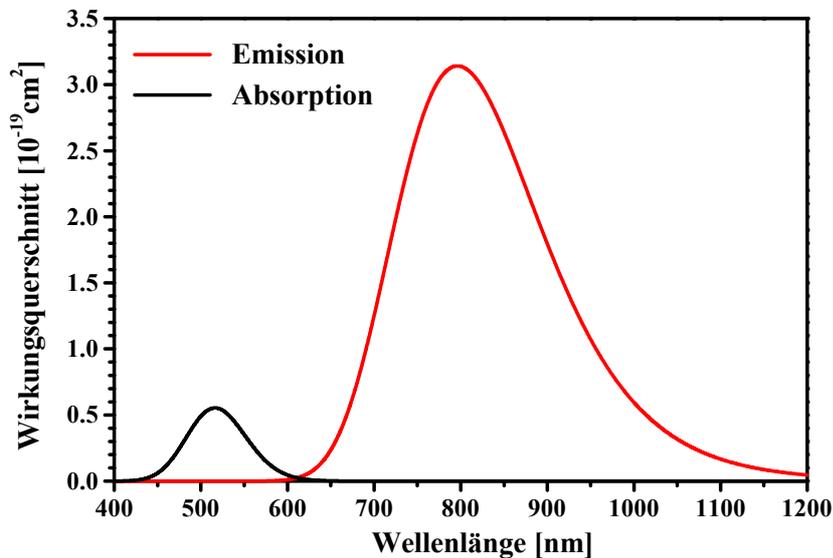


Abb. 2.9 spektrale Verteilung des Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitts (Gl. 2.20)

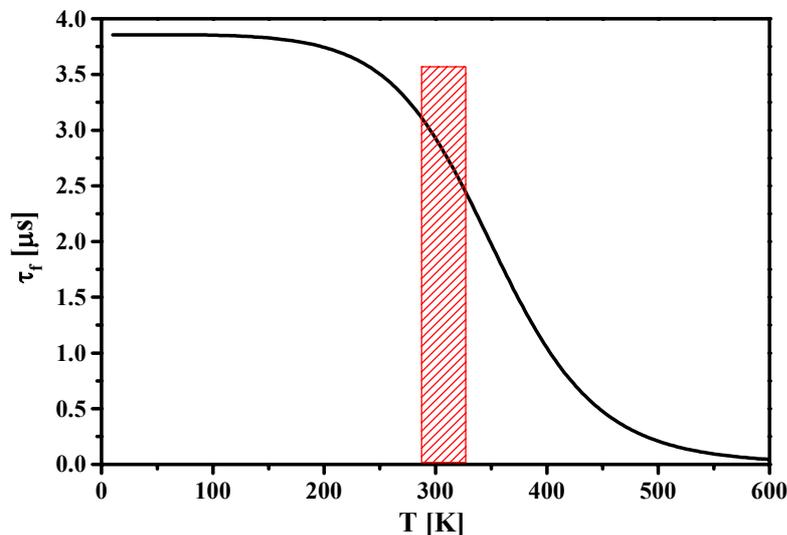


Abb. 2.10 Abhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer von der Temperatur (Gl. 2.19)

Die Abhängigkeit der Kleinsignalverstärkung von der Temperatur und der Besetzungsinversion führt zu Veränderungen im spektralen Verlauf. Abbildung 2.11 zeigt, dass bei geringer Inversion im Bereich kleiner Wellenlängen keine Verstärkung vorliegt (schwarzer Bereich). Ti:Saphir zeigt in diesem Bereich Eigenschaften eines Drei-Niveau-Systems. Im Bereich großer Wellenlängen sowie im Bereich des Verstärkungsmaximums ist der Einfluss bis auf eine leichte Rotverschiebung des Maximums marginal, der Ti:Saphir zeigt die Eigenschaften eines Vier-Niveau-Systems. Die Kleinsignalverstärkung wurde für eine Dotierung von 0,1 at% durchgeführt, das entspricht  $3,3 \cdot 10^{19}$  Ionen pro  $\text{cm}^3$ . Im Anhang sind die zur Modellierung benutzten Größen für Ti:Saphir tabellarisch zusammengefasst.

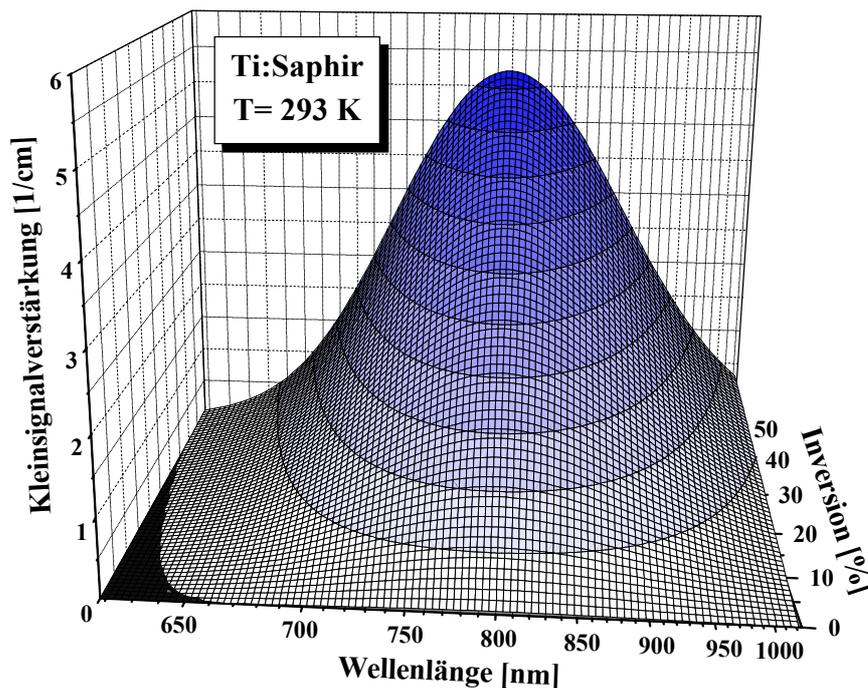


Abb. 2.11 nach Gleichung 2.13 berechnete Kleinsignalverstärkung bei 293 K in Abhängigkeit von der Inversion

## 2.2.2 Alexandrit

Alexandrit,  $\text{Cr}^{3+}$  dotierter Chrysoberyll ( $\text{BeAl}_2\text{O}_4$ ), war das erste Festkörper-Lasermedium, mit dem bei Zimmertemperatur durchstimmbare Laser realisiert wurden [Wa80, Wa85]. Das Wirtsmaterial Chrysoberyll (orthorhombisch Pnma) ist zweiachsig doppelbrechend und besitzt vergleichbar gute thermische Eigenschaften wie Saphir.  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen sind chemisch sehr stabil und sind deshalb prädestiniert für den Einsatz als laseraktives Ion. Es besitzt die Elektronenkonfiguration  $3d^3$ , das Termschema ist deshalb komplexer als bei Ti:Saphir. Die  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen können in Chrysoberyll zwei verschiedene kristallografische Positionen besetzen, eine mit Spiegelsymmetrie und eine mit Inversionssymmetrie. Für den Laserbetrieb sind aber nur  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen mit spiegelsymmetrischer Position von Bedeutung. Nach [Wa92] belegen 78 % der  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen solche Plätze.

Abbildung 2.12 zeigt die den vibronischen Laserbetrieb bestimmenden elektronischen Niveaus im Konfigurationskoordinaten-Diagramm. Nach der Anregung aus dem Grundzustand  $^4\text{A}_2$  (vierfach entartet) in die breiten Absorptionsbänder der Niveaus  $^4\text{T}_2$  und  $^4\text{T}_1$ , finden strahlungslose Übergänge in das Niveau  $^2\text{E}$  statt. Dieses Niveau ist mit  $\tau_f = 1,54$  ms sehr langlebig, deshalb wird es auch als Speicherniveau bezeichnet. Der energetische Abstand zwischen dem vibronisch nicht verbreiterten Speicherniveau und dem vibronischen  $^4\text{T}_2$ -Band beträgt in Wellenzahlen  $800\text{ cm}^{-1}$ . Vom Speicherniveau aus werden die vibronischen Niveaus thermisch besetzt, mit der Konsequenz, dass der Emissionswirkungsquerschnitt mit steigender Temperatur wächst und aufgrund der Kurzlebigkeit des  $^4\text{T}_2$ -Niveaus die Fluoreszenzlebensdauer abnimmt. Die effektive Energiedifferenz  $E^*$  nach Gl. 2.15 ist für Alexandrit kleiner als die Null-Phononen-Energie. Damit ist der maximale Emissionswirkungsquerschnitt im Gegensatz zu Ti:Saphir kleiner als der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt.

Für die Lasertätigkeit von Alexandrit spielt die Absorption aus angeregten Niveaus (Excited-State Absorption) eine besondere Rolle. Der Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission ist im Bereich der vibronischen Lasertätigkeit nur etwa viermal größer als der Wirkungsquerschnitt der ESA.

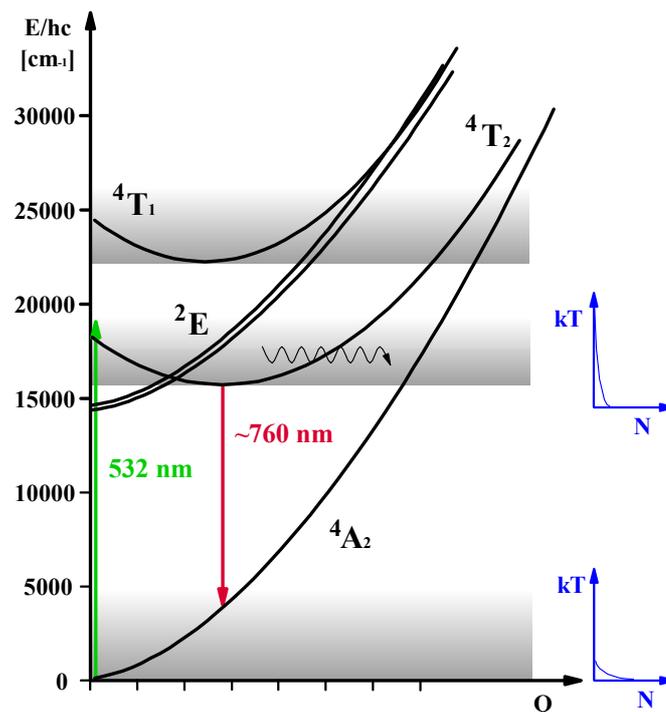


Abb. 2.12 Konfigurationskoordinaten-Diagramm (Schema) für Alexandrit

Die Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f$  in Abhängigkeit von der Temperatur ergibt sich nach [Le94] aus den Einzellevensdauern  $\tau(^2E)$  und  $\tau(^4T_2)$  zu:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{\frac{1}{\tau(^2E)} + \frac{1}{\tau(^4T_2)} e^{\frac{-\Delta E}{kT}}}{1 + e^{\frac{-\Delta E}{kT}}} \quad (\text{Gl. 2.22})$$

$\Delta E$  ist der energetische Abstand zwischen dem  $^2E$ -Niveau und dem vibronischen  $^4T_2$ -Niveau. Die aus der Regression an die bei verschiedenen Temperaturen gemessenen Fluoreszenzlebensdauern (Abb. 2.13) ermittelte Lebensdauer  $\tau(^4T_2)$  beträgt  $6,6 \mu\text{s}$ . Bei Zimmertemperatur beträgt die Lebensdauer  $\tau_f$  etwa  $260 \mu\text{s}$ , was die effiziente Anregung mit Blitzlampen ermöglicht. In Abbildung 2.14 sind das Emissionsspektrum bei Zimmertemperatur und die effektiven Emissionswirkungsquerschnitte bei  $27^\circ\text{C}$ ,  $85^\circ\text{C}$ ,  $150^\circ\text{C}$  und  $200^\circ\text{C}$  dargestellt. Effektiv bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die temperaturabhängige Besetzung der Niveaus in den Bändern im Wirkungsquerschnitt implementiert ist. Es ist gut zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt im vibronischen Bereich stark zunimmt.

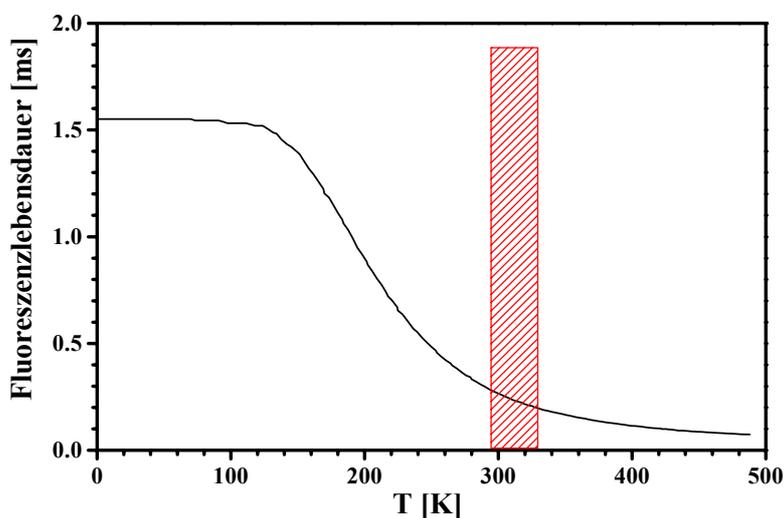


Abb. 2.13 Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer von Alexandrit

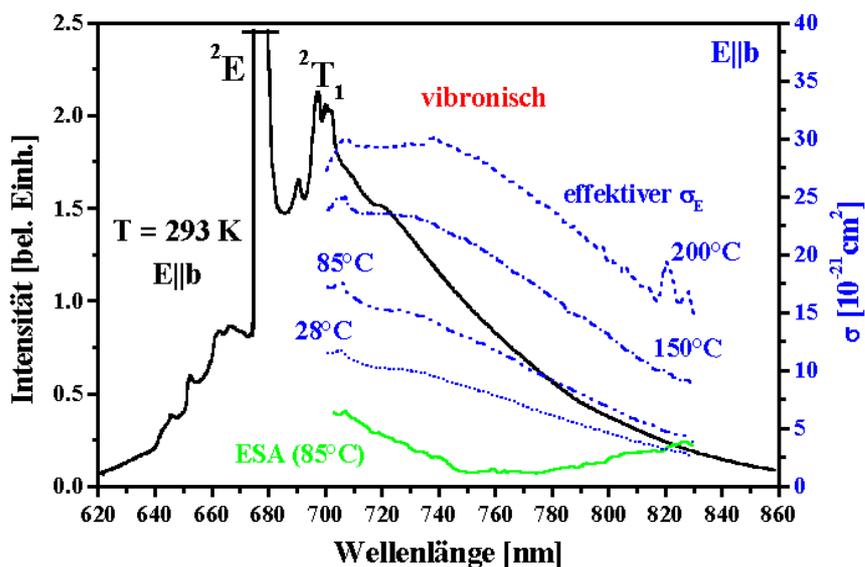


Abb. 2.14 Emissionsspektrum von Alexandrit bei 293 K (schwarz) und effektive Emissionswirkungsquerschnitte (blau) bei erhöhten Temperaturen für  $E||b$  [Wa80\*]

Die Ursache der Zunahme liegt in der stärkeren Besetzung der höheren vibronischen Niveaus des oberen Bandes, höherenergetische Übergänge werden wahrscheinlicher. Die Emissionswirkungsquerschnitte der Kristallrichtungen a und c sind eine Größenordnung kleiner als der der Kristallrichtung b. Deshalb wird Alexandrit mit  $E \parallel b$  linear polarisiert betrieben. Alle weiteren Berechnungen sind deshalb für diese Kristallrichtung durchgeführt worden.

Abbildung 2.15 zeigt die spektrale Verteilung der Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit von der Inversion. Bei geringer Inversion liegt im Bereich kleiner Wellenlängen keine Verstärkung vor (schwarzer Bereich), Alexandrit zeigt in diesem Bereich Eigenschaften eines Drei-Niveau-Systems. Im Bereich großer Wellenlängen zeigt Alexandrit die Eigenschaften eines Vier-Niveau-Systems. Die Berechnung der Kleinsignalverstärkung wurde für eine Dotierung von 0,5 at% durchgeführt, das entspricht  $13,7 \cdot 10^{19}$  Ionen auf spiegelsymmetrischen Plätzen pro  $\text{cm}^3$ . In der Praxis wird selten eine Inversion von über 30% erreicht, deshalb liegen die Laserwellenlängen im freilaufenden Betrieb im Bereich um 750 nm.

Die zur Modellierung benutzten Größen für Alexandrit sind im Anhang tabellarisch zusammengefasst.

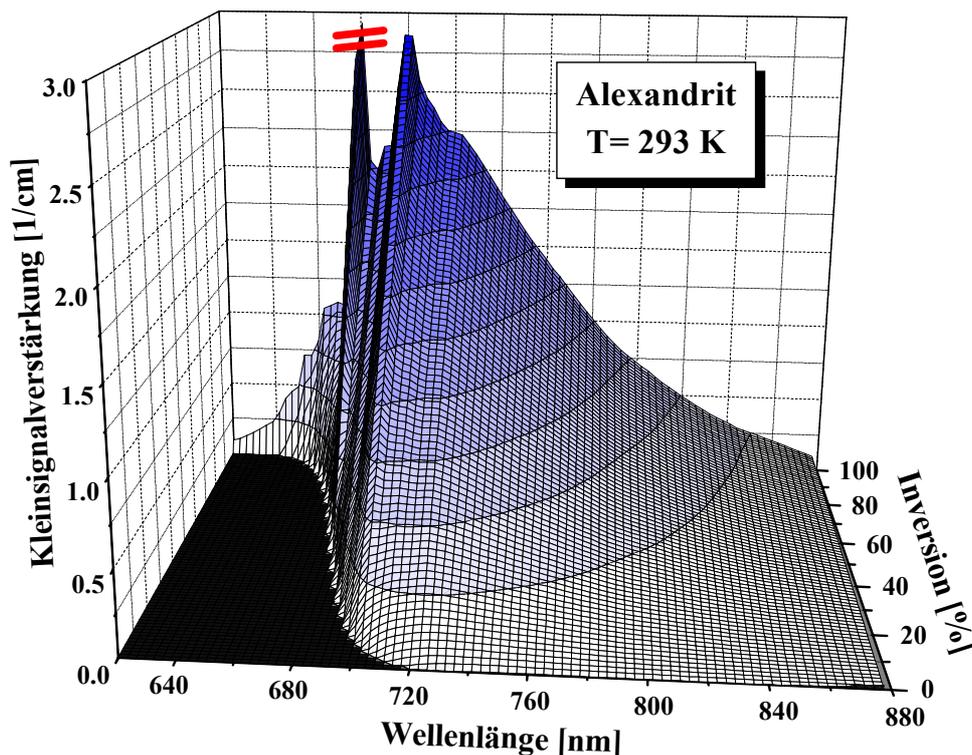


Abb. 2.15 nach Gleichung 2.13 berechnete Kleinsignalverstärkung bei 293 K in Abhängigkeit von der Inversion

## 2.3 Longitudinale optische Anregung

Aktive Medien von Festkörperlasern können auf zwei Arten angeregt (gepumpt) werden. Die eine Variante ist das transversale Pumpen. Diese Art der Anregung ist besonders bei Lasermedien mit hohen Fluoreszenzlebensdauern effektiv. Weiterhin müssen geeignete Pumplichtquellen vorhanden sein, das heißt, das Emissionsspektrum der Pumplichtquelle muss möglichst gut an das Absorptionsspektrum angepasst sein (Blitzlampen, Bogenlampen, Laserdioden). Die andere Variante, das longitudinale Pumpen, eignet sich besonders dann, wenn für den Bereich der Absorption Laserlichtquellen guter Strahlqualität und hoher Effizienz zur Verfügung stehen. Dabei kann das gepumpte Volumen direkt an das transversale Modenvolumen des Lasers angepasst werden, was erheblich zur Effizienzsteigerung des Lasers beiträgt. Für Lasermedien, die im sichtbaren Bereich um 500 nm absorbieren, bieten sich frequenzverdoppelte Nd:YAG- oder Nd:YALO-Laser als Pumplichtquellen an, da diese sehr leistungsstark und effizient zu realisieren sind.

Die genaue Kenntnis des Überlapps von Pumpstrahl und transversalem Mode des Lasers ist insbesondere für die Ermittlung der Verstärkung von Bedeutung. Für die Modellierung des Überlapps, der Inversionsverteilung und der thermischen Linse wurde von einem Pumpstrahl mit transversal gaußförmiger Intensitätsverteilung und einer Kaustik entsprechend einer Strahlqualität  $M^2$  ausgegangen. Der Strahlradius  $w(z)$  am Ort  $z$  der optischen Achse ergibt sich zu:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left[ \frac{M^2 \lambda_p (z - z_0)}{\pi w_0^2} \right]^2} \quad (\text{Gl. 2.23})$$

Hierbei ist  $\lambda_p$  die Wellenlänge des Pumplichts (532 nm für frequenzverdoppelten Nd:YAG),  $z_0$  der Ort der Strahltaile und  $w_0$  der Tailenradius des Pumpstrahls (Abb. 2.16). Die Veränderung der Kaustik im Kristall aufgrund des höheren Brechungsindex wurde vernachlässigt, da die experimentelle Bestimmung des Tailenradius und des Ortes der Strahltaile mit größeren Fehlern behaftet sind, so dass dieser Näherungsfehler nicht ins Gewicht fällt. Weiterhin wurde eine eventuell vorhandene thermische Linse im Kristall für den Pumpstrahl vernachlässigt, da diese beim einfachen Durchgang nur marginale Auswirkungen hat.

Da Ti:Saphir und Alexandrit linear polarisiert betrieben werden, werden die Kristalle für die longitudinale Anregung im Brewsterwinkel der jeweiligen Kristallachse geschnitten. Das ermöglicht eine nahezu verlustfreie Einkopplung des linear polarisierten Pumplichts, die Zerstörschwelle der Endfläche ist wegen der fehlenden Antireflex-Beschichtung sehr hoch. Der Lichteinfall unter dem Brewsterwinkel bewirkt eine Strahlradiusänderung im Kristall in  $x$ -Richtung ( $x \parallel E$ ) um den Faktor  $n_p$  (Brechungsindex bei der Pumpwellenlänge).

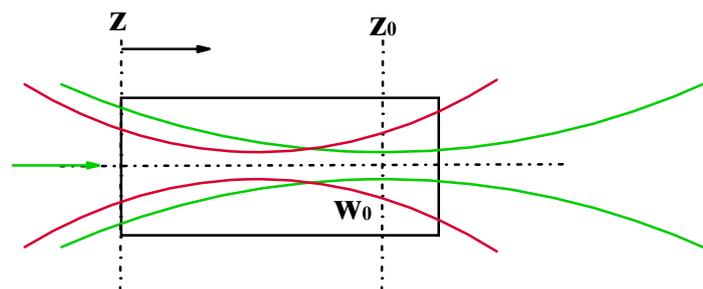


Abb. 2.16 Schema der Kaustiken des Pumpstrahls (grün) und des transversalen Modes (rot) im Kristall ( $x$  - Richtung des  $E$ -Feldes;  $y$  - senkrecht zu  $x$  und  $z$ ,  $z$  - Ausbreitungsrichtung)

### 2.3.1 Modellierung der thermische Linse

Durch das longitudinale Pumpen führt das im Laserkristall absorbierte Pumplicht über den Quantendefekt und den begrenzten Wirkungsgrad des Lasers zu einer örtlichen Temperaturverteilung und über die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zu einer Brechungsindexverteilung (thermische Linse).

Die orts- und zeitabhängige Temperaturverteilung, generiert durch gepulste Laser, wurde von *Lu et al.* [Lu99] unter folgenden Annahmen und Näherungen analytisch gelöst:

- ⇒ Laserpuls der zeitlichen Form nach Gl. 2.24
- ⇒ Laserstrahl radialsymmetrisch und gaußförmig
- ⇒ homogenes Medium
- ⇒ kein Wärmetransport über die Endflächen
- ⇒ konstante Temperatur zum Startzeitpunkt

Die zeitabhängige Intensität des einfallenden Laserpulses ist proportional zu:

$$i(t) = \frac{t}{t_0^2} \cdot e^{-\frac{t}{t_0}} \quad (\text{Gl. 2.24})$$

$t_0$  ist die Abklingzeit der Intensität im Puls. Für die oben gemachten Annahmen ergibt sich die orts- und zeitabhängige Temperaturänderung  $\Delta T(r,z,t)$  zu:

$$\Delta T(r, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{\delta_i=0}^{\infty} J_0(\delta_i r) \frac{E_0 \alpha}{2\pi\kappa L_{cr}} \cdot \frac{(1 - e^{-\beta L_{cr}} \cos(\pi n)) \cdot e^{-\frac{\delta_i^2 w(z)^2}{4}}}{\left[1 + \left(\frac{\pi n}{L_{cr} \beta}\right)^2\right] \cdot (\delta_n(\delta_i) t_0 - 1)^2} \cdot \left[ e^{-\delta_n(\delta_i) t} + \left( t \left( \delta_n(\delta_i) - \frac{1}{t_0} \right) - 1 \right) e^{-\frac{t}{t_0}} \right] \delta_i d\delta_i \cdot \cos\left(\pi n \frac{z}{L_{cr}}\right) \quad (\text{Gl. 2.25})$$

$$\delta_n(\delta_i) = \alpha \left( \delta_i^2 + \frac{n^2 \pi^2}{L_{cr}^2} \right) \quad (\text{Gl. 2.26})$$

$J_0(\delta_i r)$	Besselfunktion nullter Ordnung
$\delta_i$	Integrationsvariable
$E_0$	Energie, die zur thermischen Linse beiträgt
$\alpha$	thermische Diffusion
$\kappa$	Wärmeleitfähigkeit
$L_{cr}$	Länge des Kristalls
$\beta$	Absorptionskoeffizient für die Pumpwellenlänge

Die oben getätigten Annahmen und Näherungen werden im betrachteten Fall gut erfüllt. Bei Anregung mit passiv gütegeschalteten und frequenzverdoppelten Grundmodelasern liegen die Pulsdauern bei einigen zehn Nanosekunden, die zeitliche Pulsform ist nahezu gaußförmig und das Strahlprofil ist rotationssymmetrisch. Für die betrachteten Medien Ti:Saphir und Alexandrit sind die thermischen Leitfähigkeiten der unterschiedlichen Kristallrichtungen nur wenig verschieden, die Näherung eines homogenen Mediums birgt nur ein geringes Fehlerpotential.

Da die thermischen Leitfähigkeiten von Alexandrit und Ti:Saphir um Größenordnungen besser sind als die von Luft und der Pumpstrahlradius eine Größenordnung kleiner ist als der Kristallradius, ist die Annahme über ausschließlich radialen Wärmetransport gerechtfertigt. Die Annahme, dass die Temperatur zum Startzeitpunkt überall konstant ist, ist für kurz aufeinander folgende Pulse in guter Näherung erfüllt. Das Modell beinhaltet keine Sättigungseffekte der Absorption. Die Temperaturverteilung und damit die thermische Linse werden nur dann richtig wiedergegeben, wenn die Sättigung der Absorption vernachlässigt werden kann.

Die resultierende Brechungsindexverteilung  $n(r, z, t)$  im Laserkristall ergibt sich wie folgt:

$$n(r, z, t) = n_0 + \Delta T(r, z, t) \cdot \Delta n_T + N_3(r, z, t) \cdot \Delta n_V \quad (\text{Gl. 2.27})$$

Hierbei ist  $n_0$  der Brechungsindex bei Umgebungstemperatur,  $\Delta n_T$  die Brechungsindexänderung pro K Temperaturänderung und  $\Delta n_V$  Brechungsindexänderung pro Besetzungsdichteänderung  $\Delta N_3(r, z, t)$  aufgrund des photoelastischen Effekts. Der photoelastische Effekt ist bei Ti:Saphir wegen der starken Elektron-Phonon-Kopplung stark ausgeprägt [Ei92].

Im Fall der Anregung mit einer Folge von ns-Pulsen mit zeitlichem Abstand von einigen 10 ns (Pulszug) summieren sich die Temperaturänderungs-Verteilungen zu den jeweiligen Zeitpunkten auf, da die thermische Relaxationszeit  $\tau_{re}$  für Ti:Saphir und Alexandrit bei einem Pumpradius von 100  $\mu\text{m}$  im Bereich von 200  $\mu\text{s}$  liegt:

$$\Delta T(r, z, t_m) = \sum_{i=1}^m \Delta T(r, z, t_i) \quad (\text{Gl. 2.28})$$

$t_m$  stellt den Zeitpunkt des m-ten Pulses dar,  $t_i$  die Zeitpunkte vom i-ten bis zum m-ten Puls. Abbildung 2.17 zeigt beispielhaft die bis zum 11. Puls aufsummierte Temperaturänderungsverteilung eines Pulszugs von 486  $\mu\text{s}$  Dauer, 11 Pulsen mit einer Pulsdauer von 20 ns und zeitlich gleichem Abstand. Die Kristalllänge  $z$  beträgt 20 mm, die thermisch wirksame Energie  $E_0$  beträgt  $1 - \eta_{tot}$  mal der eingestrahnten Pulsenergie ( $\eta_{tot}$ -optischer Wirkungsgrad).

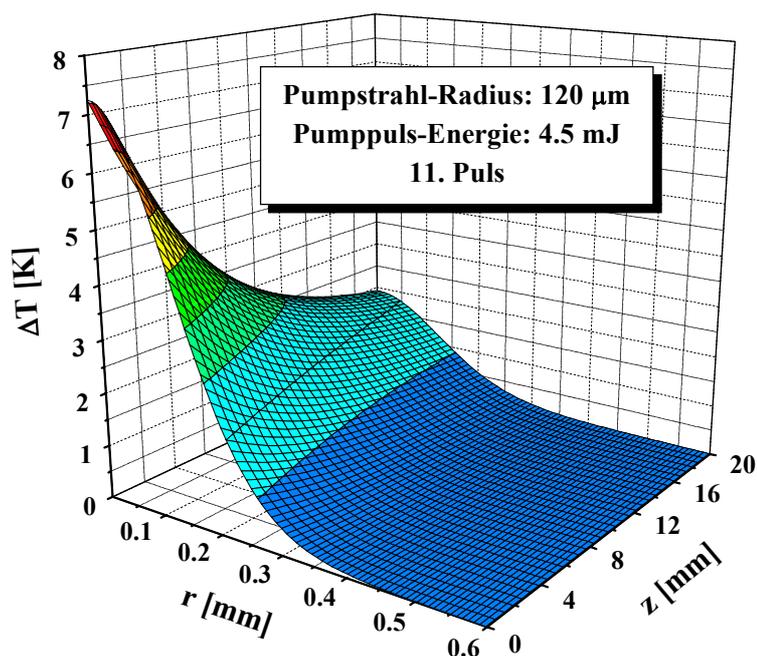


Abb. 2.17 nach Gl 2.25 und Gl 2.26 berechnete und aufsummierte Temperaturänderung über  $r$  und  $z$  für den 11. Puls im Pulszug

### 2.3.2 Anregung mittels Verstärkungsschaltung

Optische Anregungen mit Pulsdauern, die kürzer sind als die Pulsaufbauzeit im Resonator, werden als Verstärkungsschaltung bezeichnet. Die Pulsaufbauzeit hängt von den Resonatorverlusten, der Resonatorlänge und der Verstärkung im Lasermedium ab. Mit Hilfe der Verstärkungsschaltung lassen sich auch in Lasermedien mit sehr kurzer Fluoreszenzlebensdauer hohe Verstärkungen realisieren.

Abbildung 2.18 zeigt das Energieschema vibronischer Lasermedien als Vier-Niveau-System. Da die Anregung vorwiegend aus dem stark besetzten Grundzustand  $n_1$  in das energetisch hohe Niveau  $n_4$  erfolgt und die nichtstrahlenden Relaxationszeiten sehr kurz sind, verglichen mit der Fluoreszenzlebensdauer, kann für die Absorption die Anfangsbesetzungsdichte  $N_1$  des Niveaus  $n_1$  gleich der Dotierdichte und die Besetzungsdichte  $N_4$  gleich der Besetzungsdichte  $N_3$  gesetzt werden. Das Niveau  $n_4$  ist aufgrund des großen energetischen Abstands bezüglich  $n_3$  nicht thermisch besetzt.

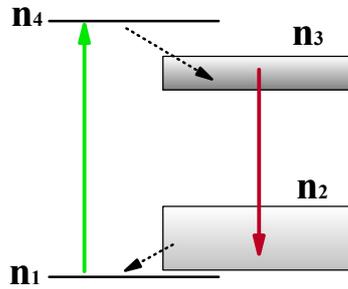


Abb. 2.18 Energieschema vibronischer Lasermedien als Vier-Niveau-System

Die Bedingungen der Verstärkungsschaltung erlauben, die Ratengleichungen für Absorption und Emission zu entkoppeln und die spontane Emission zu vernachlässigen. Die Ratengleichungen für die Absorption lauten:

$$\frac{dN_3(x, y, z)}{dt} = \frac{\sigma_a \lambda_p}{hc} I_p(x, y, z, t) \cdot N_1(x, y, z) \quad (\text{Gl. 2.29})$$

$$\frac{dN_1(x, y, z)}{dt} = -\frac{\sigma_a \lambda_p}{hc} I_p(x, y, z, t) \cdot N_1(x, y, z) \quad (\text{Gl. 2.30})$$

$$\frac{dI_p(x, y, z, t)}{dz} = -\sigma_a I_p(x, y, z, t) \cdot N_1(x, y, z) \quad (\text{Gl. 2.31})$$

Hierbei ist  $\sigma_a$  der Absorptionsquerschnitt bei der Pumpwellenlänge  $\lambda_p$ ,  $I_p(x, y, z, t)$  beschreibt die zeitabhängige, räumliche Intensitätsverteilung des Pumplichts. Gleichung 2.29 beschreibt die zeitliche Änderung der Inversion, Gleichung 2.30 die Entleerung des Grundniveaus und Gleichung 2.31 die Abnahme der Intensität des Pumplichts im Kristall.

Das longitudinale Pumpen unter Brewsterwinkel bedingt eine Strahlaufweitung in  $x$ -Richtung ( $x \parallel E$ ) um  $n$  (Brechungsindex), der Strahlquerschnitt wird elliptisch. Aufgrund des integralen Zusammenhangs zwischen dem rotationssymmetrischen und dem elliptischen Gauß-Profil (Gleichung 2.32) ist die Intensität im Kristall um den Faktor  $n$  kleiner als außerhalb.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 e^{-\frac{2x^2}{(w \cdot n)^2}} e^{-\frac{2y^2}{w^2}} dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n I_0 e^{-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2}} dx dy \quad (\text{Gl. 2.32})$$

In Abbildung 2.19 sind die Zeitverläufe des einfallenden und des mit den Ratengleichungen berechneten transmittierten Pulses dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das Maximum des transmittierten Lichts zeitlich verzögert auftritt. Dies ist kein Laufzeiteffekt, sondern ein Effekt der Sättigung im Kristall. Die blaue Kurve stellt die bis zum gegebenen Zeitpunkt im Kristall absorbierte Energie dar und ist proportional zur Inversion. Der Wendepunkt dieser Kurve wird als Zeitpunkt  $t_{gs}$  der Verstärkungsschaltung definiert.

Abbildung 2.20 zeigt die mit Hilfe der Ratengleichungen berechnete Inversionsdichteverteilung in  $y$ -Richtung. In  $z$ -Richtung ist der Abfall der Inversionsdichte nicht exakt exponentiell, im vorderen Bereich sind leichte Sättigungserscheinungen zu erkennen.

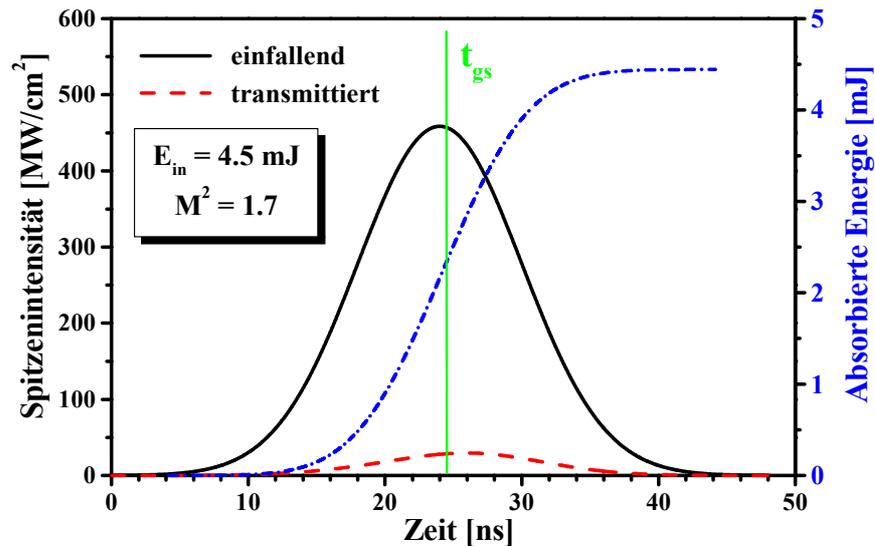


Abb. 2.19 Zeitverläufe der Intensität des einfallenden und des transmittierten Pulses für Ti:Saphir (0,1 wt%) und der absorbierten Energie für einen Strahlradius( $y$ ) von  $120 \mu\text{m}$  und einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,7$

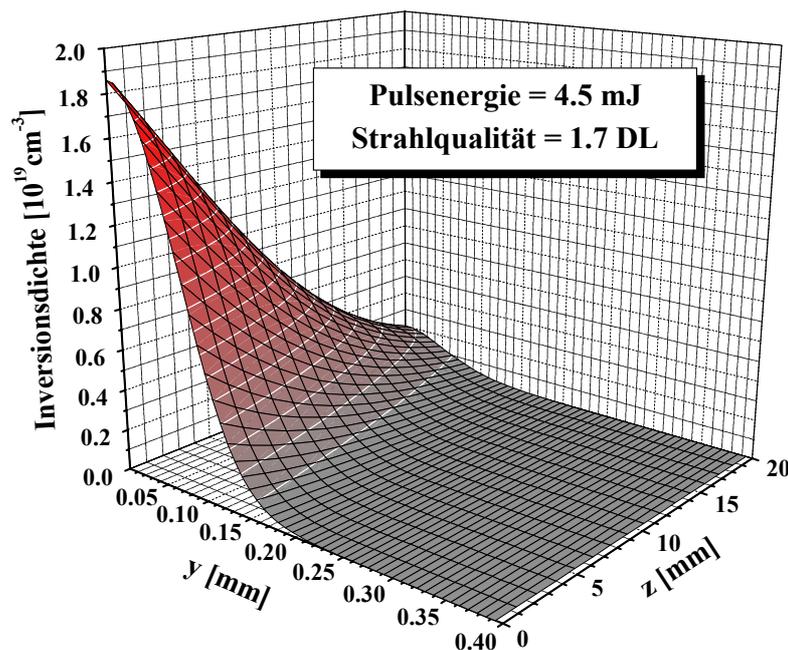


Abb. 2.20 Inversionsdichteverteilung im Ti:Saphir (0,1 wt%) für eine Pumpimpulsenergie von  $4,5 \text{ mJ}$ , einen Strahlradius( $y$ ) von  $120 \mu\text{m}$  und einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,7$

Die aus der Inversionsdichteverteilung resultierende Verteilung der Kleinsignalverstärkung in  $x$  und  $y$  ist in Abbildung 2.21 dargestellt. Aus der Temperatur- und Inversionsabhängigkeit der spektralen Verteilung der Verstärkung (Gl. 2.13) ergibt sich eine räumliche Verteilung der Wellenlänge des Maximums der Verstärkung (Abb. 2.22). Dies führt dazu, dass verschiedene transversale Moden eine spektral unterschiedliche Verstärkung erfahren. Die Auswirkungen auf das Spektrum der Laserstrahlung werden später diskutiert.

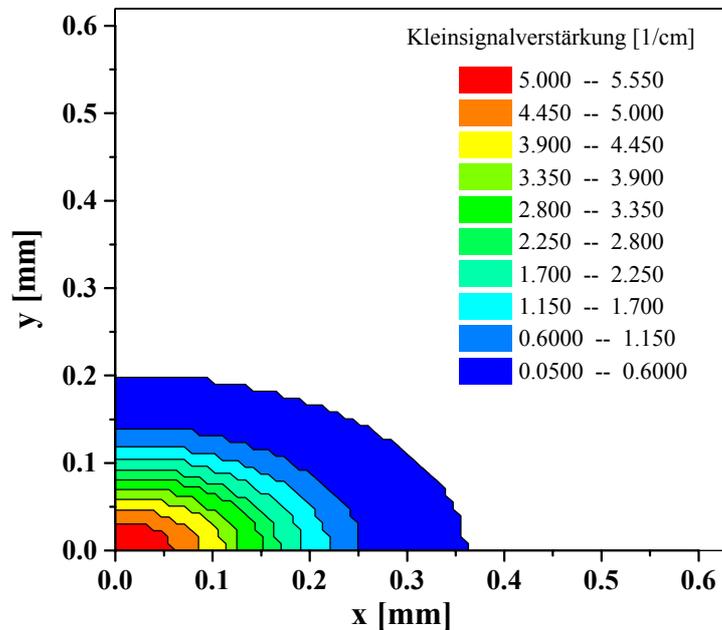


Abb. 2.21 Kleinsignalverstärkung über  $x$  und  $y$  in der obersten 1,25 mm starken gepumpten Fläche des Ti:Saphir-Stabes (0,1 wt%)

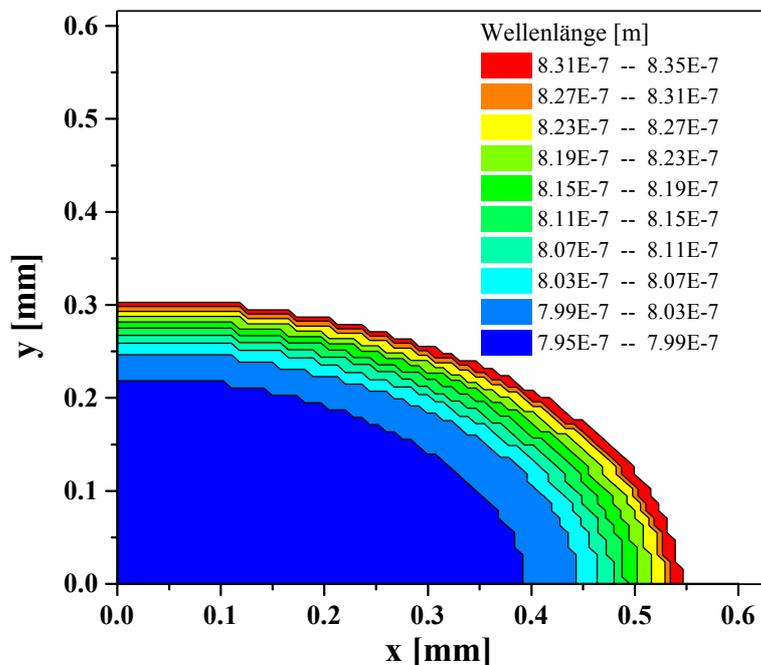


Abb. 2.22 spektrale Lage des Maximums der Verstärkung zur Verstärkungsverteilung aus Abb. 2.21

### 2.3.3 Quasi-kontinuierliche Anregung

Die Anregung eines aktiven Lasermediums mit zeitlich langen Pulsen, die nach einem kurzem Einschwingverhalten zu einem Verhalten führt, das dem eines Lasers mit kontinuierlicher Anregung entspricht, wird als quasi-kontinuierliche (qcw-) Anregung bezeichnet. Für die longitudinale Anregung bedeutet das, dass die Ratengleichungen der Absorption und der Emission gekoppelt sind. Mit der longitudinalen qcw-Anregung sind höhere Verstärkungen erreichbar als mit kontinuierlicher Anregung, sie eignet sich daher für Lasermedien mit geringer Fluoreszenzlebensdauer wie Ti:Saphir.

Zur Berechnung des transversalen Modes im Laserkristall (Kapitel 2.5.1) wird die Verstärkungsverteilung benötigt. Da diese von der Pumprate und der Laseremission abhängig ist, die Laseremission wiederum vom Überlapp des transversalen Modes mit dem Verstärkungsprofil, ist die Berechnung sehr umständlich. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurde zur Bestimmung des Verstärkungsprofils die stimulierte Emission außer Acht gelassen. Die Ratengleichungen für die Absorption lauten dann:

$$\frac{dN_3(x, y, z)}{dt} = \frac{\sigma_a \lambda_p}{hc} I_p(x, y, z, t) \cdot N_1(x, y, z) - \frac{N_3(x, y, z)}{\tau_f} \quad (\text{Gl. 2.33})$$

$$\frac{dN_1(x, y, z)}{dt} = -\frac{\sigma_a \lambda_p}{hc} I_p(x, y, z) \cdot N_1(x, y, z) + \frac{N_3(x, y, z)}{\tau_f} \quad (\text{Gl. 2.34})$$

$$\frac{dI_p(x, y, z, t)}{dz} = -\sigma_a I_p(x, y, z, t) \cdot N_1(x, y, z) \quad (\text{Gl. 2.35})$$

Die Ratengleichungen ähneln denen aus Kapitel 2.3.2, sie sind um den Anteil der spontanen Emission erweitert.  $\tau_f$  bezeichnet dabei die Fluoreszenzlebensdauer.

Abbildung 2.23 zeigt die Inversionsdichteverteilung im Maximum des Pumpimpulses der zeitlichen Form nach Gl. 2.24 mit  $t_0 = 340 \mu\text{s}$ . Die maximale Besetzungsdichte beträgt weniger als 5% der Dotierungsdichte von  $3,3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . In diesem Profil sind keine Sättigungserscheinungen zu erkennen.

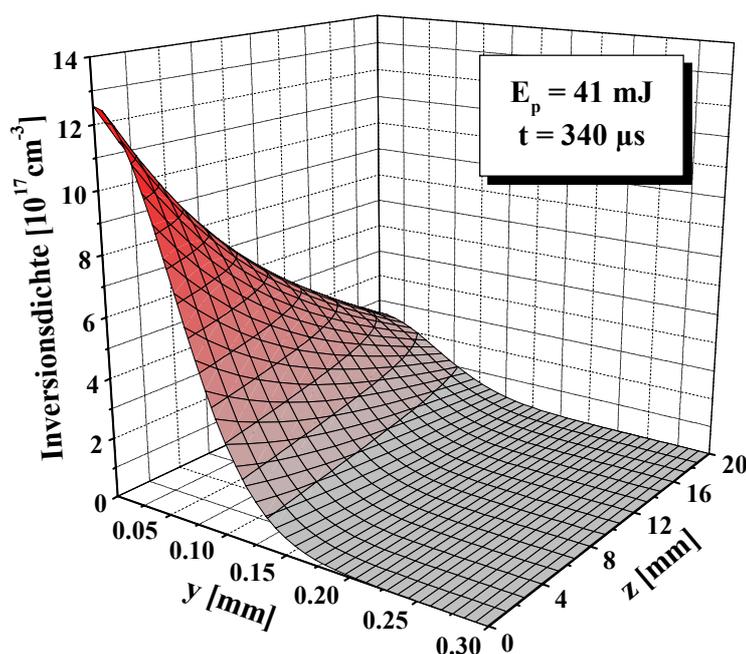


Abb. 2.23 Inversionsdichteverteilung im Ti:Saphir (0,1 wt%) für eine Pumpimpulsenergie von 41 mJ, einen Strahlradius( $y$ ) von  $70 \mu\text{m}$  und einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,7$

Die Zeitverläufe des einfallenden und des mit den Ratengleichungen berechneten transmittierten Pulses sind in Abbildung 2.24 dargestellt. Die blaue Kurve entspricht der im Kristall absorbierten Energie, deren Zeitableitung bestimmt die zeitabhängige Pumprate (Abb. 2.25). Aufgrund der kurzen Fluoreszenzlebensdauer des Ti:Saphir liegt die unter diesen Pumpbedingungen erreichte Inversionsdichte unter einem Prozent der Dotierungsdichte, die stimulierte Emission kann deshalb in den Ratengleichungen der Absorption vernachlässigt werden.

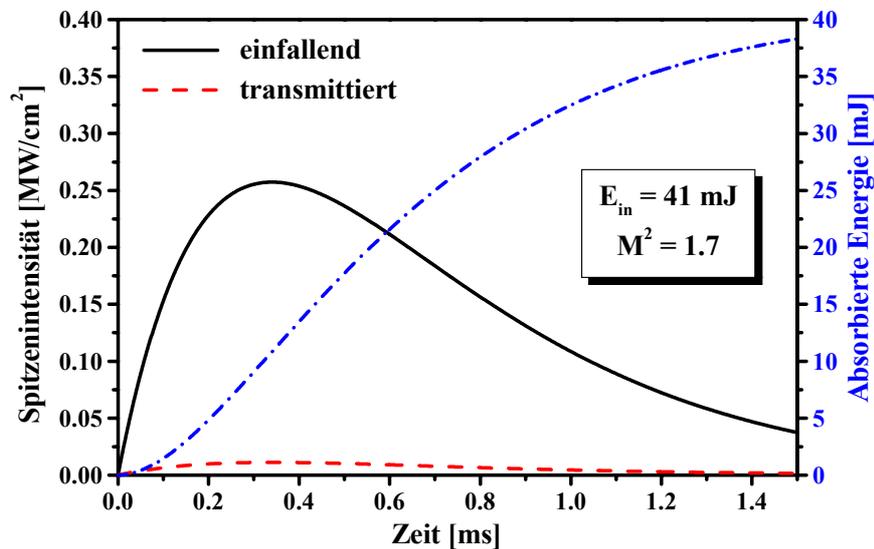


Abb. 2.24 Berechnete Zeitverläufe der Intensität des einfallenden und des transmittierten Pulses für Ti:Saphir (0,1 wt%) und der absorbierten Energie für einen Strahlradius( $y$ ) von  $70 \mu\text{m}$  und einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,7$

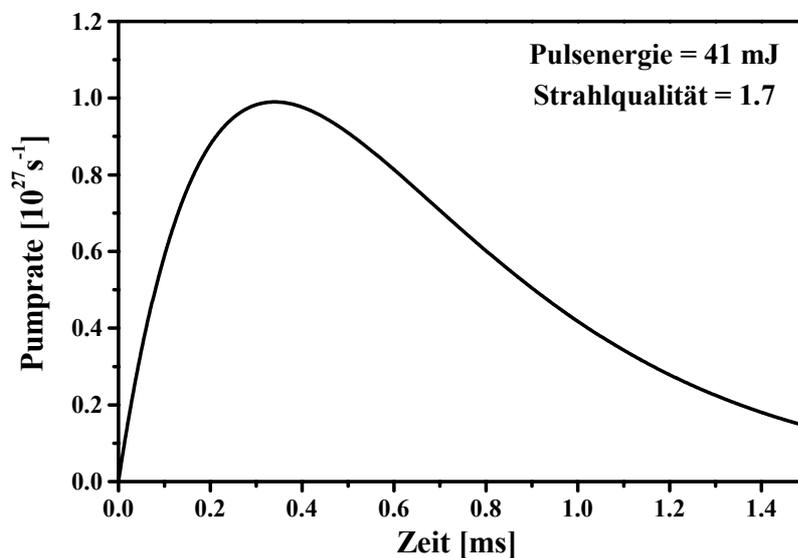


Abb. 2.25 Berechnete zeitabhängige Pumprate für den in Abb. 2.23 dargestellten Pulsverlauf. Die Zeitschritte der numerischen Berechnung betragen  $120 \text{ ns}$ .

## 2.4 Transversale Modenstruktur im Resonator

Die Temperaturabhängigkeit sowie die spektrale Abhängigkeit der transversalen Modenstruktur ist für longitudinal gepumpte, breitbandige Laser von besonderer Bedeutung. Ein 20 cm langer Resonator, der bei 800 nm über einen Wellenlängenbereich von 30 nm emittiert, weist beispielsweise über 30.000 longitudinale sowie die zugehörigen transversalen Moden auf. Spektral weit auseinander liegende transversale Moden können im Strahlprofil stark voneinander abweichen.

Die Modellierung zur Berechnung der transversalen Moden wurde mit dem Programm LightPipes© [Vd93] durchgeführt, welches die Propagation kohärenter Felder in skalarer Näherung erlaubt. Das Programm bietet verschiedene Module zur Propagation im freien Raum, in absorbierenden oder verstärkenden Medien sowie durch verschiedene optische Komponenten. Der Quelltext ist frei erhältlich und darf verändert werden.

Für die exakte Modellierung der Resonatoren wurden die Einflüsse des Laserkristalls berücksichtigt. Neben der thermischen Linse sind noch zwei weitere Effekte von Bedeutung. Da die Laserkristalle im Brewsterwinkel für die jeweilige Polarisation ( $x||E$ ) geschnitten sind, kommt es zu einer Strahlaufweitung im Kristall in  $x$  um den Brechungsindex  $n$  (Abb. 2.26) sowie unter Einfall eines divergenten Strahls zum Astigmatismus (Abb. 2.27). Bei einem divergenten Strahl mit dem Phasenfrontradius  $R$  sind die Einfallswinkel und damit auch die Brechungswinkel in  $x$  verschieden. Daraus resultiert ein Weglängenunterschied  $dl$  im Medium, der zur Streckung bzw. Stauchung des Strahlprofils in  $x$  führt. Zur Modellierung der Strahlaufweitung wurde ein Modul des Programmpakets so abgeändert, dass die Feldverteilung beim Eintritt in das Medium in  $x$  gestreckt und beim Austritt gestaucht wird. Die Weglängendifferenz wurde in das Brechungsindexprofil der thermischen Linse integriert. Für die Propagation durch den Laserkristall wurde das Modul der finiten Differenzen verwendet. Die Ausbreitung des Feldes  $U$  in einem Medium mit dem komplexen Brechungsindex  $A(x,y,z)$  kann durch folgende Differentialgleichung [Si86] beschrieben werden:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial U}{\partial z} + A(x,y,z)U = 0 \quad (\text{Gl. 2.36})$$

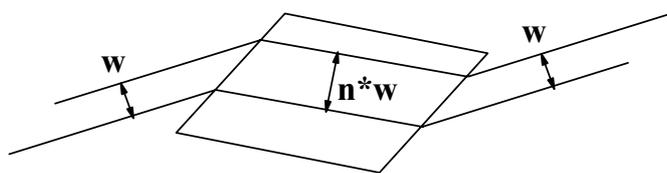


Abb. 2.26 Schema der Aufweitung des Strahldurchmessers (Brewster-Winkel)  
( $x$  - Richtung des E-Feldes;  $y$  - senkrecht zu  $x$  und  $z$ ,  $z$  - Ausbreitungsrichtung)

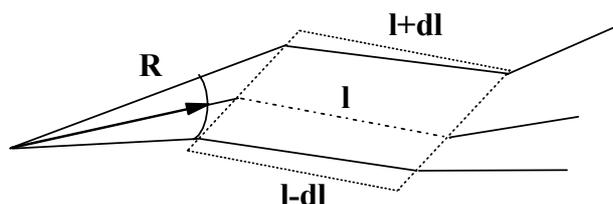


Abb. 2.27 Schema zur Weglängendifferenz im Medium (Astigmatismus)  
( $x$  - Richtung des E-Feldes;  $y$  - senkrecht zu  $x$  und  $z$ ,  $z$  - Ausbreitungsrichtung)

Gleichung 2.36 lässt sich auch als Gleichung finiter Differenzen darstellen:

$$\frac{U_{i+1,j}^{l+1} - 2U_{i,j}^{l+1} + U_{i-1,j}^{l+1}}{\Delta x^2} + \frac{U_{i,j+1}^l - 2U_{i,j}^l + U_{i,j-1}^l}{\Delta y^2} + 2ik \frac{U_{i,j}^{l+1} - 2U_{i,j}^l}{\Delta z} + A_{i,j}^{l+1} U_{i,j}^{l+1} = 0 \quad (\text{Gl. 2.37})$$

Die Lösung dieser Gleichung beschreibt die Feldverteilung bei  $z+\Delta z$  als Funktion der Feldverteilung bei  $z$  unter Einbeziehung der Beugung, Brechung und Verstärkung. Der Nachteil der Verwendung der Finite-Differenz-Methode liegt darin, dass die Sättigung der Verstärkung und die Abnahme der Inversion nicht berücksichtigt wird. Im Fall der Verstärkungsschaltung stabilisiert sich das transversale Modenprofil aufgrund der hohen Verstärkung jedoch nach wenigen Umläufen, so dass die Sättigungsintensität nicht erreicht und das obere Niveau nur unmerklich entleert wird. Im Fall der qcw-Anregung von Ti:Saphir unter den hier gewählten Pumpbedingungen (siehe Kapitel 2.3.3) ist die Verstärkung ohne stimulierte Emission nur wenig verschieden von der mit stimulierter Emission, so dass der Fehler der transversalen Modenstruktur nur gering ist.

Unter Einbeziehung der durch den Kristall hervorgerufenen Störungen wurden die verschiedenen Resonatoren modelliert [Be93]. Die Wellenpropagation wird im Anhang detailliert erläutert. Abbildung 2.28 zeigt das berechnete Intensitätsprofil und die Schnitte in  $x$  und  $y$  für einen Ti:Saphir-Resonator mit starkem Astigmatismus. Die Ringstrukturen um das zentrale Maximum resultieren aus der nicht parabolischen thermischen Linse, die zu Aberrationen im Lichtfeld führt.

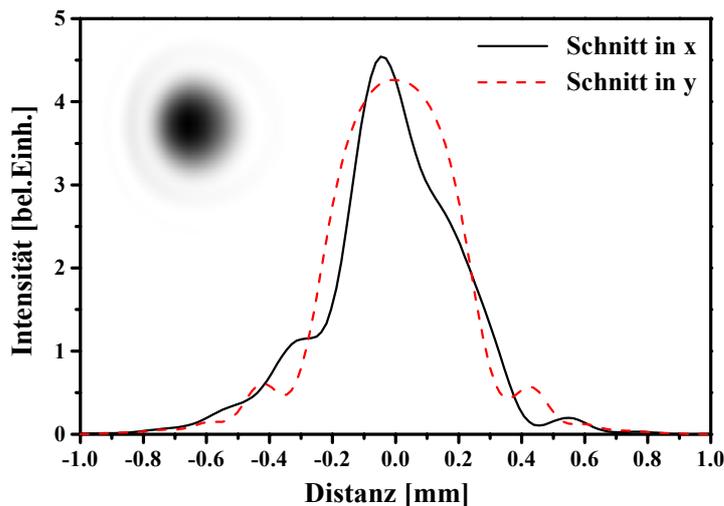


Abb. 2.28 Beispiel für einen starken Astigmatismus im Ti:Saphir-Resonator: berechnetes Strahlprofil und Schnitte in  $x$  und  $y$

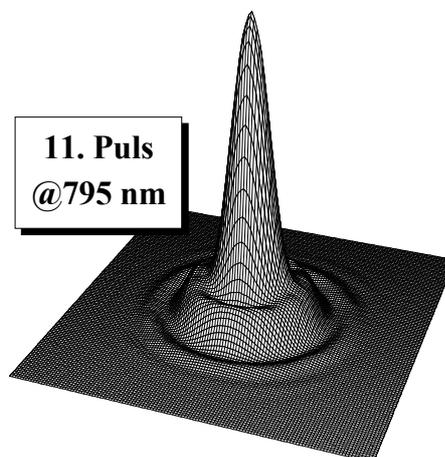


Abb. 2.29 berechnetes Intensitätsprofil des 11. Pulses eines Pulszugs bei 795 nm

In Abbildung 2.29 ist die berechnete transversale Intensitätsverteilung  $M(x,y,795\text{ nm})$  des 11. Pulses eines Pulszugs dargestellt, bei einer Wellenlänge von 795 nm, in 45 cm Abstand vom Auskoppelspiegel. Die Berechnung wurde für einen 25 cm langen Resonator mit Spiegel-Krümmungsradien von 20 cm, einer Pumpimpulsenergie von 4,5 mJ pro ns-Puls und einem Pumpstrahlradius im Ti:Saphir-Kristall von 120  $\mu\text{m}$  durchgeführt. Aufgrund der Aberrationen durch die thermische Linse ist das Strahlprofil nicht gaußförmig.

Der Vergleich der für gleiche Pumpbedingungen und gleiche Resonatorgeometrien, aber unterschiedliche Wellenlängen berechneten Intensitätsprofile zeigt, dass die Form der Profile um mehrere Prozent abweicht. In Abbildung 2.30 a) ist die Differenz zwischen den intensitätsnormierten Strahlprofilen bei 775 nm und 795 nm dargestellt, in Abb. 2.30 b) die zwischen den Strahlprofilen bei 815 nm und 795 nm. Die Größe der Abweichungen ist abhängig von der thermischen Linse, der Dispersion im Laserkristall und der Resonatorgeometrie. Aus diesen Abweichungen resultiert eine spektrale Abhängigkeit des Modenvolumens im Laserkristall sowie eine laterale Abhängigkeit des Laserspektrums.

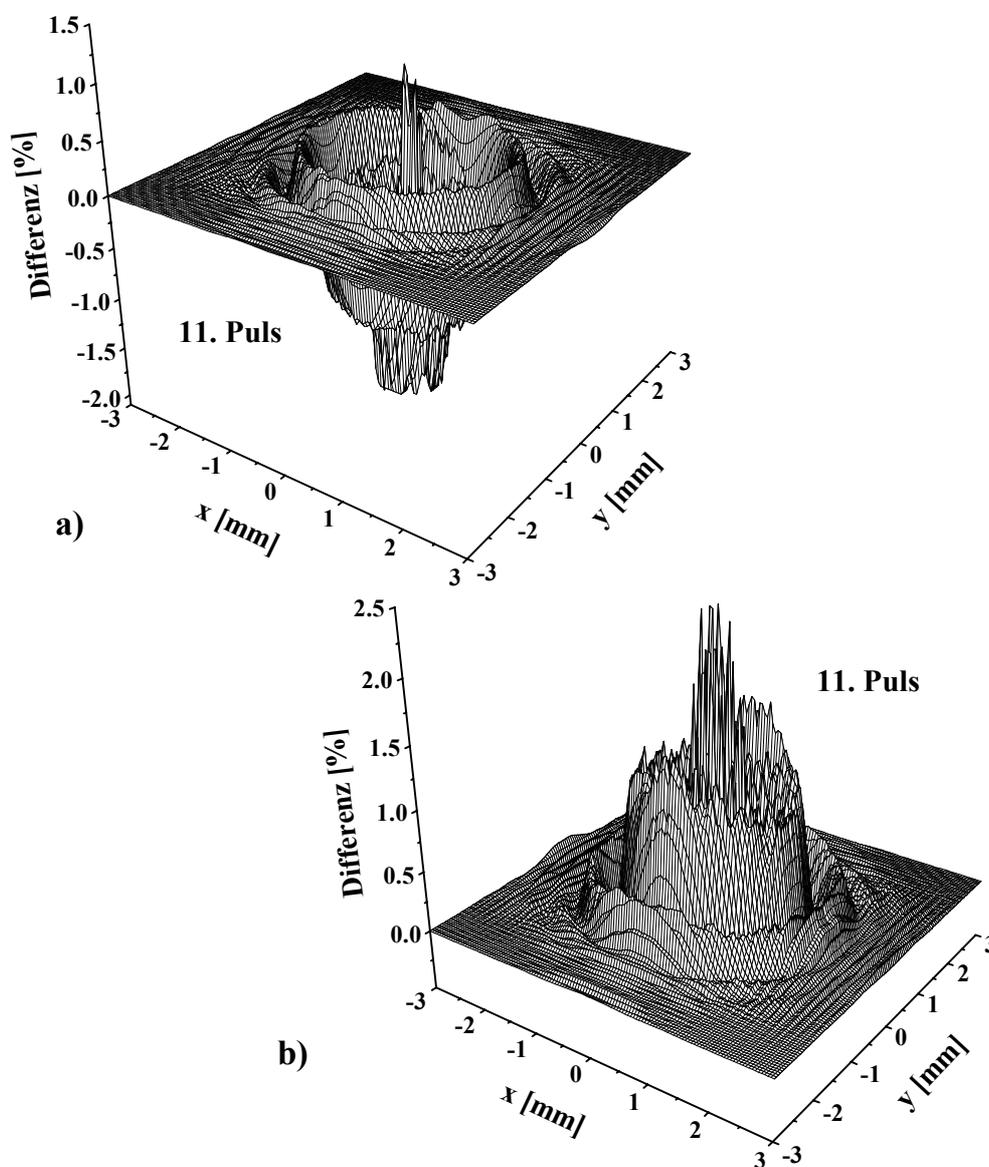


Abb. 2.30 Differenzen berechneter Intensitätsprofile des 11. Pulses eines Pulszugs:  
 a)  $M(x,y,775\text{ nm}) - M(x,y,795\text{ nm})$  b)  $M(x,y,815\text{ nm}) - M(x,y,795\text{ nm})$

### 2.4.1 Überlapp des transversalen Modes und des Verstärkungsprofils im Kristall

Bei der longitudinalen Anregung mit Grundmodelasern ist das aktive Medium nicht homogen angeregt. Die Pumpstrahlradien im Lasermedium liegen im Bereich von mehreren 10  $\mu\text{m}$  bis mehreren 100  $\mu\text{m}$ , abhängig von der jeweiligen Anregungsart (cw, qcw, Verstärkungsschaltung). Die Anpassung des gepumpten Volumens an das Modenvolumen im Lasermedium spielt für die Verstärkung dieser Lasermode eine besondere Rolle. Aufgrund der unterschiedlichen Verstärkung im Verstärkungsbereich, der Dispersion im Medium und der spektralen Abhängigkeit der Lichtbeugung unterscheiden sich die transversalen Resonatormoden bei verschiedenen Wellenlängen voneinander, damit auch das Modenvolumen. Aus der spektralen Abhängigkeit des Modenvolumens im Laserkristall ergibt sich eine spektrale Abhängigkeit der für den jeweiligen transversalen Mode wirksamen Inversion. Dies führt zu einer Veränderung im spektralen Verlauf der Kleinsignalverstärkung. Der Überlapp zwischen der Inversionsdichteverteilung  $N_3(x,y,z)$  (Kapitel 2.3.2) und dem intensitätsnormierten Modenprofil  $M(x,y,z,\lambda)$  (Abb. 2.31) wird im folgenden als Modenüberlapp bezeichnet. Die effektive Kleinsignalverstärkung  $g_{\text{eff}}$  ergibt sich damit zu:

$$g_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{\iiint_{zyx} g_0(\lambda, N_3(x, y, z), T(x, y, z)) \cdot M(x, y, z, \lambda) dx dy dz}{\iiint_{zyx} M(x, y, z, \lambda) dx dy dz} \quad (\text{Gl. 2.38})$$

In Abbildung 2.32 sind die mit Gleichung 2.38 berechneten effektiven Kleinsignalverstärkungen (Ti:Saphir) für verschiedene Pulse eines 11 Pulse umfassenden Pulszugs dargestellt. Die Pfeile bezeichnen die Wellenlängen, für die der Überlapp berechnet wurde, die Zwischenwerte wurden interpoliert.

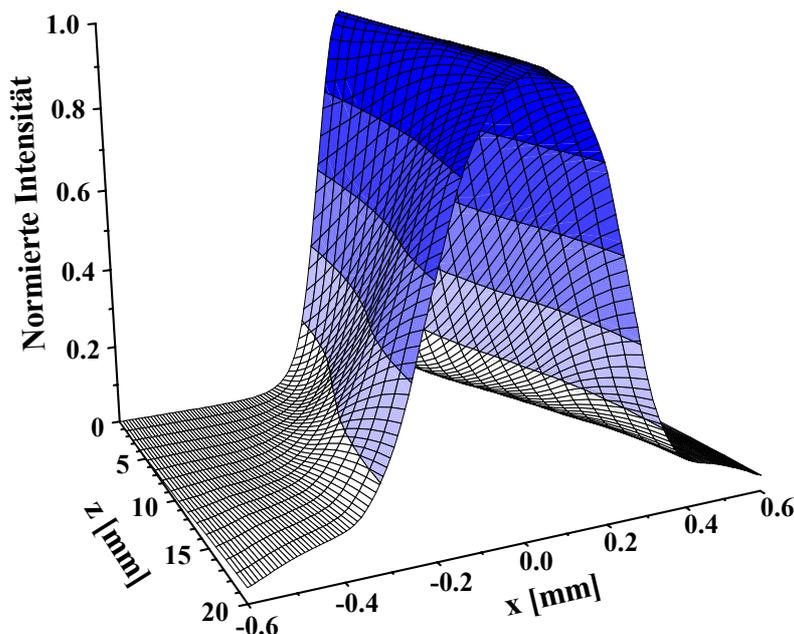


Abb. 2.31 Entwicklung des Modenprofils im Kristall (intensitätsnormiert) für den unter Kapitel 2.4. beschriebenen Resonator (**Resonator T3**)

Der Vergleich der berechneten spektralen Verläufe der Verstärkung in Abbildung 2.32 (Ti:Saphir) mit Berücksichtigung des Modenüberlapps mit dem ohne Berücksichtigung des Modenüberlapps zeigt, dass das Maximum, die spektrale Lage des Maximums und die spektrale Breite stark voneinander abweichen. Die spektrale Abhängigkeit des Modenüberlapps bewirkt eine Verbreiterung des Verstärkungsprofils (1. Puls). Mit zunehmender thermischer Linse im Verlauf des Pulszugs variieren die Modenvolumina und damit der Überlapp. Dies führt zum Driften und Springen der Wellenlänge am Verstärkungsmaximum, zur Veränderung der maximalen Verstärkung und zur Veränderung der Bandbreite der Verstärkung (5., 11. Puls). Unter besonderen Umständen treten sogar zwei Maxima auf (8. Puls). Die Ursache dieser Veränderungen liegt in den durch die Aberrationen der thermischen Linse hervorgerufenen Nebenmaxima im Strahlprofil, welche Auswirkungen auf den Modenüberlapp haben.

Die Berechnung der spektralen Abhängigkeit des Modenüberlapps ist essentiell für die Modellierung longitudinal angeregter, breitbandiger Festkörperlaser. Damit lassen sich die beobachteten Phänomene wie das Driften und Springen der Emissionsspektren des Lasers während des Pulszugs, die Variation der Pulsaufbauzeiten und der Pulsenergien sowie Spektren mit zwei Maxima erklären (siehe Kapitel 4.1.1).

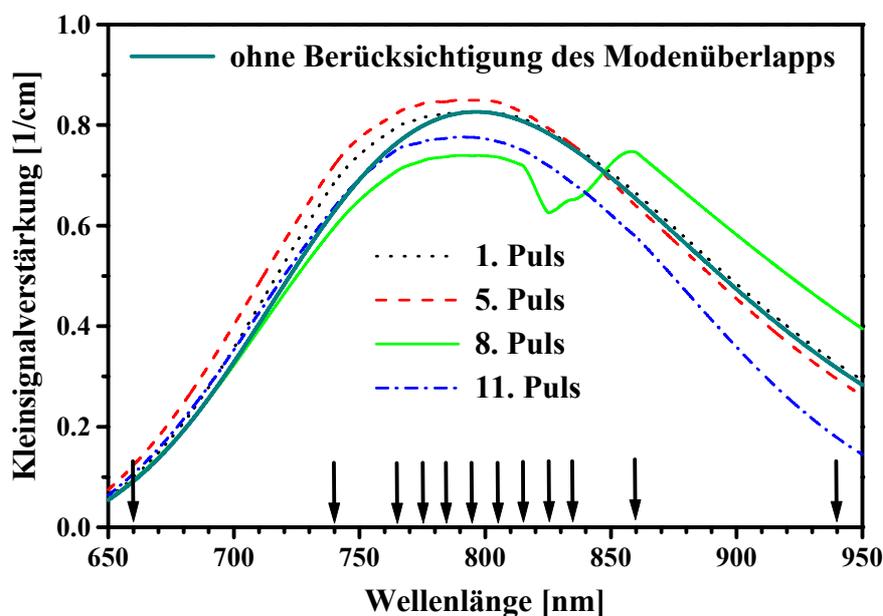


Abb. 2.32 berechnete effektive Kleinsignalverstärkung für den Resonator T3

## 2.4.2 Strahlqualität des emittierten Laserlichts

Die Strahlqualität  $M^2$  ist ein Maß zur Charakterisierung von Lichtfeldern.  $M^2$  bestimmt dabei das Verhältnis des Strahlparameterprodukts aus halbem Fernfeldöffnungswinkel  $\theta$  und Strahltaillenradius  $w_0$  zum Strahlparameterprodukt  $(\lambda/\pi)$  eines beugungsbegrenzten Lichtfeldes ( $M^2 = \pi\theta w_0/\lambda$ ). Experimentell wird zur Bestimmung der Strahlqualität das Lichtfeld fokussiert und an verschiedenen Stellen der Kaustik der Strahlradius bestimmt.

Zur Berechnung der Strahlqualität wird das Lichtfeld des Pulses bzw. jedes Pulses im Pulszug am Maximum der Verstärkung durch eine Linse mit einer Brennweite von 300 mm und einem Abstand zum Auskoppelspiegel von 50 cm propagiert. Dadurch wird die Vergleichbarkeit der berechneten und der gemessenen Kaustik gewährleistet (Kapitel 4.1.2.3). Da die Resonatorberechnungen keine Sättigung der Verstärkung beinhalten, werden die Intensitätsverteilungen des Pulses bzw. der Pulse im Pulszug energienormiert und mit den errechneten Pulsenergien (Kapitel 2.5) ins Verhältnis gesetzt. Für jeden Ort  $z$  um die Strahltaille werden die Intensitätsverteilungen der Pulse im Pulszug integriert. Aus den Intensitätsverteilungen wird der Strahlradius  $w(z)$ , der  $1/e^2$ -Radius der Intensität, bestimmt. Die Strahlqualität  $M^2$  erhält man durch Regression der Gleichung 2.39 an die Kaustik

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left[ \frac{M^2 \lambda_M (z - z_0)}{\pi w_0^2} \right]^2} \quad (\text{Gl. 2.39})$$

$\lambda_M$  ist die Wellenlänge, für die die transversale Modenstruktur berechnet wurde,  $z_0$  der Ort der Strahltaille und  $w_0$  der Tailenradius der Kaustik.

Abbildung 2.33 zeigt die für den unter Kapitel 2.4 beschriebenen Ti:Saphir-Resonator berechneten Kaustiken und Strahlqualitäten bei verschiedenen Pumpradien. Die berechneten Strahlqualitäten verbessern sich bei Pumpradien, die größer sind als der Modenradius ohne thermische Linse (120  $\mu\text{m}$ ), gleichzeitig sinkt die Ausgangsenergie. Die Pulsenergien in Abhängigkeit vom Pumpradius sind in Abbildung 2.38 dargestellt.

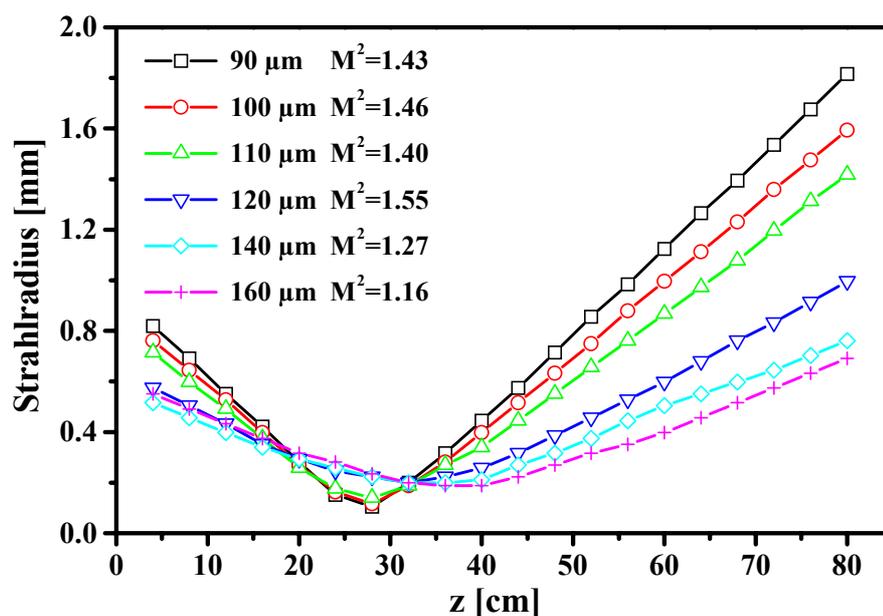


Abb. 2.33 berechnete Kaustiken für verschiedene Pumpradien für Resonator T3

## 2.5 Ratengleichungen der Emission vibronischer Lasermedien

Vibronische Festkörper-Lasermedien besitzen aufgrund ihrer besonderen elektronischen Struktur Eigenschaften eines Drei-Niveau-Systems und eines Vier-Niveau-Systems, abhängig von der Übergangsenergie. Für schmalbandig durchstimmbare Laser finden die vibronischen Einflüsse im Inversionsreduktionsfaktor  $\gamma(\lambda)$  Ausdruck [Le94]. Ausgehend von einem Vier-Niveau-System bei geringer Übergangsenergie wird die effektive Inversion um  $\gamma(\lambda)$  bei höherer Übergangsenergie reduziert. Ist die Übergangsenergie gleich der Null-Phononen-Energie, liegt ein Drei-Niveau-System vor.

Zugrunde gelegt wird hier ein Vier-Niveau-System, dessen Eigenschaften an die Bedingungen des vibronischen, breitbandigen Betriebs angepasst werden (Abb. 2.34). Dabei werden die Niveaus  $n_2$  und  $n_3$  auf kontinuierliche Bänder erweitert, entsprechend der spektralen Abhängigkeit des Emissionswirkungsquerschnitts. Die Beschreibung der Laserdynamik breitbandiger Laser macht es notwendig, die Ratengleichungen auf eine Vielzahl von longitudinalen Moden zu erweitern. In [Ba99] ist das für Ti:Saphir im Rahmen von resonatorinterner Absorptionsspektroskopie erstmalig vorgestellt worden.

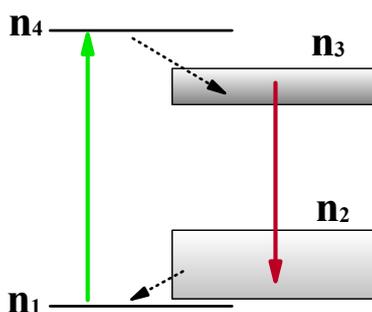


Abb. 2.34 Energieschema vibronischer Lasermedien als Vier-Niveau-System

Als Besonderheit vibronischer Lasermedien gelten für die effektive Verstärkung  $g_{\text{eff}}(\lambda)$  in Abhängigkeit von der effektiven Inversionsdichte  $N_{\text{eff}}$  alternativ eine der folgenden Beziehungen:

$$N_{\text{eff}} - N_1 e^{\left(\frac{hc/\lambda - E^*(T)}{kT}\right)} \geq 0 \quad \Rightarrow \quad g_{\text{eff}}(\lambda) = \left( N_{\text{eff}} - N_1 e^{\left(\frac{hc/\lambda - E^*(T)}{kT}\right)} \right) \sigma_e(\lambda, T) \quad (\text{Gl. 2.40})$$

$$N_{\text{eff}} - N_1 e^{\left(\frac{hc/\lambda - E^*(T)}{kT}\right)} < 0 \quad \Rightarrow \quad g_{\text{eff}}(\lambda) = N_1 \sigma_a(\lambda, T) \quad (\text{Gl. 2.41})$$

Die Absorption aus dem thermisch besetzten Zustand  $n_2$  in das Niveau  $n_3$  erfolgt im Gegensatz zum idealen Vier-Niveau-System nicht mit dem Emissionswirkungsquerschnitt, sondern mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt bei diesen Wellenlängen. Darin spiegelt sich der Unterschied zwischen Stokes- und Anti-Stokes-Übergängen wider.

Die numerische Lösung der Ratengleichungen der Emission dient der Vorhersage der Pulsenergie, der Pulsaufbauzeit und der Pulsdauer sowie der zeitlichen Entwicklung des Emissionsspektrums. Als Parameter gehen die spektrale Abhängigkeit der Reflexionsgrade der Laserspiegel und der resonatorinternen Verluste, die Fluoreszenzrate, die Resonatorgeometrie und die Pumpbedingungen ein. Die Energien ergeben sich durch Integration der Intensität über die Wellenlänge, die Zeit und die emittierende Fläche.

## 2.5.1 Verstärkungsschaltung

In den Ratengleichungen ist die Ortsabhängigkeit der Inversion durch die Berechnung des Modenüberlapps eliminiert worden. Die spektrale Abhängigkeit ist in  $g_{\text{eff}}(\lambda)$  integriert,  $N_{\text{eff}}$  ergibt sich aus dem Modenüberlapp am spektralen Maximum der Verstärkung. Die Ratengleichungen lauten dann:

$$\frac{dN_{\text{eff}}}{dt} = -\frac{N_{\text{eff}}}{\tau_f} - \sum_{\lambda} g_{\text{eff}}(\lambda) I(\lambda) \frac{\lambda}{hc} + P(t) \quad (\text{Gl. 2.42})$$

$$\frac{dI(\lambda)}{dt} = -\frac{I(\lambda)}{\tau_{\text{res}}(\lambda)} + g_{\text{eff}}(\lambda) I(\lambda) \frac{cL_{\text{kr}}}{L_{\text{res}}} + S(\lambda, t) \quad (\text{Gl. 2.43})$$

Hierbei ist  $I(\lambda)$  die laserinterne Intensität pro Wellenlängenintervall,  $P(t)$  die zeitabhängige Pumprate,  $\tau_{\text{res}}$  die Lebensdauer der Photonen im Resonator,  $L_{\text{kr}}$  die Länge des verstärkenden Mediums und  $S(\lambda, t)$  die zeitabhängige Fluoreszenzrate. Die Photonenlebensdauer im Resonator ergibt sich aus der Resonatorlänge  $L_{\text{res}}$ , den Reflexionsverläufen  $R_1(\lambda)$  und  $R_2(\lambda)$  der Resonatorspiegel sowie aus den internen Resonatorverlusten  $V(\lambda)$  zu:

$$\tau_{\text{res}}(\lambda) = \frac{L_{\text{res}}}{c \cdot |\ln(\sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)} \cdot V(\lambda))|} \quad (\text{Gl. 2.44})$$

In den internen Verlusten sind Absorptionsverluste im Kristall, Reflexionen an den Kristallendflächen und der thermische Einfluss auf den Brewsterwinkel integriert. Gleichung 2.42 beschreibt die zeitliche Änderung der Inversion, Gleichung 2.43 die Zunahme der Intensität im Resonator. Die homogene Verbreiterung findet sich in der Summe in Gl. 2.42 wieder. Die stimulierte Emission an jeder Stelle des Spektrums führt zu einer Verringerung der Gesamtbesetzung. Die Auswirkungen der spontanen Emission auf die Inversionsdichte darf bei Ti:Saphir nicht vernachlässigt werden. *Eggleston et al.* zeigten in [Eg88], dass die Laserschwelle durch die spontane Emission erheblich erhöht wird. Die Pumprate ergibt sich aus der Zeitableitung der absorbierten Energie, die Fluoreszenzrate ist zur Inversion proportional.

Die Ratengleichungen wurden numerisch mit einer zeitlichen Auflösung von 6 ps und einer spektralen Auflösung von 50 pm gelöst.

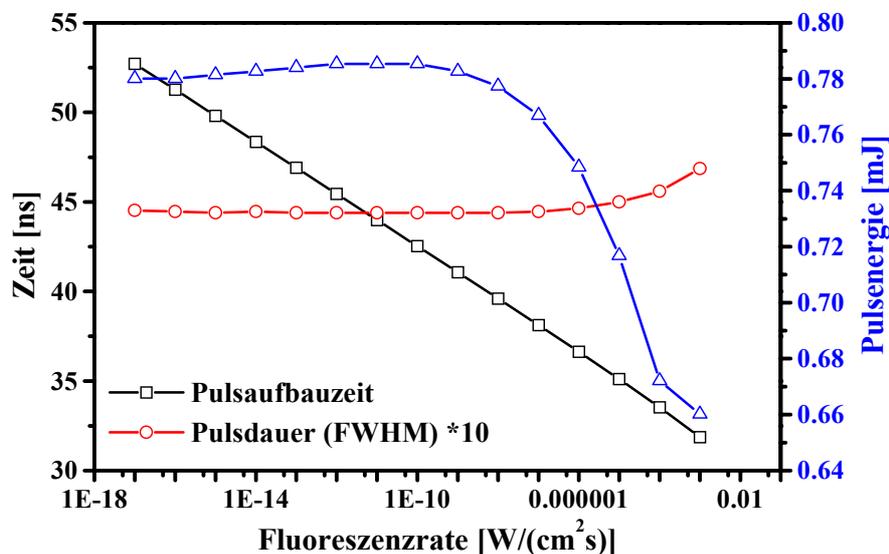


Abb. 2.35 Pulseaufbauzeit, Pulsdauer und Pulsenergie (blau) in Abhängigkeit von der Fluoreszenzrate für den Resonator T3

In Abbildung 2.35 sind die berechnete Pulsaufbauzeit, die Pulsdauer und die Pulsenergie als Funktion der Fluoreszenzrate aufgetragen. Die Pulsenergie ist maximal bei einer Fluoreszenzrate von  $10^{-10}$  W/(cm<sup>2</sup>s), bei geringeren Raten sinkt sie aufgrund der Verluste während der längeren Pulsaufbauzeit, die Pulsdauer bleibt nahezu unverändert. Dieses rechnerische Ergebnis erlaubt die Anpassung der berechneten Pulsaufbauzeiten an die gemessenen über die Fluoreszenzrate, ohne Fehler bei der Pulsdauer und der Pulsenergie einzuschließen.

Die berechnete zeitliche Entwicklung des Emissionsspektrums und der Intensität des Ti:Saphir-Lasers sind in Abbildung 2.36 dargestellt. Es wird deutlich, dass sich das Emissionsspektrum des Lasers schon während des Pumpvorganges von 48 ns stark einschnürt (blau). Die Bandbreite und die Wellenlänge des Maximums der Intensität ändern sich während des emittierten Laserpulses nicht [vgl. Lo99]. Die Angabe dieser Werte bei sehr geringer Verstärkung ist nicht sinnvoll. Der Vergleich des Spektrums mit Berücksichtigung des Modenüberlapps mit dem ohne Berücksichtigung des Modenüberlapps (Abb. 2.37) zeigt, dass die Spitzenintensitäten bei verschiedenen Wellenlängen liegen und die Bandbreiten stark differieren. Die leichte Modulation des Spektrums resultiert aus der Interpolation bei der Berechnung des Modenüberlapps.

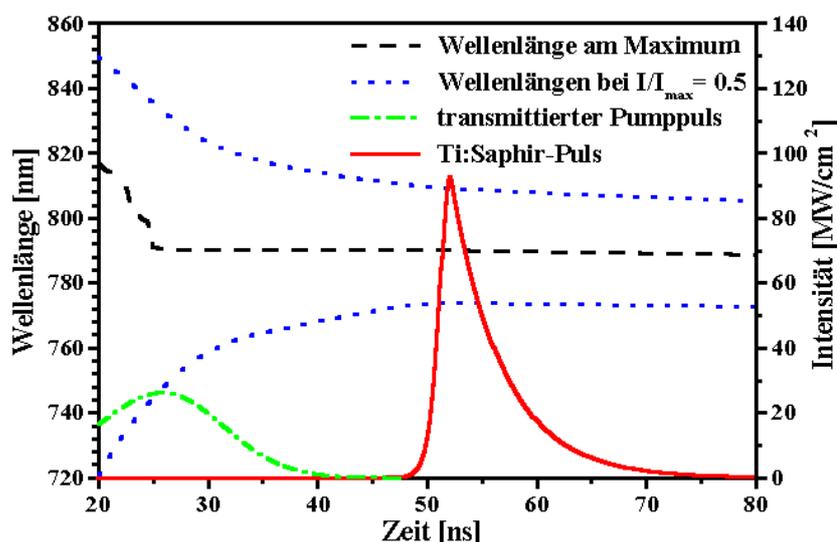


Abb. 2.36 berechnete zeitliche Entwicklung der Wellenlänge am Intensitätsmaximum, der Bandbreite und der Intensität (Resonator T3)

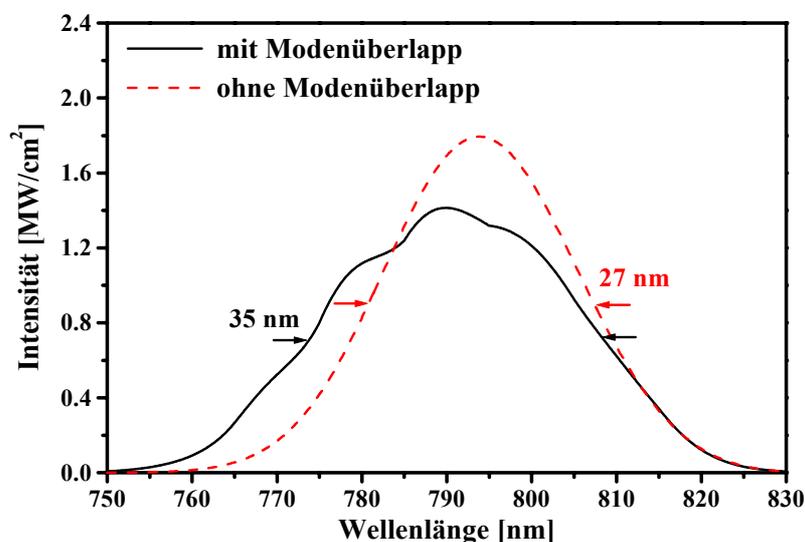


Abb. 2.37 berechnete Spektren mit und ohne Berücksichtigung des Modenüberlapps (Resonator T3)

Die Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Verstärkung im Ti:Saphir und der emittierten Intensität ergeben folgendes (Abb. 2.38): Die Kleinsignalverstärkung baut sich während des Pumpvorgangs von 48 ns auf, bleibt bis zur Pulsemission nahezu konstant und fällt dann innerhalb von wenigen ns ab. Die Intensität im Puls wächst gleichzeitig exponentiell an, die zeitlich exponentiell abfallende Flanke resultiert aus der Photonenlebensdauer im Resonator.

Bei sehr geringer Verstärkung am Anfang des Pumpvorgangs ist das Emissionsspektrum des Lasers durch das Fluoreszenzspektrum und die Reflexionsverläufe der Resonatorspiegel geprägt. In Abbildung 2.39 sind das für den Resonator T3 berechnete und normierte Emissionsspektrum nach 6 ns, das normierte Fluoreszenzspektrum, der normierte Reflexionsverlauf des Auskoppelspiegels ( $R=80\%$ ) und das normierte Produkt der Reflexionsverläufe des HR-Spiegels und des Auskoppelspiegels dargestellt. Durch die geringe Auskopplung (OC) am Fluoreszenzmaximum bei 780 nm sowie durch die Rückkopplung (HRM) und erhöhte Auskopplung bei 830 nm liegt das Maximum des Emissionsspektrums rotverschoben zum Fluoreszenzmaximum. Die Nebenmaxima resultieren aus den Nebenmaxima des Reflexionsverlaufs des hochreflektierenden Spiegels (vgl. Abb. 3.1).

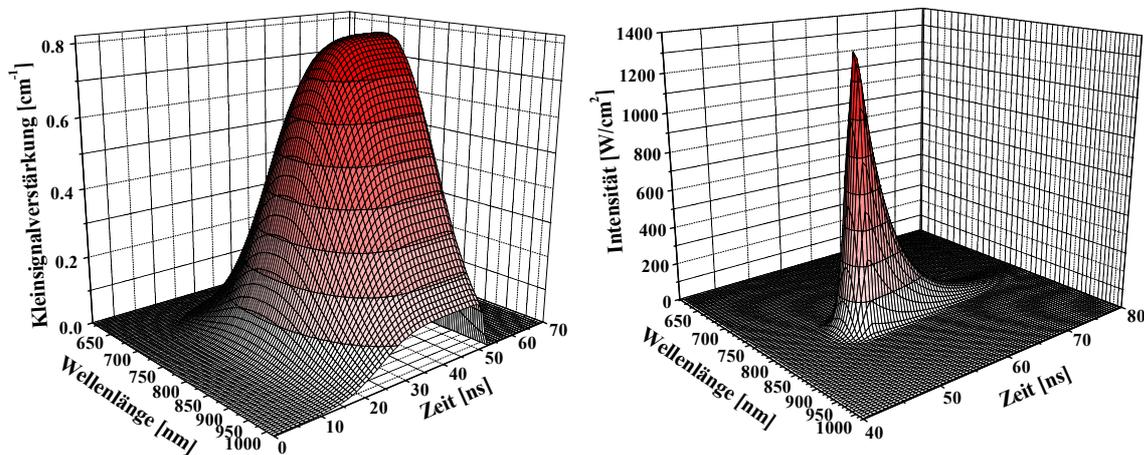


Abb. 2.38 berechnete zeitliche Entwicklung der Verstärkung im Ti:Saphir und der Intensität des emittierten Lichts (**Resonator T3**)

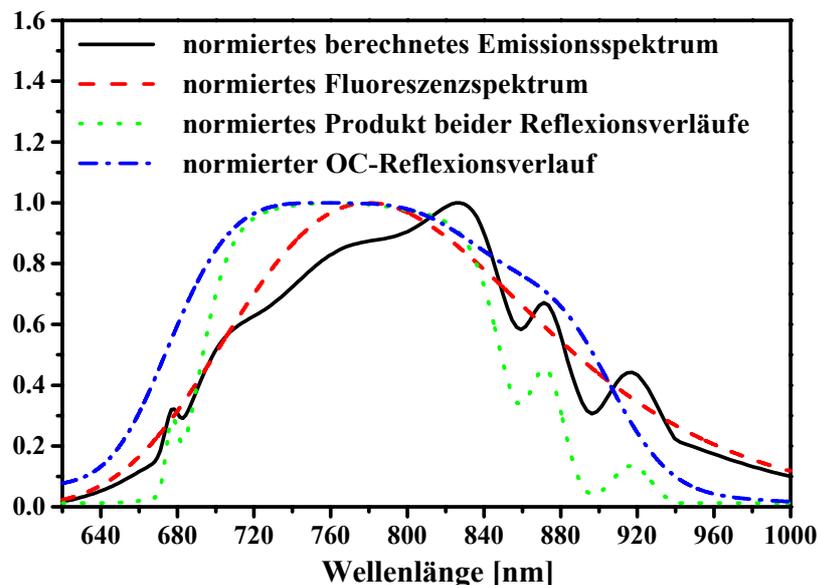


Abb. 2.39 normierte spektrale Verläufe der Spiegelreflexionsgrade, der Fluoreszenz und der berechneten Emission des Resonators T3

In Abbildung 2.40 sind die berechneten Pulsenergien im Pulszug für verschiedene Pumpradien dargestellt. Sie sind grundlegend für die Berechnung der Strahlqualität (siehe Kapitel 2.4.2). Es wird ersichtlich, dass bei Pumpradien, die größer sind als der Modenradius ohne thermische Linse ( $120\ \mu\text{m}$ ), die Pulsenergien gering sind und nur geringen Schwankungen im Pulszug unterliegen. Aufgrund des breiten räumlichen Verstärkungsprofils ändert sich der Modenüberlapp durch die thermische Linse nur wenig. Bei kleinen Pumpradien sind diese Schwankungen recht deutlich, sie resultieren aus dem sich stark verändernden Modenüberlapp im Ti:Saphir.

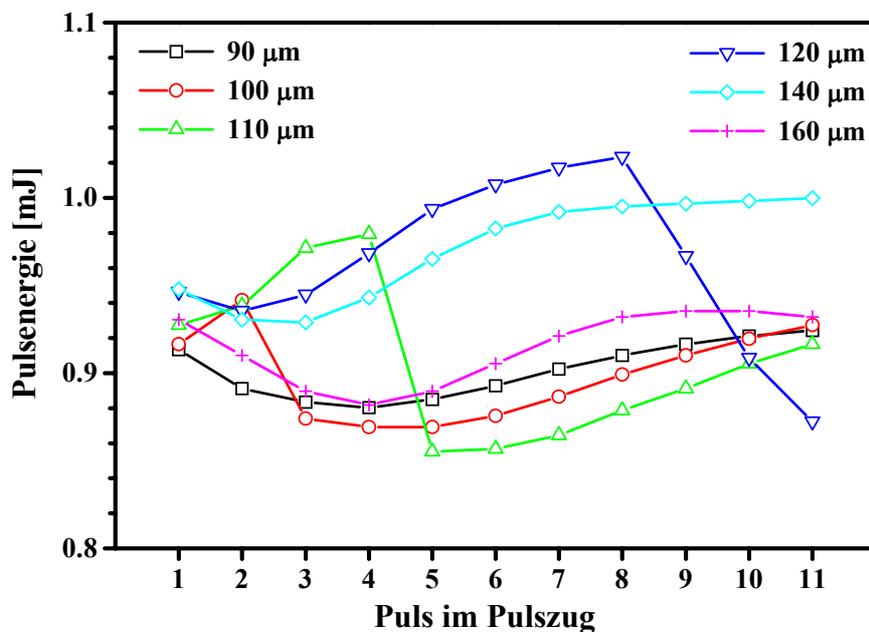


Abb. 2.40 berechnete Pulsenergien im Pulszug für unterschiedliche Pumpradien für den Resonator T3 (Energien zu Kaustiken in Abb. 2.32)

## 2.5.2 Emission bei quasi-kontinuierlicher Anregung

Im Fall der qcw-Anregung können die Ratengleichungen der Absorption und der Emission nur unter besonderen Bedingungen entkoppelt werden. Für die hier gewählten Pumpbedingungen (siehe Kapitel 2.3.3) beträgt die maximale Inversionsdichte im Ti:Saphir ohne stimulierte Emission unter einem Prozent der Dotierungsdichte, Sättigungseffekte der Absorption können deshalb ausgeschlossen werden. Die Pumprate ohne Berücksichtigung der stimulierten Emission kann deshalb gleich der Pumprate mit stimulierter Emission gesetzt werden.

Im Gegensatz zur Verstärkungsschaltung kann die nichtstrahlende Zerfallsrate beim quasi-kontinuierlichen Betrieb von Ti:Saphir nicht vernachlässigt werden. Die nichtstrahlende Zerfallsrate bestimmt den Quantenwirkungsgrad  $\eta_Q$ , das heißt, den Anteil der angeregten Ionen, der der stimulierten Emission zur Verfügung steht. Der Quantenwirkungsgrad ergibt sich aus dem Verhältnis der während der Fluoreszenzlebensdauer strahlend zerfallenen angeregten Zustände zur Gesamtzahl der angeregten Zustände. Die Ratengleichungen lauten damit:

$$\frac{dN_{eff}}{dt} = -\frac{N_{eff}}{\tau_f} - \sum_{\lambda} g_{eff}(\lambda, t) I(\lambda) \frac{\lambda}{hc} + P(t) \eta_Q \quad (\text{Gl. 2.45})$$

$$\frac{dI(\lambda)}{dt} = -\frac{I(\lambda)}{\tau_{res}(\lambda)} + g_{eff}(\lambda, t) I(\lambda) \frac{cL_{kr}}{L_{res}} + S(\lambda, t) \quad (\text{Gl. 2.46})$$

Der Modenüberlapp kann aufgrund der zeitlich variierenden Pumprate nicht mehr als über den Zeitraum der Emission konstant angenommen werden. Die Kleinsignalverstärkung ergibt sich zu:

$$g_{eff}(\lambda, t) = \frac{\iiint_{z^yx} g_0(\lambda, N_3(x, y, z, t), T(x, y, z, t)) \cdot M(x, y, z, \lambda, t) dx dy dz}{\iiint_{z^yx} M(x, y, z, \lambda, t) dx dy dz} \quad (\text{Gl. 2.47})$$

Die Ratengleichungen wurden numerisch mit einer zeitlichen Auflösung von 24 ps und einer spektralen Auflösung von 50 pm gelöst, der Modenüberlapp wurde mit einem zeitlichen Abstand von 37,5  $\mu$ s berechnet.

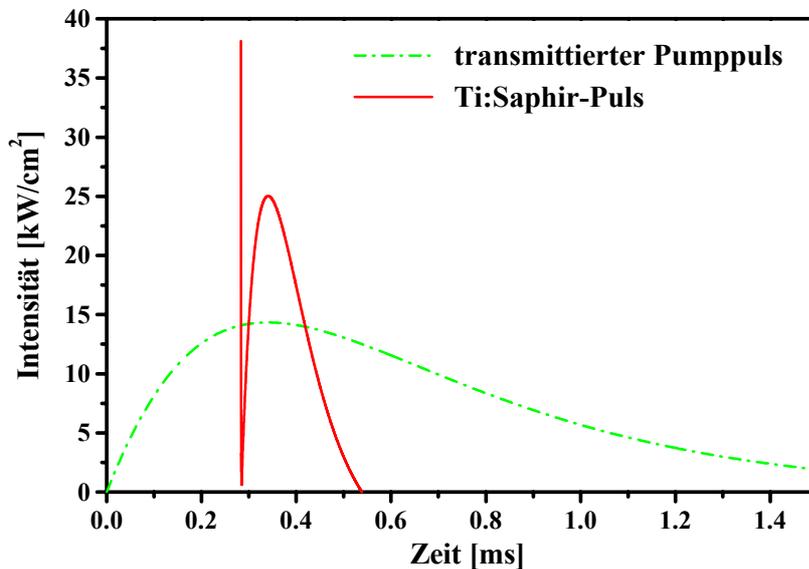


Abb. 2.41 berechnete zeitliche Entwicklung der Intensität des emittierten Pulses

In Abbildung 2.41 sind der aus der Regression von Gleichung 2.24 an den experimentell ermittelten Pumpulsverlauf (grün) und der berechnete Ti:Saphir-Laserpuls (rot) dargestellt. Es wird deutlich, dass Emission nur im Bereich der maximalen Pumpintensität stattfindet. Ursache hierfür ist die geringe Inversion aufgrund der kurzen Fluoreszenzlebensdauer im Ti:Saphir. Zu Beginn der Emission sind Relaxationsschwingungen zu erkennen (Abb. 2.42).

Abbildung 2.43 zeigt das berechnete Gesamtspektrum des quasi-kontinuierlichen Pulses. Die berechnete Bandbreite von 5 nm entsteht durch eine geringe Drift (ca. 2,5 nm) des Intensitätsmaximums des Spektrums während des Pulses durch die Veränderung des Modenüberlapps.

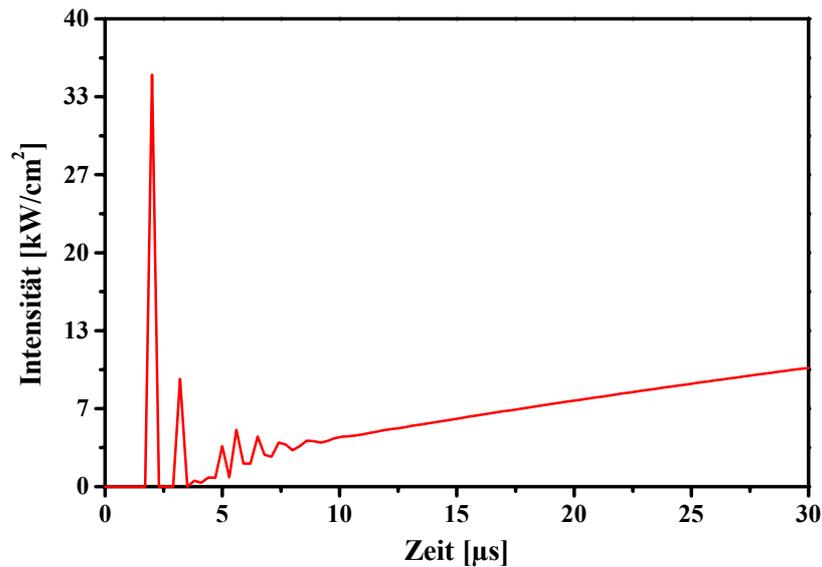


Abb. 2.42 berechnete Relaxationsschwingungen zu Beginn des emittierten Pulses

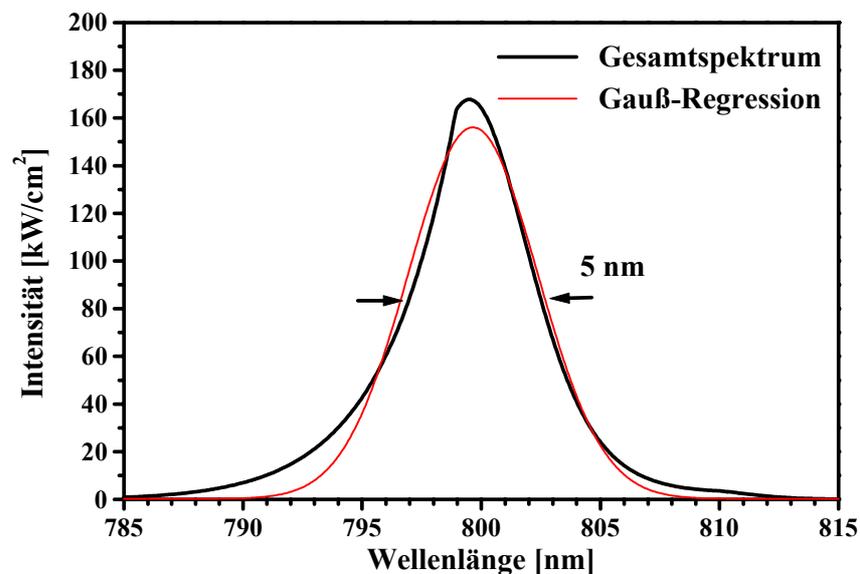


Abb. 2.43 berechnetes Gesamtspektrum des qcw-Pulses und Gauß-Regression (rot)

Ursache der Veränderung der berechneten Bandbreite und der spektralen Lage des Maximums im Verlauf des Pulses ist die Veränderung des Überlapps vom transversalen Mode und dem Verstärkungsprofil im Kristall (Modenüberlapp). Die sich verändernde, aberrierte thermische Linse führt zu Nebenmaxima in der transversalen Intensitätsverteilung (vgl. Kapitel 2.4), abhängig von der Wellenlänge. In Abbildung 2.44 sind die effektiven Besetzungsdichteverläufe für die in Abbildung 2.32 markierten Wellenlängen dargestellt. Deutlich ist die Abweichung der zeitlichen Abhängigkeit der effektiven Besetzungsdichte vom Pumpratenverlauf (Abb. 2.24) zu erkennen. Die spektrale Abhängigkeit resultiert aus der Dispersion und der spektralen Abhängigkeit der Beugung.

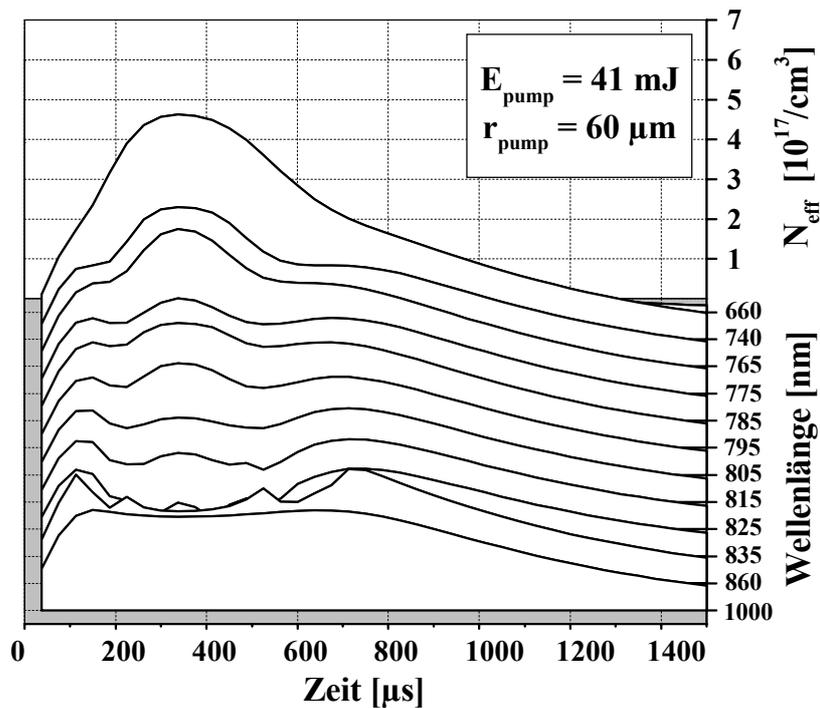


Abb. 2.44 zeitliche und spektrale Abhängigkeit der effektiven Inversionsdichte für die in Abbildung 2.32 markierten Wellenlängen

## **3 Verwendete Messgeräte und Materialien**

In diesem Kapitel werden die verwendeten Messmethoden, Geräte und Materialien beschrieben. Die Beschreibung der Laserdynamik bedarf der genauen Kenntnis der Resonatorparameter, der zeitlichen Entwicklung des Spektrums, der transversalen Modenstruktur der Intensität und der Ausgangsenergie. Auf die spektralen und thermischen Eigenschaften der vibronischen Lasermedien Ti:Saphir und Alexandrit wurde in Kapitel 2.2 explizit eingegangen, deshalb sollen hier nur technische Details aufgeführt werden. Gleiches gilt für das Kohärenzradar, dessen Messprinzip in Kapitel 2.1 ausführlich behandelt wurde.

## 3.1 Laserkristalle

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen wurden die vibronischen Festkörper-Lasermedien Alexandrit und Ti:Saphir verwendet. Die Wirtsmaterialien zeichnen sich durch eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit und Bruchfestigkeit aus. Sie eignen sich daher zur Realisierung leistungsstarker Breitbandlaser. Beide Lasermedien werden nach den Czochralski-Verfahren gezogen und sind kommerziell mit sehr guter Kristallqualität erhältlich. Die maximalen Dotierungsdichten liegen für Ti:Saphir bei 0,24 wt%, für Alexandrit bei 0,6 at%. Alexandrit ist ein aufgrund des besonderen Termschemas und der daraus resultierenden starken Abhängigkeit der Verstärkung von der Temperatur und der Inversion sehr interessantes Lasermedium.

Mit Alexandrit wurden im transversalen Grundmode cw-Ausgangsleistungen von 2 W [Sa88\*], im freilaufenden, blitzlampengepumpten Betrieb Ausgangsleistungen von über 150 W [Wa92] erzielt. Mit Ti:Saphir wurden im transversalen Grundmode und longitudinalen Einzelmode cw-Ausgangsleistungen von 2 W [Sp01] erzielt, im freilaufenden, blitzlampengepumpten Betrieb Ausgangsleistungen von 5 W [El01].

### 3.1.1 Ti:Saphir

Der zur Verstärkungsschaltung und zur qcw-Anregung verwendete Ti:Saphir-Stab besaß eine Länge von 20 mm und einen Durchmesser von 5 mm (Ziehrichtung b). Die Endflächen waren für  $E||c$  im Brewster-Winkel geschnitten, die Mantelfläche war angeraut. Die Dotierungsdichte betrug laut Hersteller 0,095 wt% bei einem FOM-Wert (figure of merit) von mehr als 200. Der FOM-Wert [Ki97] ist für Ti:Saphir definiert als der Quotient aus dem Absorptionswirkungsquerschnitt  $\alpha_{514}$  bei 514 nm und dem Absorptionswirkungsquerschnitt  $\alpha_{820}$  bei 800 nm ( $FOM = \alpha_{514} / \alpha_{800}$ ). Die Absorption um 800 nm resultiert aus dem Einbau von  $Ti^{4+}$ -Ionen in das Wirtsgitter. Diese Absorption wirkt sich negativ auf die Effizienz aus. Für cw-Anwendungen wie die Femtosekunden-Laser werden deshalb kurze Kristalle (1 mm -3 mm) mit hoher Dotierung und FOM-Werten von über 1000 verwendet. Die Materialparameter für Ti:Saphir sind im Anhang tabellarisch zusammengefasst.

### 3.1.2 Alexandrit

Der Alexandrit-Kristall, der zur Verstärkungsschaltung eingesetzt wurde, besaß eine Länge von 20 mm und einen Durchmesser von 5 mm (Ziehrichtung c). Aufgrund des niedrigen Emissionswirkungsquerschnitts ( $\sim 10^{-21} \text{ cm}^2$ ) wurde eine hohe Dotierungsdichte gewählt. Die Dotierungsdichte betrug laut Hersteller 0,5 at%. Die Endflächen waren für  $E||b$  im Brewster-Winkel geschnitten, die Mantelfläche war angeraut.

Der blitzlampengepumpte Alexandrit-Stab besaß eine Länge von 80 mm und einen Durchmesser von 4 mm. Die Dotierungsdichte betrug 0,3 at%. Die Endflächen wiesen eine breitbandige Antireflexbeschichtung auf, die Mantelfläche war angeraut. Die Qualität des Kristalls war wider Erwarten nicht sehr gut, über die Stablänge hinweg (Ziehrichtung c) waren Unterschiede in der Dotierung zu erkennen (Farbverläufe).

Die Materialparameter für Alexandrit sind im Anhang tabellarisch zusammengefasst.

## 3.2 Resonatorspiegel

Für die hier beschriebenen Untersuchungen wurden Resonatorspiegel verschiedener Reflexionsgrade und Krümmungsradien verwendet. Die Spiegel-Substrate für die Ti:Saphir-Laser wurden von der Firma Laseroptik Garbsen GmbH bezogen und an der TU Berlin beschichtet. Die Spiegel für die Alexandrit-Laser wurden von der Firma Laser Components bezogen. Alle Substrate bestanden aus BK7-Glas.

Die spektrale Abhängigkeit der Reflexionsgrade wurde mit dem Absorptionsspektrometer Cary 5E mit einer spektralen Schrittweite von 1 nm und einer Integrationszeit von 0,5 s gemessen. Unter Vernachlässigung der Absorption und der Reflexion an den breitbandig entspiegelten Flächen ergibt sich der Reflexionsgrad gemäß  $R=1-T$ . In Abbildung 3.1 und 3.2 sind die Reflexionsverläufe der verwendeten Spiegel dargestellt.

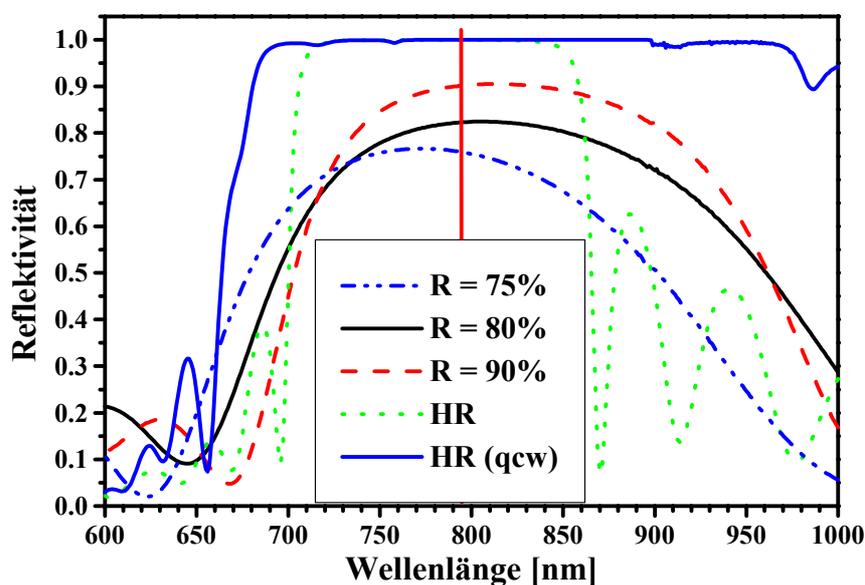


Abb. 3.1 gemessene Reflexionsverläufe der verwendeten Spiegel für Ti:Saphir (rote Linie: Wellenlänge der maximalen Verstärkung)

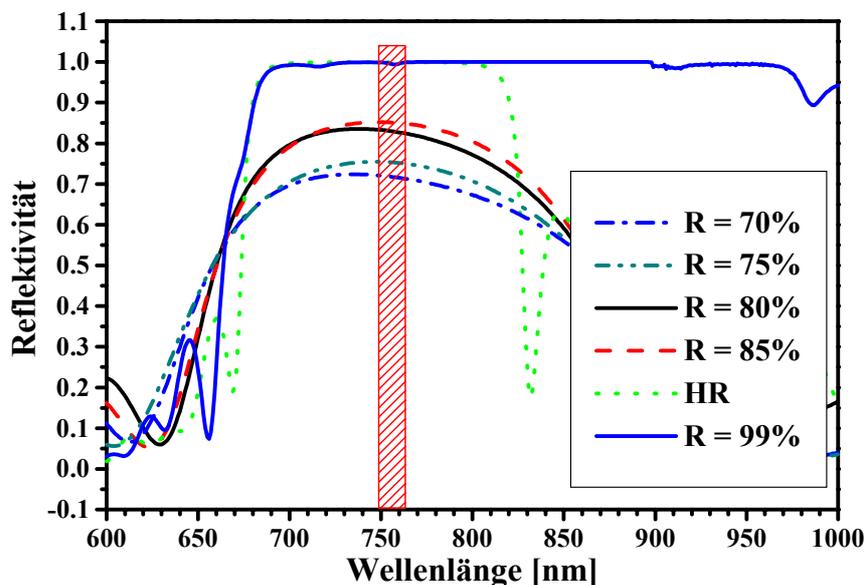


Abb. 3.2 gemessene Reflexionsverläufe der verwendeten Spiegel für Alexandrit (roter Bereich: Wellenlängen der maximalen Verstärkung)

### 3.3 Spektrometer

Die Spektren der Ti:Saphir-Laser und des blitzlampengepumpten Alexandrit-Lasers wurden mit dem Spektrometer SpectraPro-300i der Acton Research Corporation gemessen. Das abbildende Spektrometer mit einer Brennweite von 300 mm verfügte über 3 Gitter (300 1/mm, 600 1/mm, 1800 1/mm) und einen Bildverstärker mit einer regelbaren Torzeit von 5 ns bis 1 ms und einer regelbaren Verzögerung bis 1 ms. Der Bildverstärker wurde auf ein CCD-Chip mit 576 x 768 Pixel abgebildet. Mit Hilfe Rechner gestützter Bildverarbeitung wurden die Spektren ausgelesen und verarbeitet. Zusätzlich konnten mittels eines Verzögerungsgenerators auch Verzögerungen über 1 ms realisiert werden. Das spektrale Auflösungsvermögen betrug 0.1 nm für ein 1200 1/mm-Gitter bei 485 nm (Herstellerangaben). Zur Aufnahme der Gesamtspektren und der zeitlich aufgelösten Spektren wurde das Laserlicht auf eine Streuscheibe vor dem Eintrittsspalt fokussiert. Dies diente der Verringerung der räumlichen Kohärenz des Laserlichts und der Erfassung aller transversalen Moden. Zur Messung der in  $x$  ( $x \parallel \mathbf{E}$ ) örtlich aufgelösten Spektren wurde das Laserlicht nicht auf die Streuscheibe fokussiert, sondern über einen Umlenkspiegel so positioniert, dass nur ein Teil des transversalen Profils in  $x$  vom Eintrittsspalt erfasst wurde.

Die Spektren des verstärkungsgeschalteten Alexandrit-Lasers wurden mit einem Spektrometer der Firma Scientific Measurement Systems gemessen. Das Spektrometer mit einer Brennweite von 156 mm verfügte über ein 1200 1/mm-Gitter. Das spektrale Auflösungsvermögen betrug 0.6 nm. Die Belichtungszeit der SCCD-Zeilenkamera mit 2048 Pixeln konnte zwischen 23 ms und 1,6 s variiert werden.

### 3.4 Messung der zeitlichen Entwicklung der Intensität

Die zeitliche Entwicklung der Intensität der Laserstrahlung wurde mit Silizium-Photodioden der Firma Silicon Sensors (SSO-PDQ0.25-5) gemessen. Die Anstiegszeit wird vom Hersteller mit 0,4 ns bei einer Sperrspannung von 20 V und einer Lichtwellenlänge von 850 nm spezifiziert. In Abbildung 3.3 ist die spektrale Abhängigkeit der Empfindlichkeit dargestellt. Die detektierten Zeitverläufe wurden mit dem Digital-Oszilloskop der Firma Tektronix TDS 684 B aufgenommen und abgespeichert. Die analoge Bandbreite des Eingangsverstärkers betrug 1 GHz, die maximale Abtastfrequenz 5 GHz. Im Fall der Verstärkungsschaltung wurden die Zeitverläufe des transmittierten Pumpimpulses und des Laserimpulses von der gleichen Diode detektiert, um Laufzeiteffekte ausschließen zu können.

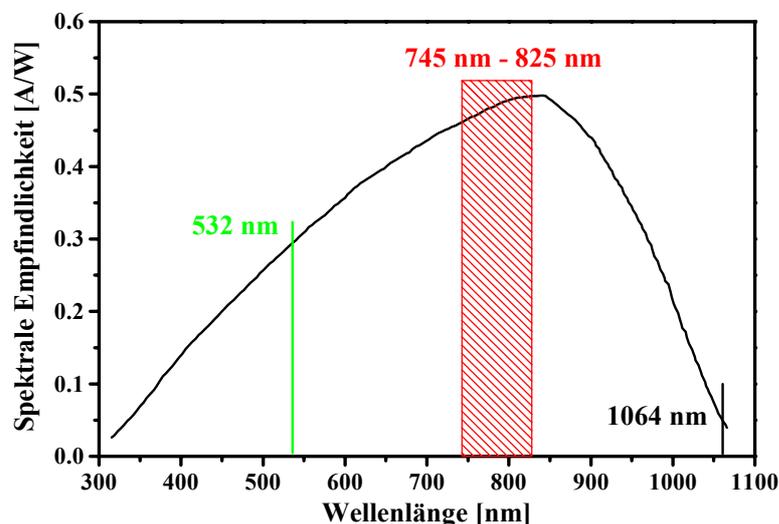


Abb. 3.3 Spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Silizium-pin-Dioden (Herstellerangaben)

---

### 3.5 Aufnahme der transversalen Modenstruktur

Die transversalen Strahlprofile der verschiedenen Laser wurden mit einer Silizium-CCD-Kamera der Firma Philips Imaging Technology aufgenommen. Das CCD-Modul FTM 800 wurde mit einem Signal-Rausch-Verhältnis von 61 dB spezifiziert. Der CCD-Chip besaß die Abmaße von 6,4 mm x 4,8 mm bei einer lateralen Auflösung von 768 x 576 Pixeln. Die Belichtungszeit pro Halbbild betrug 19,7 ms mit einer Totzeit von 300  $\mu$ s. Das CCD-Signal wurde im Frame-Transfer ausgelesen und mit 8 Bit digitalisiert.

Zur Bestimmung der Strahlqualität (vgl. Kapitel 2.4.2) des Laserlichts wurde die Kaustik bestimmt. Dazu wurden die Strahlprofile an 40 Positionen mit Abstand von 2 cm um die durch eine Linse einer Brennweite von 300 mm erzeugte Strahltaile gemessen. Der Strahlradius wurde aus dem 86,5%-igen Energieeinschluss bestimmt (86%-Radius). Diese Bestimmung bietet sich für asymmetrische Strahlprofile guter Strahlqualität ( $M^2 < 2$ ) an.

Zur Aufnahme der Strahlprofile der Einzelpulse eines Pulszugs wurde das linear polarisierte Laserlicht durch eine Pockels-Zelle und einen nachfolgenden Polarisator geführt. Die an die Pockels-Zelle angelegte Hochspannung bewirkte eine Veränderung der Polarisation des transmittierten Lichts. Der Polarisator wurde so justiert, dass ein Minimum in der Transmission erreicht wurde. Durch einen mit einem Verzögerungsgenerator zeitlich verschiebbaren Spannungseinbruch (Torzeit etwa 10  $\mu$ s) wurde das System transparent, Einzelpulse konnten detektiert werden.

### 3.6 Energiedetektoren

Die Messung der Energien im Puls (qcw) und im Pulszug (Verstärkungsschaltung) wurden mit pyroelektrischen Detektoren ED 200 der Firma Gentec durchgeführt. Die Integrationszeit der Detektoren betrug 1,7 ms, die maximal auflösbare Repetitionsfrequenz 200 Hz. Der Fehler bezüglich der Energiekalibrierung betrug 10%, deshalb sind alle Werte um 10% heruntersetzt. Alle Energiewerte entstanden aus der Aufnahme von 500 Werten, aus denen der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt wurde.

### 3.7 Kohärenzradar

In Kooperation mit dem Lehrstuhl für Optik der Universität Erlangen-Nürnberg stand ein Kohärenzradar-Aufbau zu Testzwecken zur Verfügung. Die im Aufbau existierende Lichtquelle bestand aus einer Leuchtdiode in der Brennebene einer Konvexlinse mit einer Zentralwellenlänge des Spektrums von 840 nm, einer Bandbreite von 34 nm und einer Ausgangsleistung von ca. 10 mW. Diese Lichtquelle wurde durch breitbandig emittierende Festkörperlaser ersetzt. Der Laserstrahl wurde durch eine Zerstreulinse aufgeweitet.

Vom CCD-Chip der Kamera (768 x 576 Pixel) wurden die Signale von 512 x 512 Pixeln per Hardware nach der Kontrastmethode (siehe Kapitel 2.1) ausgewertet. Die Echtzeitauswertung erlaubte das kontinuierliche Verfahren des Objekts durch die Referenzebene (Dynamisches Kohärenzradar). Die Ortsauflösung des Verschiebetischs betrug 100 nm bei einer Reproduzierbarkeit von 300 nm. Die Software des angeschlossenen Rechners erlaubte auch sogenannte Overlay-Messungen. Dabei werden die maximalen Kontraste und die zugehörigen Orte der ersten Messung gespeichert. Werden bei der nachfolgenden Messung unter veränderten Bedingungen (Beleuchtung, Apertur, Verfahrgeschwindigkeit) größere Kontraste erreicht, werden die Kontrastwerte und die zugehörigen Orte überschrieben. Durch dieses Verfahren wird die Vermessung von schwach streuenden und stark geneigten Bereichen des Objekts ermöglicht.



## 4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der Messungen vorgestellt und mit den Ergebnissen der theoretischen Modellierung verglichen. Dabei wird insbesondere auf die Verstärkungsschaltung von Ti:Saphir detailliert eingegangen, da mit diesem Lasersystem die größten Bandbreiten des Emissionsspektrums erzielt und erfolgreich Messungen am Kohärenzradar durchgeführt wurden.

Dieses Kapitel ist nach den drei untersuchten Anregungsarten vibronischer Festkörpermedien unterteilt, der longitudinalen Anregung mit Pulszügen zur Verstärkungsschaltung (Kapitel 4.1), der longitudinalen, quasi-kontinuierlichen Anregung (Kapitel 4.2) und der transversalen Anregung mit Blitzlampen (Kapitel 4.3).

Die Untersuchungen zur Verstärkungsschaltung im Hinblick auf die Erhöhung der spektralen Bandbreite und die Skalierung zu hohen mittleren Ausgangsleistungen wurden für Ti:Saphir (Kapitel 4.1.1) und Alexandrit (Kapitel 4.1.3) als Lasermedien durchgeführt. Der unter Ausnutzung der in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Messergebnisse realisierte Ti:Saphir-Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von über 0,75 W wird in Kapitel 4.1.2 vorgestellt.

Am Beispiel des Ti:Saphirs wurde die Dynamik longitudinal, quasi-kontinuierlich angeregter Breitbandlaser hinsichtlich des Emissionsspektrums und der Ausgangsenergie untersucht (Kapitel 4.2). Alexandrit eignet sich aufgrund des geringen Emissionswirkungsquerschnitts und der daraus folgenden sehr hohen Laserschwelle nicht für die qcw-Anregung.

Am Ende dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Untersuchungen am blitzlampengepumpten Alexandrit-Laser vorgestellt (Kapitel 4.3). Dabei steht die Abhängigkeit der Verstärkung von der Temperatur und deren Auswirkungen auf das Emissionsspektrum im Vordergrund. Alexandrit eignet sich aufgrund der Fluoreszenzlebensdauer von ca. 260  $\mu\text{s}$  und seines Absorptionsspektrums für die Anregung mit Xenon-Blitzlampen.

## 4.1 Anregung mit Pulszügen - Verstärkungsschaltung

Die longitudinale Anregung der Lasermedien Ti:Saphir und Alexandrit zur Realisierung der Verstärkungsschaltung (siehe Kapitel 2.3.2) erfolgte mit 10-40 Pulsen einer Pulsdauer von ca. 20 ns und einem zeitlichen Abstand von einigen 10  $\mu$ s (Pulszug). Die Anregung mit Pulszügen ermöglichte die Erzielung großer Verstärkungen im Medium und damit breiter Emissionsspektren und gleichzeitig hohe Ausgangsenergien innerhalb kurzer Zeit (einige ms). Als Pumplichtquelle diente ein frequenzverdoppelter Nd:YAG Laser. In Abbildung 4.1 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Der Nd:YAG-Stab mit einer Länge von 79 mm, einem Durchmesser von 4 mm und einer Dotierung von 1,1 at% wurde über eine abbildende Gold-Kavität mit einer Krypton-Blitzlampe gepumpt. Die Anregung von Nd:YAG mit Blitzlampen weist hier gegenüber der Anregung mit Diodenlasern erhebliche Vorteile auf. Aufgrund der Anpassung der Repetitionsfrequenz des Lasers an die Videofrequenz der Kamera von 25 Hz (siehe Kapitel 2.1), der im Vergleich zu blitzlampengepumpten Systemen geringen Verstärkung und der durch die Diodenkühlung bedingten maximalen Pumpimpulsdauer von 500  $\mu$ s, würde die Verwendung von Dioden ineffizienter sein. Das verwendete Netzteil der Firma Baasel erlaubte Blitzlampen-Pulsdauern von bis zu 3 ms bei einer maximalen elektrischen Pumpleistung von 3,7 kW. Außerdem waren zeitlich nicht äquidistante Pumpmodi möglich, welche später näher erläutert werden.

Die Länge des Pumplasers betrug 130 cm, der Abstand der Stabmitte zum Auskoppelspiegel (OC) 60 cm. Im Abstand des Krümmungsradius des Auskoppelspiegels ( $R = 25\%$ ) von 300 mm befand sich eine Modenblende A2 mit einem Durchmesser von 0,5 mm. Diese diente der Selektion des transversalen Grundmodes ( $TEM_{00}$ ), der Festlegung des Strahlverlaufs des ausgekoppelten Lichts und als Raumfilter. Der am hochreflektierenden Spiegel (HRM) befindliche Dünnschicht-Polarisator bewirkte die lineare Polarisierung des emittierten Laserlichts. Mit Hilfe von sättigbaren Absorbern ( $Cr^{4+}$ :YAG) verschiedener Anfangstransmissionen (28%, 36%) wurde der Laser passiv Güte geschaltet. Als Folge emittierte der Laser Pulszüge verschiedener Dauer, Pulsanzahl und Energie, abhängig von der Pumpenergie, Pumpimpulsdauer und dem Modenvolumen im Nd:YAG. Die Linsen L1 und L2 im Resonator wurden zur Veränderung der Resonatorparameter benutzt. Durch die Variation des Abstandes zueinander konnte der Strahlverlauf im Resonator bei verschiedenen Pumpleistungen so angepasst werden, dass das Modenvolumen im Nd:YAG-Stab möglichst groß wurde. Die Modenblende A1 fängt mitverstärkte Beugungsstrukturen ab, so dass diese nicht an der Modenblende A2 selektiert werden und zu erhöhtem Materialabtrag führen. Die Langzeitstabilität wird durch diese Maßnahme erheblich erhöht.

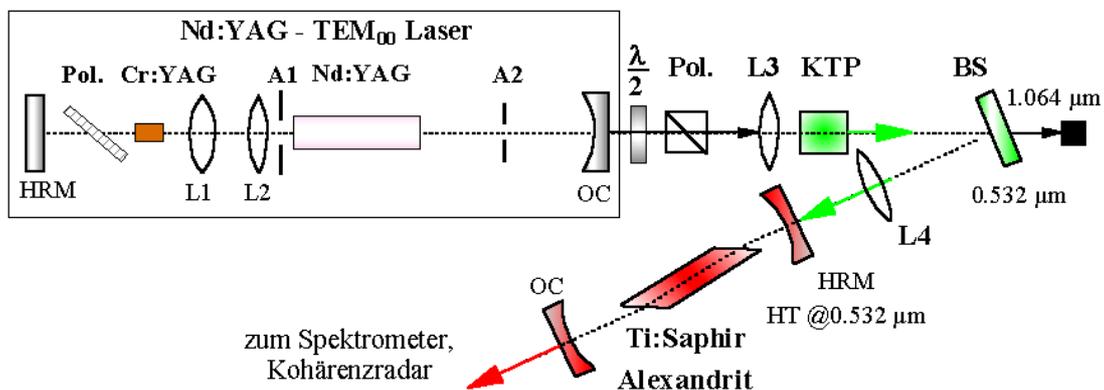


Abb. 4.1 Schema des experimentellen Aufbaus zur Anregung mit Pulszügen

Resonatorextern (Abbildung 4.2) wurde die Polarisation des Lichts mittels einer  $\lambda/2$ -Platte um  $45^\circ$  gedreht und mit einer Linse L3 ( $f = 150 \text{ mm}$ ) fokussiert. Außerdem konnte über die Verdrehung der Lambda-Halbe-Platte gegenüber dem Polarisator die Energie des infraroten Lichts variiert werden. Zur Frequenzverdopplung wurde Kaliumtriphosphat (KTP) verwendet. Der doppelbrechende KTP-Kristall wurde dicht hinter dem Fokus der Linse L3 so positioniert, dass die außerordentliche Kristallachse horizontal ausgerichtet war. Das einfallende Licht ( $1064 \text{ nm}$ ) besaß einen Winkel der Polarisation von  $45^\circ$  zu den Kristallachsen, das frequenzverdoppelte Licht ( $532 \text{ nm}$ ) war parallel zur außerordentlichen Kristallachse polarisiert (Phasenanpassung Typ II). Über den bichromatischen Strahlteiler BS wurde das frequenzverdoppelte Licht umgelenkt und mit der Linse L4 ( $f = 100 \text{ mm}$  oder  $f = 150 \text{ mm}$ ) in das breitbandig verstärkende Medium fokussiert.

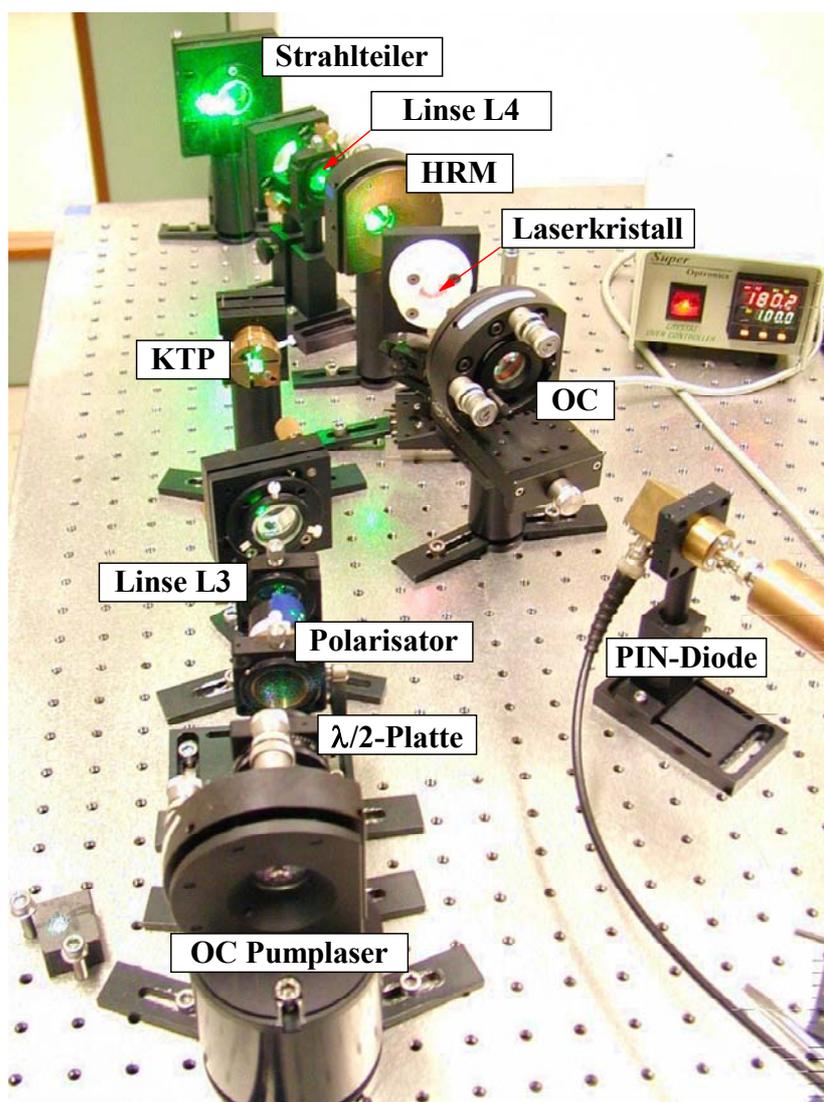


Abb. 4.2 experimenteller Aufbau (pumplaserextern) zur Verstärkungsschaltung

In Abbildung 4.3 sind die Ausgangsenergie und die Konversionseffizienz in Abhängigkeit von der eingestrahlteten Energie im Pulszug aufgetragen (Resonator T3). Die quadratische Abhängigkeit der Ausgangsenergie von der einfallenden Intensität und damit der einfallenden Energie ist zu erkennen. Bei hohen Pumpenergien im Pulszug sättigt die Konversionseffizienz. Verursacht wird dies vermutlich durch Phasenfehlpassung im KTP-Kristall aufgrund der sich über den Pulszug aufbauenden thermischen Linse. Ein weiterer Effekt der Nichtlinearität ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Als Folge der quadratischen Abhängigkeit wird der Puls des frequenzverdoppelten Lichts verkürzt. Der theoretische Wert der Pulsverkürzung beträgt  $1/\sqrt{2}$ . Gleiches gilt für den Strahlradius im Kristall. Der Strahlradius des frequenzverdoppelten Lichts verringert sich unter Annahme der Erhaltung der Strahlqualität um den Faktor  $1/\sqrt{2}$ . Die Frequenzverdopplung von Pulszügen hat vermutlich aufgrund der hohen Repetitionsrate im Pulszug ( $<20$  kHz) eine transiente thermische Linse im KTP zur Folge, welche in Abhängigkeit von der Eingangsenergie die Propagation des Lichts und die Strahlqualität beeinflusst. Für die Messungen und Berechnungen wurde deshalb von einer energieabhängigen Kaustik und Strahlqualität des Pumplichts ausgegangen.

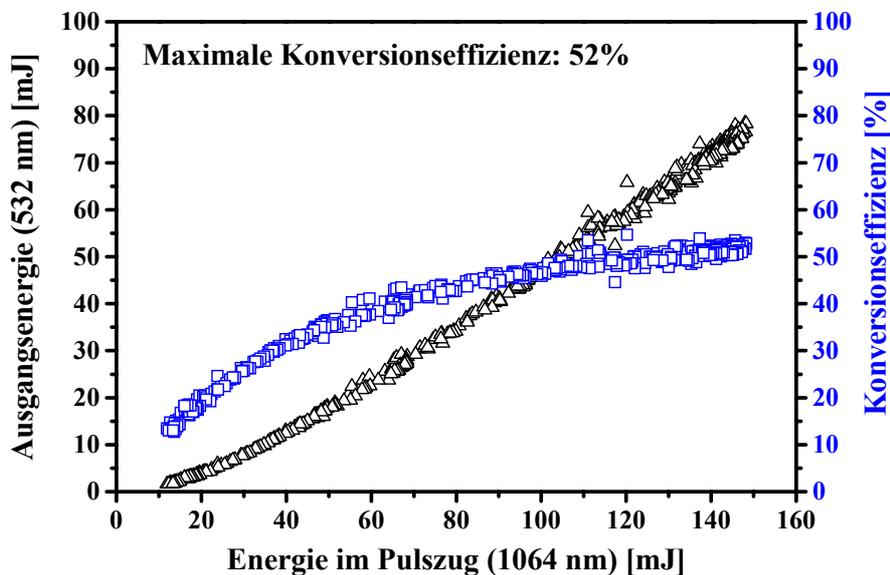


Abb. 4.3 Ausgangsenergie und Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung in Abhängigkeit von der einfallenden Energie (**Resonator T3**)

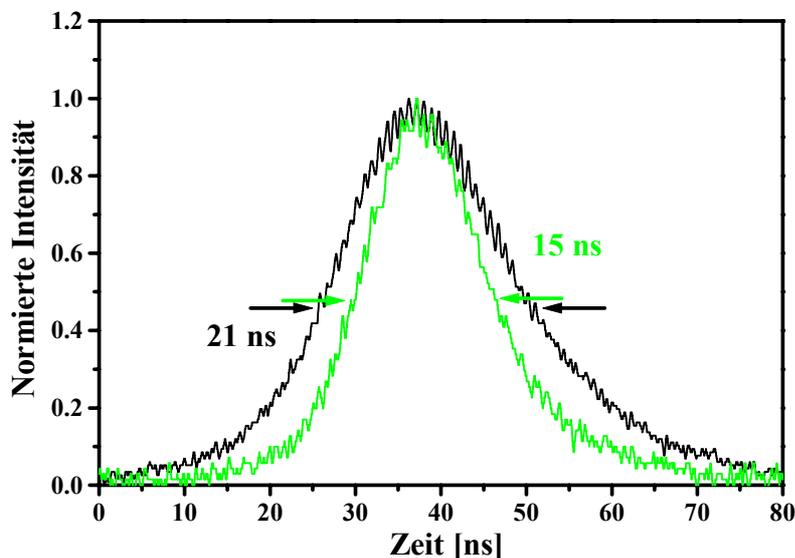


Abb. 4.4 Zeitabhängigkeit der Intensität des einfallenden und des frequenzverdoppelten Pulses

Die realisierten breitbandigen Resonatoren unterschieden sich bezüglich des aktiven Mediums, der Resonatorlänge, der Reflexionsgrade und der Krümmungsradien der Resonatorspiegel sowie bezüglich der Anregungsmodi (Anzahl der Pulse im Pulszug, zeitlicher Abstand, Pumpradien im aktiven Medium). Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen zur Verstärkungsschaltung wurden mit folgenden Resonatoren durchgeführt:

### **Resonator T1**

Der Ti:Saphir-Resonator mit einer Länge von 24 cm wurde von zwei plankonkaven Spiegeln gebildet. Der Abstand vom HR-Spiegel (HRM) mit einem Krümmungsradius von 100 mm zum Kristall betrug 6 cm. Die verwendeten Auskoppelspiegel (OC) besaßen Krümmungsradien von 200 mm und Reflexionsgrade von 80% bzw. 90% (siehe Abb. 3.1). Der Pumpradius im Kristall betrug  $85 \mu\text{m} \pm 10\%$ , die Strahltaile befand sich im Kristall. Die Anregung erfolgte mit Pulszügen von 1,05 ms Dauer, die 16 Pulse einer Dauer von 16 ns-20 ns beinhalteten. Die Repetitionsfrequenz betrug 50 Hz bei einer elektrischen Pumpleistung von 2,3 kW, die Blitzlampenpulsdauer betrug 1,2 ms. Für die Konversionseffizienz (1064 nm zu 532 nm) ergab sich ein Wert von 25%, die maximale Pumpenergie (532 nm) im Pulszug betrug 23 mJ.

### **Resonator T2**

Die Länge dieses Ti:Saphir-Resonators betrug 17 cm, der Abstand des HRM (Krümmungsradius 200 mm) zum Kristall 7 cm. Der plane Auskoppelspiegel besaß einen Reflexionsgrad von 75% (Abb. 3.1). Der Pumpradius im Kristall betrug  $170 \mu\text{m} \pm 10\%$ , die Strahltaile befand sich ca. 1 cm hinter dem Kristall (in Ausbreitungsrichtung). Der Laser wurde mit Pulszügen von 1,4 ms Dauer angeregt, die 37 Pulse umfassten. Die Blitzlampenpulsdauer betrug 1,5 ms. Die Repetitionsfrequenz betrug 25 Hz bei einer elektrischen Pumpleistung von 2,5 kW. Für die Konversionseffizienz (1064 nm zu 532 nm) ergab sich ein Wert von 35%, die maximale Pumpenergie (532 nm) im Pulszug betrug damit 115 mJ.

### **Resonator T3**

Der 25 cm lange Resonator bestand aus zwei plankonkaven Spiegeln mit Krümmungsradien von 200 mm und dem Ti:Saphir-Kristall mit einem Abstand von 11 cm zum HRM. Der Auskoppelspiegel besaß einen Reflexionsgrad von 80 % (Abb. 3.1). Der Pumpradius im Kristall betrug  $120 \mu\text{m} \pm 10\%$ , die Strahltaile befand sich im Kristall. Die Anregung erfolgte mit 2 Pulszügen von jeweils 0,49 ms Dauer mit jeweils 11 Pulsen und einem zeitlichen Abstand von 7,45 ms zueinander. Die Blitzlampenpulsdauer betrug 2 mal 0,6 ms, der Pulsabstand dazwischen 6,8 ms. Dieser Doppelpuls wurde mit einer Frequenz von 25 Hz wiederholt. Die elektrische Pumpleistung betrug 2,7 kW. Unter diesen Bedingungen konnte eine Konversionseffizienz (1064 nm zu 532 nm) von 52% erreicht werden, die maximale Pumpenergie (532 nm) betrug damit 73 mJ pro Pulszug.

### **Resonator A1**

Die Länge des realisierten Alexandrit-Resonators betrug 17 cm, der Abstand des HRM zum Kristall 12 cm. Beide plankonkave Spiegel besaßen Krümmungsradien von 100 mm, der Auskoppelspiegel einen Reflexionsgrad von 99% (Abb. 3.2). Der Pumpradius im Kristall betrug  $70 \mu\text{m} \pm 10\%$ , die Strahltaile befand sich im Kristall. Der Laser wurde mit Pulszügen von 0,8 ms Dauer angeregt, die 13 Pulse umfassten. Die Blitzlampenpulsdauer betrug 1 ms. Die Repetitionsfrequenz betrug 25 Hz bei einer elektrischen Pumpleistung von 1,65 kW. Für die Konversionseffizienz (1064 nm zu 532 nm) ergab sich ein Wert von 45%, die maximale Pumpenergie (532 nm) im Pulszug betrug damit 51 mJ.

### **Resonator A2**

Die Dimensionen dieses Resonators entsprachen denen des Resonators A1. Der Laser wurde mit Einzelpulsen von bis zu 11 mJ Energie angeregt, welche von einem Oszillator-Verstärker-System zur Verfügung gestellt wurden. Der Pumpradius im Kristall betrug  $80 \mu\text{m} \pm 10\%$ , die Strahltaile befand sich im Kristall. Die Repetitionsfrequenz betrug 10 Hz. Für die Konversionseffizienz (1064 nm zu 532 nm) ergab sich ein Wert von ca. 25%.

### 4.1.1 Ergebnisse der Verstärkungsschaltung von Ti:Saphir

In diesem Abschnitt werden die Messergebnisse zu den Resonatoren T1 und T2 vorgestellt und diskutiert. Ziel der Untersuchungen war die Klärung der Einflüsse der Pumpenergie, der Pump- und der Resonatorgeometrie auf das Emissionsspektrum und die Strahlqualität.

In Abbildung 4.5 ist der Intensitätsverlauf des Streulichts der Blitzlampe und des Fluoreszenzlichts des Nd:YAG für die Anregungsbedingungen des Resonators T1 dargestellt. Die schwarzen Linien symbolisieren die Zeitpunkte der Einzelpulse des Pulszugs. Am Anfang des Pulszugs war der zeitliche Pulsabstand aufgrund der nicht konstanten Pumprate nicht äquidistant. Der erste Puls wies eine starke zeitliche Modulation in der Intensität auf, hervorgerufen durch die geringe Anzahl longitudinaler Moden. Bei konstanter Pumprate variierten die Pulsabstände um einige  $\mu\text{s}$ . In Abbildung 4.6 sind die gemessenen Energien im Ti:Saphir-Pulszug in Abhängigkeit von der Pumpenergie dargestellt (Resonator T1). Die mit diesem Aufbau und einem Reflexionsgrad des Auskopplers von 80% (Abb. 3.1) erzielte maximale Ausgangsenergie betrug  $7,3 \text{ mJ} \pm 0,2 \text{ mJ}$  bei einem differentiellen Wirkungsgrad  $\eta_d$  von 36% und einem optischen Wirkungsgrad von 31%. Die Abweichung der gemessenen Abhängigkeit vom linearen Verlauf resultiert vermutlich aus der erhöhten Laserschwelle aufgrund der geringen Fluoreszenzlebensdauer [Eg88] und aus den thermischen Einflüssen während des Pulszugs.

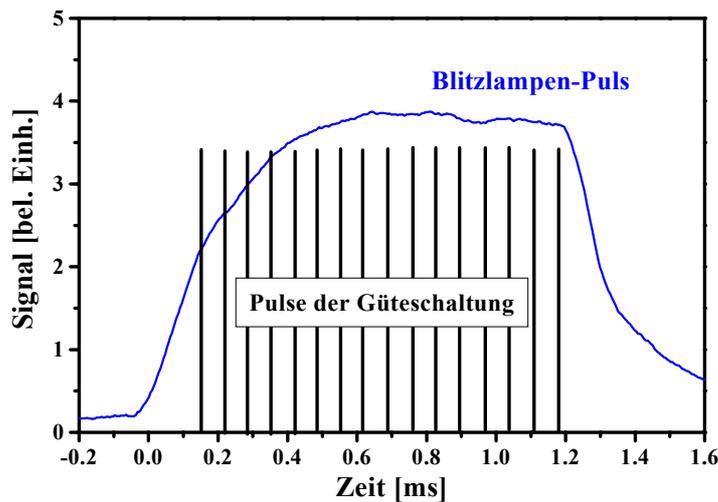


Abb. 4.5 Blitzlampenpuls mit Fluoreszenz (blau) und Zeitpunkte (schwarze Linien) der ns-Pulse (Resonator T1)

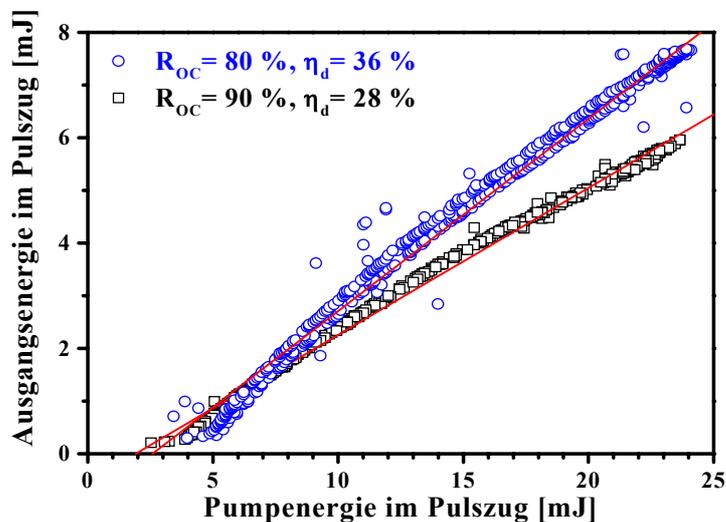


Abb. 4.6 Ausgangsenergien des Pulszugs des Ti:Saphir-Lasers in Abhängigkeit von der Pumpenergie für verschiedene Reflexionsgrade (Resonator T1)

#### 4.1.1.1 Pulsaufbauzeit in Abhängigkeit von der Pumpenergie

Für verstärkungsgeschaltete Laser wird die Pulsaufbauzeit als der zeitliche Abstand zwischen dem Maximum des Pumpimpulses und dem des emittierten Pulses definiert (Abb. 4.7). Die zeitliche Abhängigkeit der Verstärkung weist zu diesen Zeitpunkten Wendepunkte auf (vgl. Abb. 2.38). Die Pulsdauer wird aus der vollen Halbwertsbreite (FWHM) bestimmt.

Die gemessene und die berechnete Pulsaufbauzeit und Pulsdauer des ersten Pulses im Pulszug in Abhängigkeit von der Pumpenergie (Resonator T1) sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Diese Berechnung wurde für einen Pumpradius von  $80\ \mu\text{m}$ , einen Reflexionsgrad von 80% und eine Fluoreszenzrate von  $10^{-10}\ \text{W}/(\text{cm}^2\ \text{s})$  durchgeführt. Der Vergleich der aus den Ratengleichungen berechneten Werte mit den gemessenen zeigt, dass die berechnete Pulsaufbauzeit bei geringen Pumpenergien schneller anwächst als die gemessene. Die Ursache liegt wahrscheinlich in der Annahme für die Berechnungen, dass sich die longitudinalen Moden mit den dazugehörigen transversalen Moden gleichzeitig entwickeln. In der Realität zeigen die Moden jedoch ein aufgrund unterschiedlicher Verstärkung abweichendes Einschwingverhalten, was zu einer geringeren Pulsaufbauzeit und zu einer größeren Pulsdauer führt. Um dies in die Modellierung einzubeziehen, müssten die Ratengleichungen für die longitudinalen Moden separat gelöst werden, gekoppelt über die Inversion.

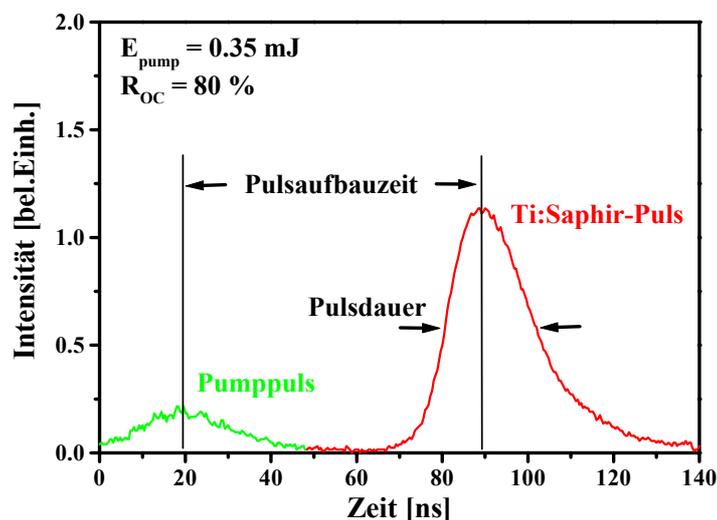


Abb. 4.7 gemessene Intensitätsverläufe für den 1. Pulse im Pulszug (Resonator T1)

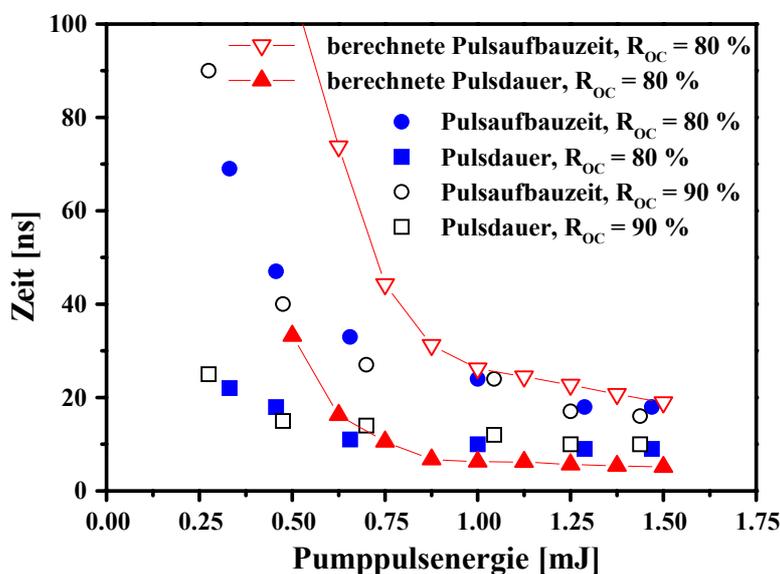


Abb. 4.8 gemessene und berechnete Pulsaufbauzeit und Pulsdauer des 1. Pulses im Pulszug in Abhängigkeit von der Pumpenergie (Resonator T1)

#### 4.1.1.2 Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Pumpenergie

Die gemessenen Spektren des ersten Pulses im Pulszug ( $R=80\%$ ) über der Pumpenergie sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich die spektrale Lage des Maximums mit wachsender Pumpenergie nicht verändert, die Form des Spektrums bleibt erhalten. Im Gegensatz dazu variiert die spektrale Lage des Maximums bei den über den Pulszug integrierten Spektren (Abb. 4.10) mit wachsender Pumpenergie um mehrere nm, die Form des Spektrums wird asymmetrisch. Verursacht wird dieser Effekt vermutlich durch die mit steigender Pumpenergie im Pulszug anwachsende thermische Linse. Die veränderte transversale Modenstruktur bewirkt über den Überlapp mit dem Verstärkungsprofil eine Veränderung im Emissionsspektrum.

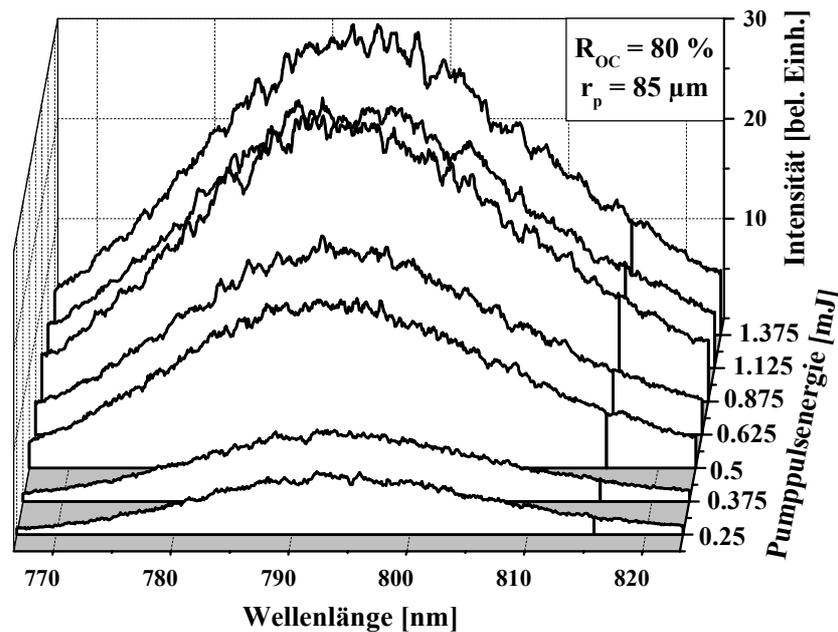


Abb. 4.9 Spektrum des 1. Pulses im Pulszug in Abhängigkeit von der Pumpenergie (Resonator T1)

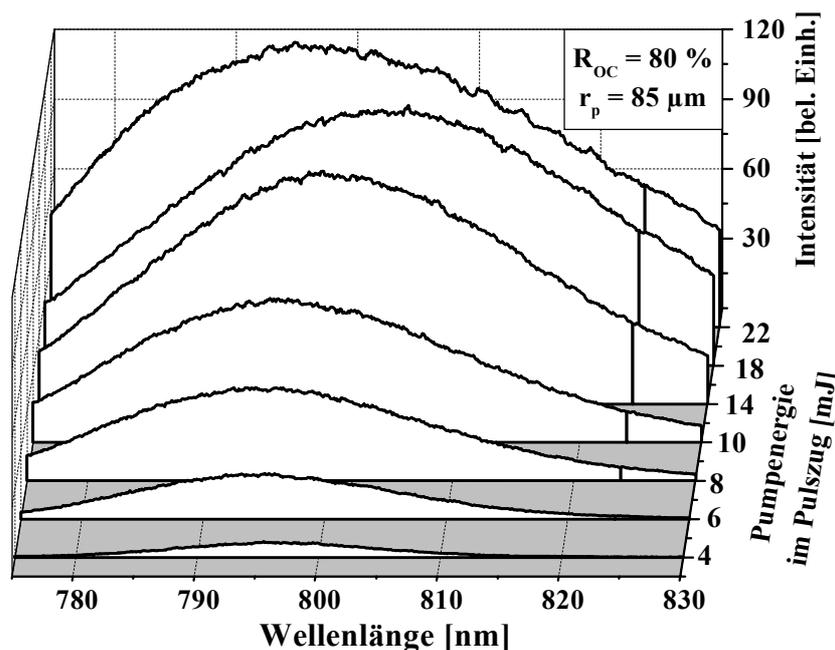


Abb. 4.10 integriertes Spektrum der Pulse im Pulszug in Abhängigkeit von der Pumpenergie (Resonator T1)

Der Vergleich der gemessenen Bandbreiten (Abb. 4.11) des ersten Pulses im Pulszug mit den Bandbreiten, die aus den über den Pulszug integrierten Spektren bestimmt wurden, zeigt, dass die Verbreiterung der integrierten Spektren nicht aus der höheren Verstärkung resultiert. Die Bandbreiten des ersten Pulses unterscheiden sich nur wenig für die verwendeten Reflexionsgrade der Auskoppelspiegel, die der integrierten Spektren dagegen deutlich. Die spektrale Lage der Intensitätsmaxima des ersten Pulses (Abb. 4.12) variiert mit wachsender Pumpenergie nur wenig. Das Intensitätsmaximum liegt nicht bei der Wellenlänge des maximalen Reflexionsgrades (806 nm), sondern bei dem durch den Modenüberlapp, das Verstärkungsprofil, den Reflexionsverlauf und die Resonatorverluste bestimmten Optimum. Die aus den integrierten Spektren bestimmte spektrale Lage des Maximums variiert mit wachsender Pumpenergie um mehrere Nanometer.

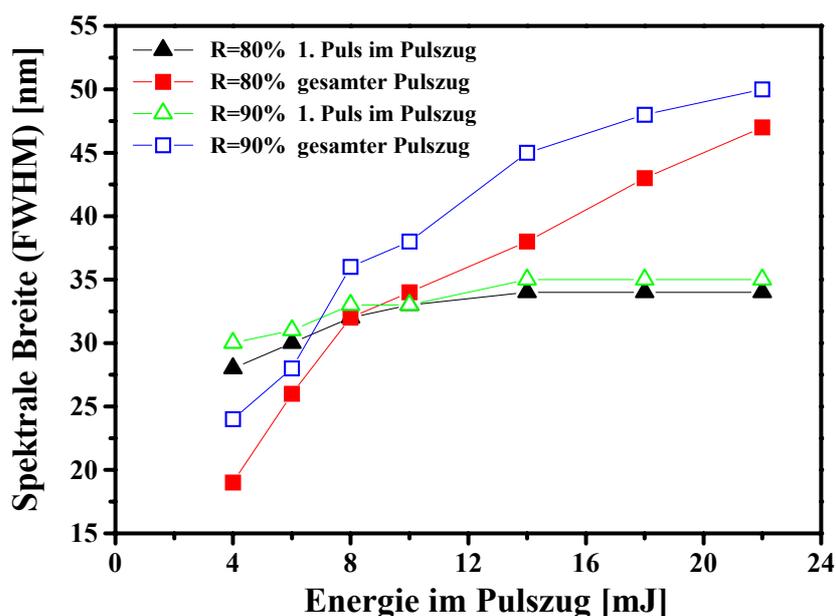


Abb. 4.11 gemessene Bandbreiten des 1. Pulses und des integrierten Spektrums in Abhängigkeit von der Pumpenergie (Resonator T1)

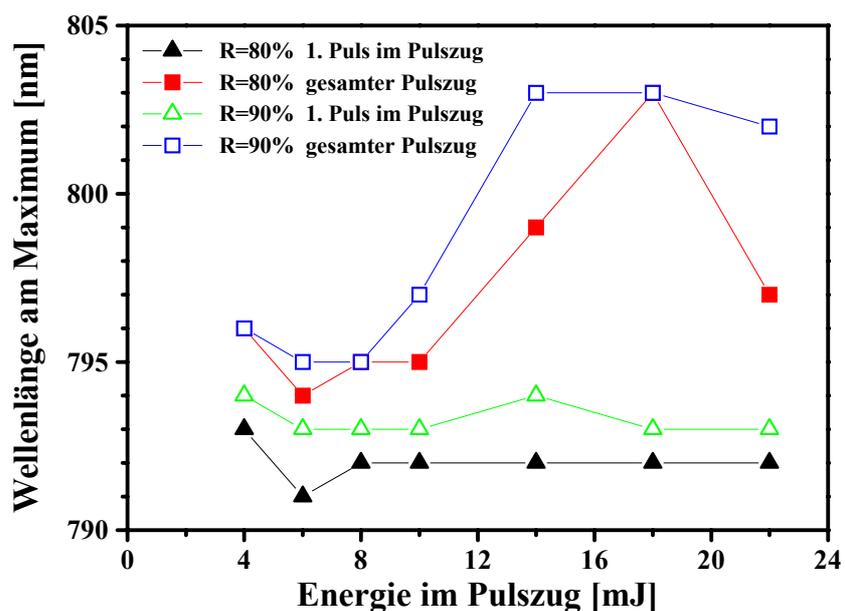


Abb. 4.12 Wellenlängen am Intensitätsmaximum des 1. Pulses und des integrierten Spektrums in Abhängigkeit von der Pumpenergie (Resonator T1)

### 4.1.1.3 Zeitaufgelöste Messung des Emissionsspektrums

Die Messung der Spektren der Einzelpulse im Pulszug zeigt, dass sich die spektrale Lage des Spektrums im Verlauf des Pulszugs verschiebt, zunehmend mit steigender Pumpenergie. Abbildung 4.13 zeigt dies für den Resonator T1 für eine Pumpenergie im Pulszug von 22 mJ. Es wurden auch Spektren mit zwei Maxima beobachtet, ohne dass sich der zeitliche Intensitätsverlauf des Einzelpulses änderte. Das über den Pulszug integrierte Spektrum (Abb. 4.14) wird durch die Drift gegenüber den Einzelpulsen mit ca. 32 nm auf 48 nm verbreitert, die spektrale Lage des Maximums variiert von Pulszug zu Pulszug nur um 1-2 nm.

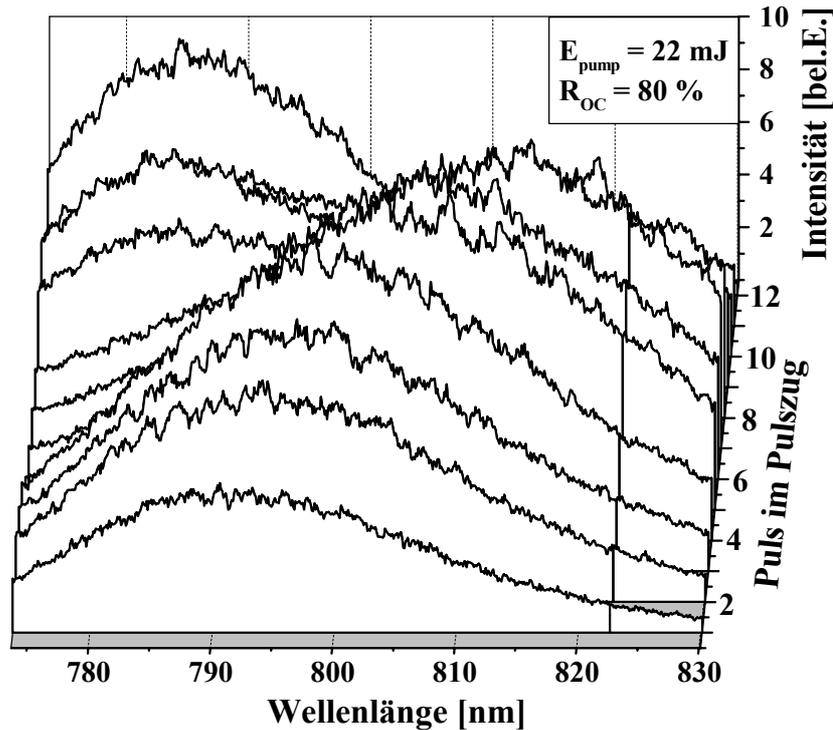


Abb. 4.13 Spektren der Einzelpulse im Pulszug bei einer Pumpenergie von 22 mJ im Pulszug und einem Reflexionsgrad von 80% (Resonator T1)

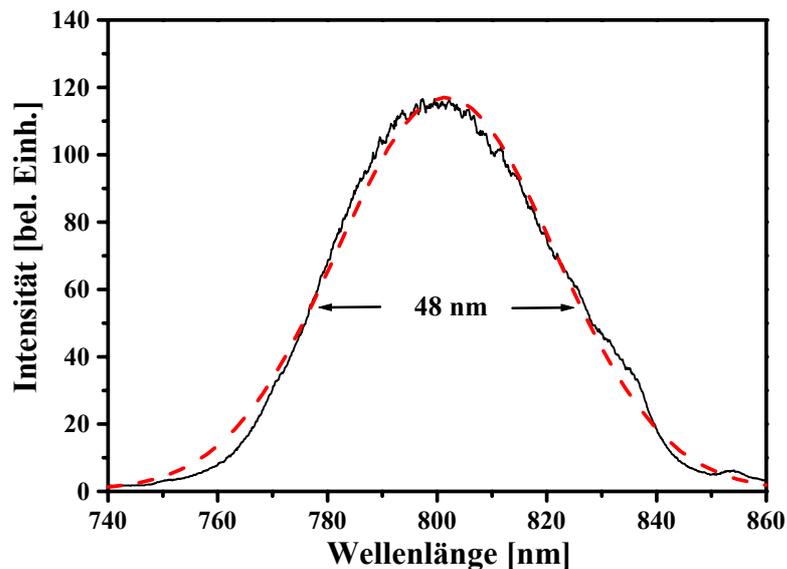


Abb. 4.14 integriertes Spektrum bei einer Pumpenergie von 22 mJ im Pulszug und einem Reflexionsgrad von 80% (Resonator T1), rote Linie: Regression eines Gauß-Profiles an das gemessene Spektrum

Der gewünschte Effekt der Verbreiterung des integrierten Spektrums durch die Drift der Einzelspektren konnte durch die Erhöhung der Pulsanzahl im Pulszug und die Erhöhung der Einzelpulsenergie verstärkt werden. Die Anregung des Ti:Saphir-Resonators T2 mit Pulszügen von 37 Einzelpulsen und einer Pumpenergie im Pulszug von 115 mJ ergab eine Ausgangsenergie im Pulszug von 21 mJ ( $>500$  mW mittlere Ausgangsleistung) bei einer differentiellen Effizienz von 22% und einer opto-optischen Effizienz von 19%. In Abbildung 4.15 sind die Spektren der 37 Einzelpulse dargestellt. Trotz des im Vergleich zum Auskoppelspiegel mit  $R = 80\%$  nicht sehr flachen Reflexionsverlaufes des Auskoppelspiegels mit einem Reflexionsgrad von 75% (vgl. Abb. 3.1), war ein periodisches Driften über einen Wellenlängenbereich von 45 nm zu beobachten. Das integrierte Spektrum (Abb. 4.16) wird dadurch auf 63 nm verbreitert. Aus der Abnahme der Intensität der Spektren bei höheren Puls-Nummern kann qualitativ auf eine Abnahme der Pulsenergie geschlossen werden, verursacht durch die starken Aberrationen der thermischen Linse und durch das Verlassen des Stabilitätsbereichs.

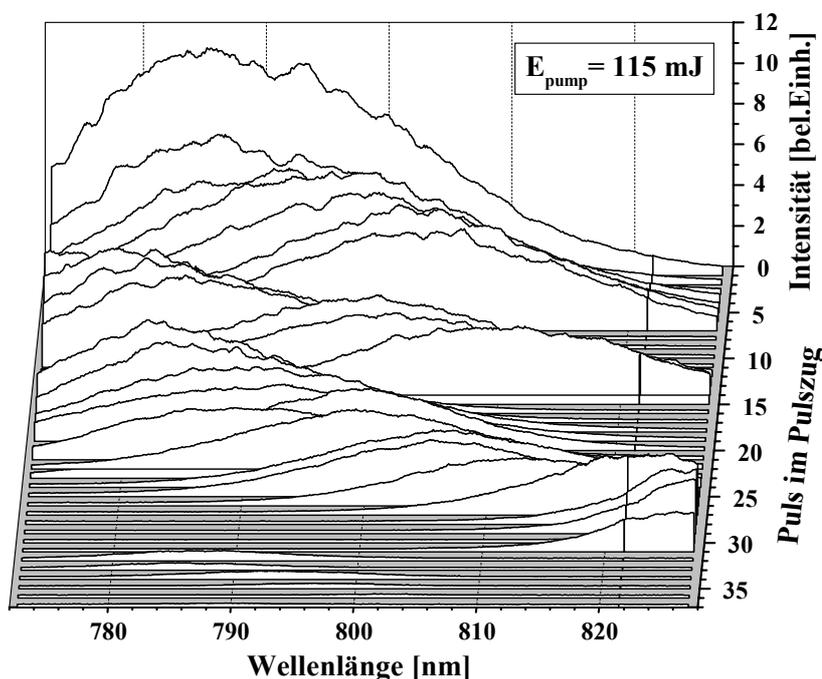


Abb. 4.15 Spektren der Einzelpulse im Pulszug bei einer Pumpenergie von 115 mJ im Pulszug und einem Reflexionsgrad von 75% (**Resonator T2**)

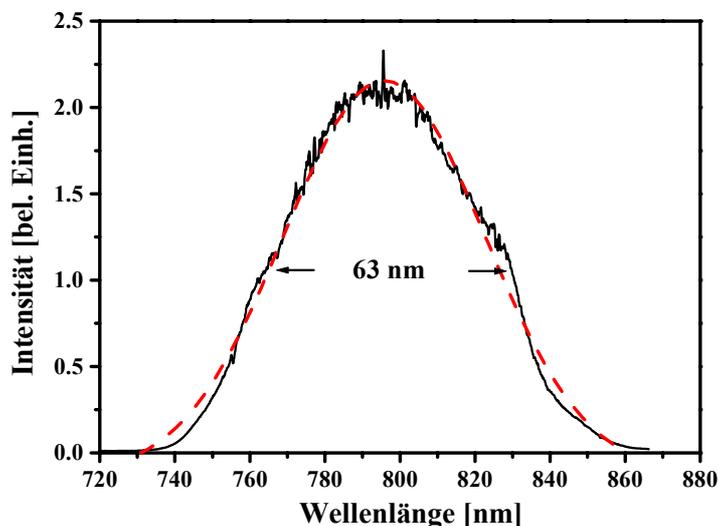


Abb. 4.16 integriertes Spektrum bei einer Pumpenergie von 115 mJ im Pulszug und einem Reflexionsgrad von 75% (**Resonator T2**), rote Linie: Regression eines Gauß-Profiles an das gemessene Spektrum

Die Ursache hierfür ist in der Resonatorgeometrie zu finden. Der nahezu halbkonzentrische Resonator T2 reagiert sensibler auf die sich verändernde thermische Linse als der nahezu asymmetrisch semikonfokale Resonator T1. In Abbildung 4.17 ist das Verhalten der Resonatoren im  $g^*$ -Diagramm ( $g^*$ -äquivalenter  $g$ -Parameter) [Ho97] bei Erhöhung der thermischen Linse um den gleichen Betrag dargestellt. Die Pfeilrichtung zeigt die Veränderung der  $g^*$ -Parameter bei wachsender thermischer Linse auf. Die unterschiedlichen Pfeillängen deuten auf unterschiedliche Empfindlichkeit der Resonatoren bezüglich Veränderungen in der thermischen Linse hin. Die schraffierten Bereiche stellen die beiden Stabilitätsbereiche dar. Die Grundmodestrahlradien im Ti:Saphir sind in Abbildung 4.18 für die Resonatoren T1, T2 und T3 über der Pumpleistung aufgetragen. Während sich die Strahlradien im Kristall für die Resonatoren T1 und T3 über einen großen Pumpleistungsbereich nur marginal verändern, erhöht sich der Strahlradius für den Resonator T2 stark, bis der Resonator instabil wird. Diese Berechnungen wurden für eine homogene Ausleuchtung des verstärkenden Mediums und damit für eine ideale thermische Linse durchgeführt, sie beinhalten nicht die Auswirkungen der Aberrationen der thermischen Linse aufgrund der longitudinalen Anregung mit Grundmodelasern.

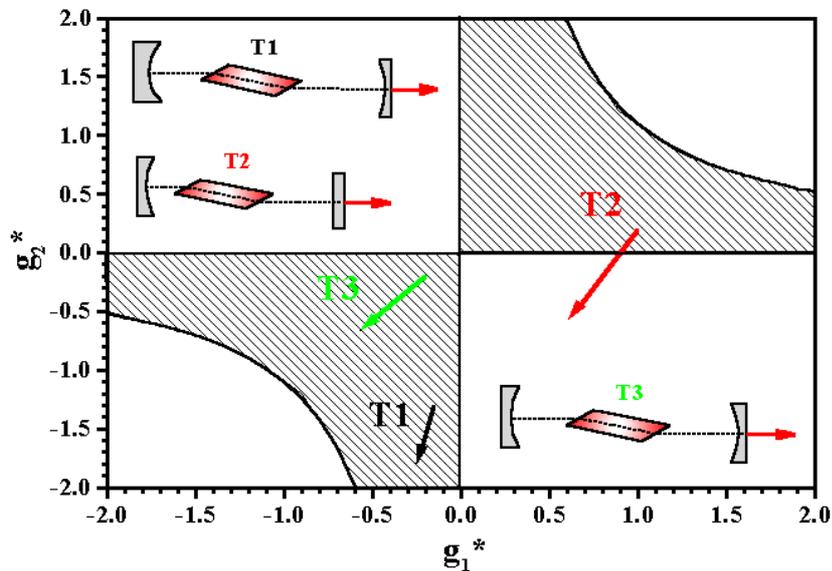


Abb. 4.17  $g^*$ -Diagramm der verwendeten Ti:Saphir-Resonatoren T1, T2 und T3

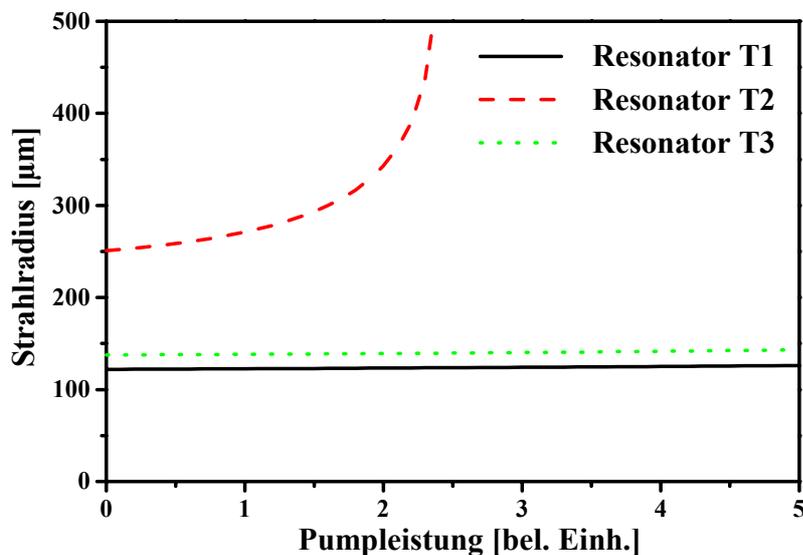


Abb. 4.18 berechnete Grundmoderadien im Ti:Saphir-Kristall als Funktion der Pumpleistung für die Resonatoren T1, T2 und T3

#### 4.1.1.4 Ortsaufgelöste Messung des Emissionsspektrums

Zur ortsaufgelösten Messung (x-Richtung) der Spektren wurde das aufgeweitete Strahlprofil des Ti:Saphir-Lasers horizontal über den vertikalen Eintrittsspalt des Spektrometers geführt (vgl. Kapitel 3.3). Damit wurde eine zeitlich und örtlich aufgelöste Messung der Spektren möglich. Abbildung 4.19 zeigt das über den Pulszug integrierte Strahlprofil des Lasers T2 bei einer Pumpenergie im Pulszug von 115 mJ. Das Zentrum des Strahlprofils ist übersteuert, damit die äußeren Strukturen erkennbar werden. Diese resultieren aus der aberrierten thermischen Linse im Kristall. Die ortsaufgelöste Messung ergab, dass das Spektrum über den Strahlquerschnitt hinweg variiert (Abb. 4.20). Die Ursache hierfür liegt in dem über das Pumpprofil variierenden spektralen Verlauf der Verstärkung (vgl. Kapitel 2.3.2) sowie in der spektralen Abhängigkeit des transversalen Modes und damit des Modenüberlapps (vgl. Kapitel 2.4.1). Der Effekt der starken räumlichen Trennung des Laserspektrums ist für interferometrische Anwendungen unerwünscht und sollte vermieden werden.

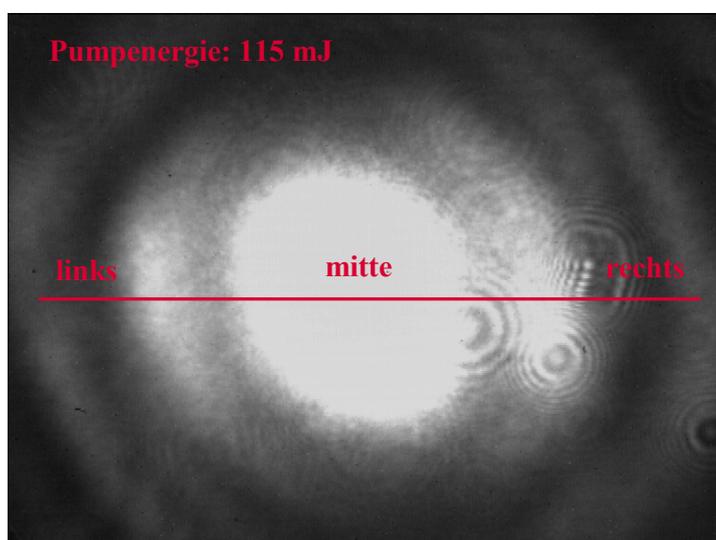


Abb. 4.19 über den Pulszug integriertes Strahlprofil des Resonators T2

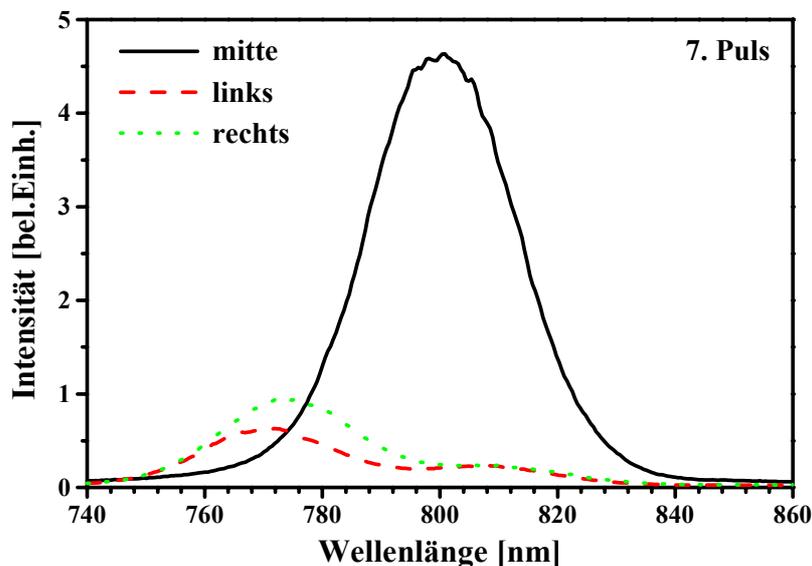


Abb. 4.20 an unterschiedlichen transversalen Positionen gemessene Spektren (Resonator T2)

#### 4.1.1.5 Zeitaufgelöste Messung der transversalen Moden

Die Messung der Strahlprofile der Einzelpulse im Pulszug (vgl. Kapitel 3.5) zeigte, dass sich das Profil über den Pulszug verändert. In Abbildung 4.21 sind die gemessenen und die berechneten Strahlprofile des ersten und des zehnten Pulses im Abstand von ca. 55 cm zum Auskoppelspiegel für den Resonator T2 dargestellt. Die berechneten Strahlprofile weisen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen auf. Die Abweichungen resultieren daraus, dass sich das gemessene Profil aus einer Vielzahl transversaler Moden zu unterschiedlichen longitudinalen Moden zusammensetzt, die Berechnung aber nur für eine Wellenlänge (795 nm) durchgeführt wurde. Zur genaueren Berechnung des Strahlprofils müssten mehrere transversale Moden unterschiedlicher Wellenlänge berechnet, spektral gewichtet und summiert werden.

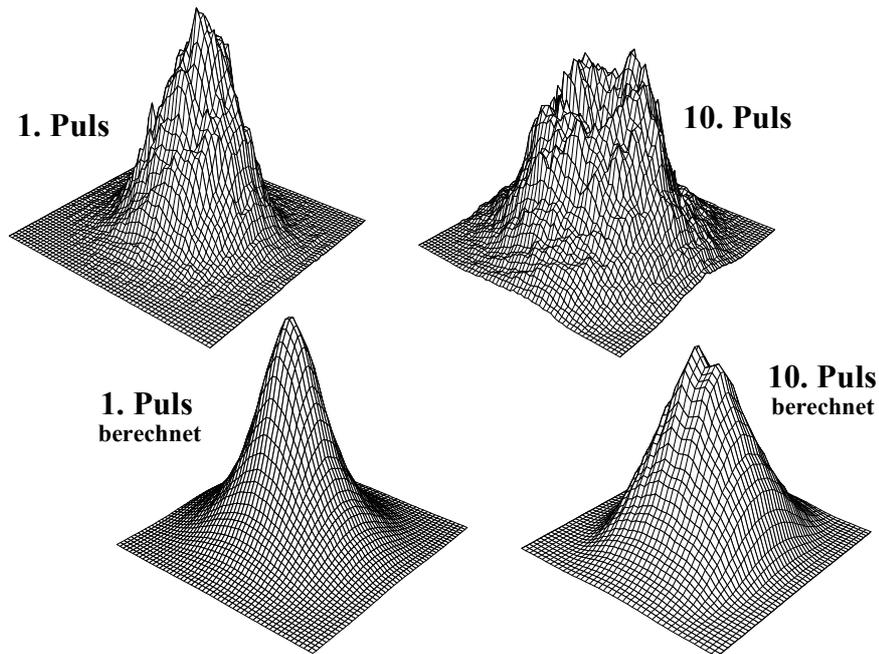


Abb. 4.21 gemessene und berechnete Strahlprofile des Lasers T2

#### 4.1.1.6 Diskussion

Aus den hier dargestellten Messungen geht hervor, dass die Verstärkungsschaltung von Ti:Saphir zu Pulsen mit einer Dauer von mehreren 10 ns bis zu wenigen ns führt, abhängig von der Energie im Pumpimpuls. Die Pulsaufbauzeit verringert sich mit wachsender Pumpenergie. Der verstärkungsgeschaltete Ti:Saphir-Laser emittiert breitbandig über mehrere 10 nm bei einer Zentralwellenlänge, die sich aus dem spektralen Verstärkungsprofil, der spektralen Abhängigkeit der Resonatorverluste und der Reflexionsgrade sowie aus dem Überlapp der transversalen Moden mit dem räumlichen Verstärkungsprofil ergibt. Die Bandbreite des Einzelpulsspektrums kann durch die Vergrößerung der Pumpenergie um mehrere nm erhöht werden. Die Anregung mit Pulszügen führt dagegen zur erheblichen Verbreiterung des über den Pulszug integrierten Spektrums. Im Verlauf des Pulszugs driften und springen die Spektren der Einzelpulse periodisch, abhängig von der Einzelpulsenergie, der Anzahl der Pulse im Pulszug und der Resonatorgeometrie. Die Ursache dafür liegt vermutlich in der transienten thermischen Linse, die die transversale Modenstruktur und damit das Emissionsspektrum beeinflusst. Die Aberrationen der thermischen Linse führen aber gleichzeitig zu einer starken räumlichen Trennung des Lichtes unterschiedlicher Wellenlänge und zu einer Verschlechterung der Strahlqualität. Zur Erzielung einer hohen Ausgangleistung und einer guten Strahlqualität bei einer gleichzeitig hohen spektralen Bandbreite müssen daher besondere Bedingungen erfüllt werden.

#### 4.1.2 Optimierter Ti:Saphir-Laser mit 0,75 W Ausgangsleistung

Unter Ausnutzung der Ergebnisse der beschriebenen Messungen wurde ein nahezu semikonfokaler Resonator mit besonderen Pumpbedingungen realisiert (Resonator T3). Der Strahlradius im Ti:Saphir variiert für diesen Resonator mit wachsender thermischer Linse nur wenig (vgl. Abb. 4.18). Die Anregung erfolgte mit zwei Pulszügen mit einem zeitlichen Abstand von 7,45 ms und jeweils 11 Pulsen im Pulszug (Abb. 4.22). Dieser Doppelpulszug wurde mit 25 Hz wiederholt. Die Pumpenergie im Einzelpuls betrug 6,6 mJ, um eine hohe Verstärkung zu erzielen. Der Zeitraum zwischen den Pulszügen führte zum Abklingen der thermischen Linse bis zum zweiten Pulszug. Die Größe des zeitlichen Abstands wurde so gewählt, dass die Energien beider Pulszüge separat detektiert werden konnten (vgl. Kapitel 3.6). Mit diesem Pumpschema wurde eine Ausgangsenergie pro Pulszug von 15,2 mJ erreicht, das entspricht einer mittleren Ausgangsleistung von über 750 mW. In Abbildung 4.23 ist die Ausgangsenergie über der Pumpenergie aufgetragen. Die Stabilität der Ausgangsenergie betrug 3,4% bei einer opto-optischen Effizienz von 21%. Die Langzeitstabilität des Ti:Saphir-Lasers wurde nur durch die Lebensdauer der Blitzlampe des Pumpasers bestimmt.

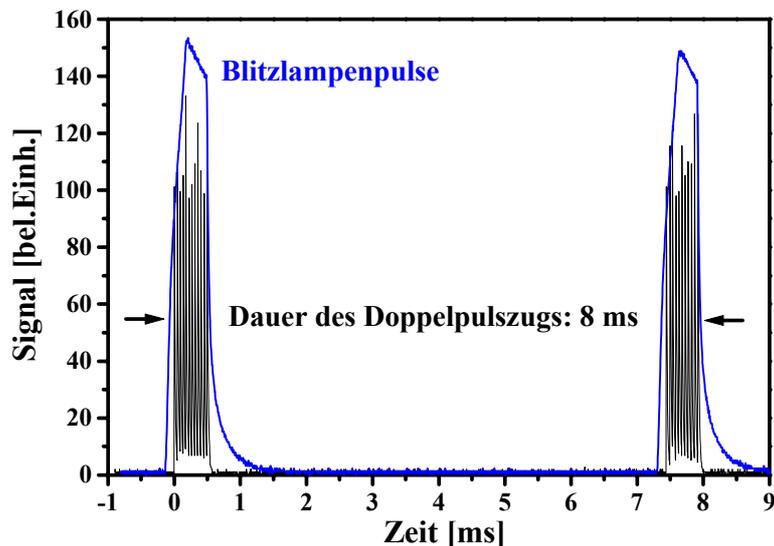


Abb. 4.22 zeitliche Verläufe der Blitzlampenpulse (blau) und der Pulszüge (schwarz) für den Resonator T3

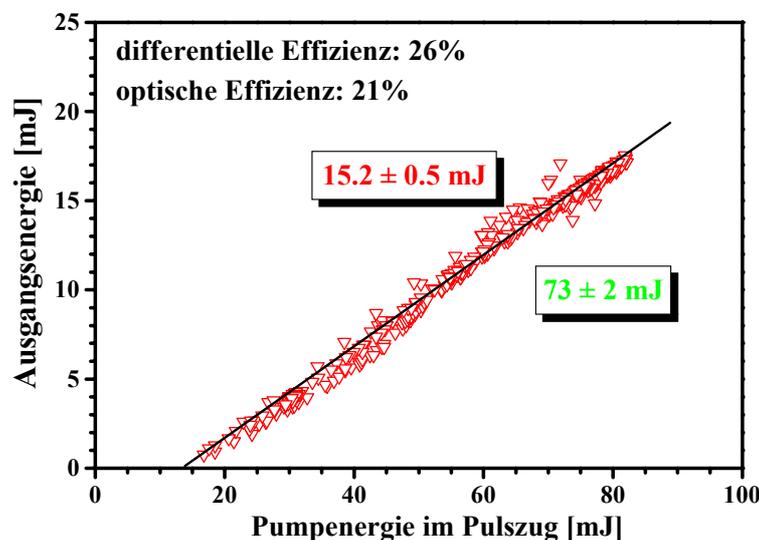


Abb. 4.23 Ausgangsenergien im Pulszug in Abhängigkeit von der Pumpenergie für den Resonator T3

#### 4.1.2.1 Zeitverläufe der Intensität

Wie die Messungen der zeitlichen Verläufe der Intensität des emittierten Lichts ergaben, verändert sich die Aufbauzeit und die Dauer der Ti:Saphir-Pulse während des Pulszuges. In Abbildung 4.24 sind die 11 gemessenen Pumppulse und die zugehörigen Ti:Saphir-Pulse des ersten Pulszuges für eine Pumpenergie von 25 mJ dargestellt. Für kurze Pulsaufbauzeiten sind die Pulsverläufe asymmetrisch, mit größer werdenden Aufbauzeiten werden sie symmetrischer. Die für einen Pumpradius von  $125\ \mu\text{m}$  und eine Fluoreszenzrate von  $10^{-16}\ \text{W}/(\text{cm}^2\cdot\text{s})$  berechneten Intensitätsverläufe zeigen das gleiche Verhalten (Abb. 4.25). Mit zunehmender thermischer Linse im Verlauf des Pulszugs erhöhen sich die Pulsaufbauzeit und die Pulsdauer aufgrund des veränderten Modenüberlapps und der damit geringeren wirksamen Verstärkung (vgl. Kapitel 2.4.1). Ab einer bestimmten aberrierten thermischen Linse erhöht sich die für den transversalen Mode wirksame Verstärkung wieder, die Pulsaufbauzeiten werden kleiner.

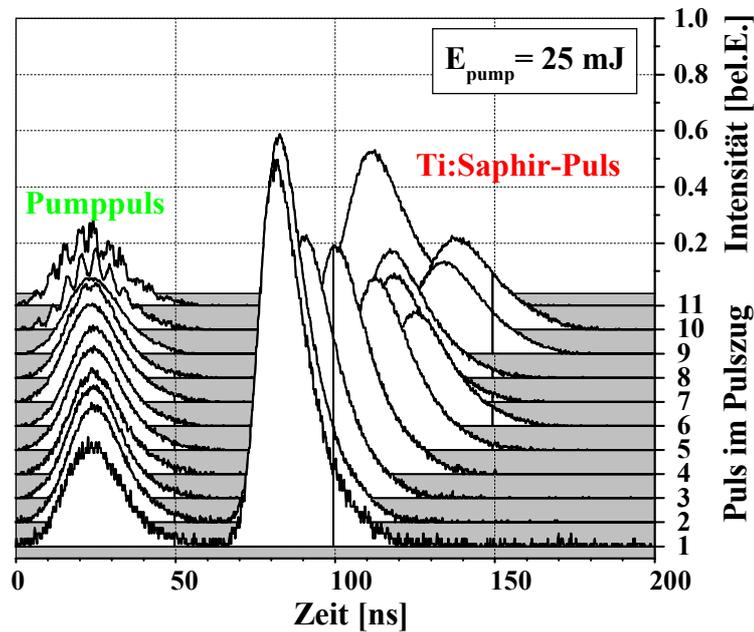


Abb. 4.24 gemessene Zeitverläufe der Intensität der Pulse im Pulszug (Resonator T3)

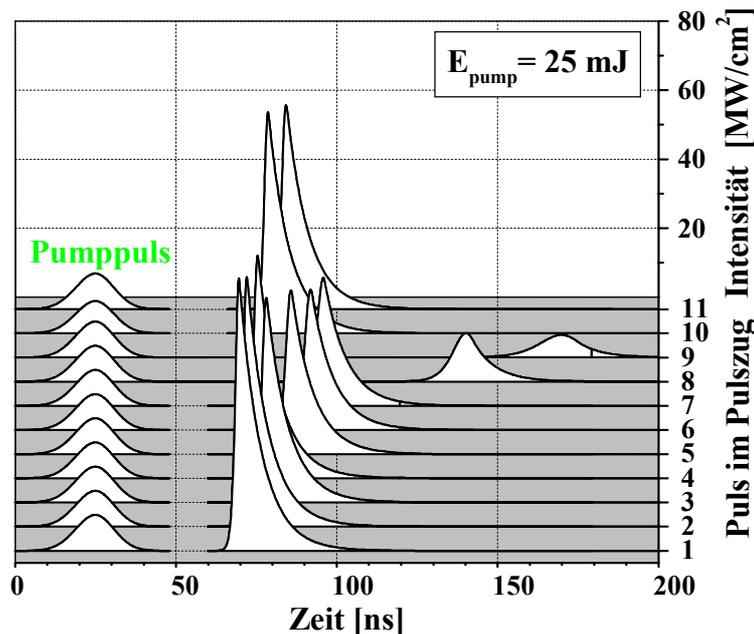


Abb. 4.25 berechnete Zeitverläufe der Intensität der Pulse im Pulszug (Resonator T3)

Der Verlauf der steigenden Flanke im Puls ist von der effektiven Verstärkung abhängig, der der fallenden Flanke von der Photonenlebensdauer im Resonator. Mit wachsender Pumpenergie und damit wachsender Verstärkung verringert sich der Einfluss des Modenüberlapps auf die Pulsverläufe. Abbildung 4.26 zeigt die gemessenen Zeitverläufe der Intensität der 11 Pulse im ersten Pulszug für eine Pumpenergie von 50 mJ im Pulszug, Abbildung 4.27 zeigt die für einen Pumpradius von  $122\ \mu\text{m}$  und eine Fluoreszenzrate von  $10^{-10}\ \text{W}/(\text{cm}^2\cdot\text{s})$  berechneten Zeitverläufe. Das verwendete theoretische Modell beschreibt die Abhängigkeit der Aufbauzeit und der Dauer der Pulse im Pulszug von der Pumpenergie sehr gut. Die Abweichungen zwischen den berechneten und gemessenen Pulsverläufen resultieren zum einen daraus, dass die zeitlichen Abstände der Pulse im Pulszug nicht äquidistant und konstant sind, die Pulsenergien im Pulszug variieren und der Pumpstrahl räumlich fluktuiert, zum anderen wahrscheinlich daraus, dass zur Berechnung der Modenüberlapp als zeitlich konstant angenommen wurde.

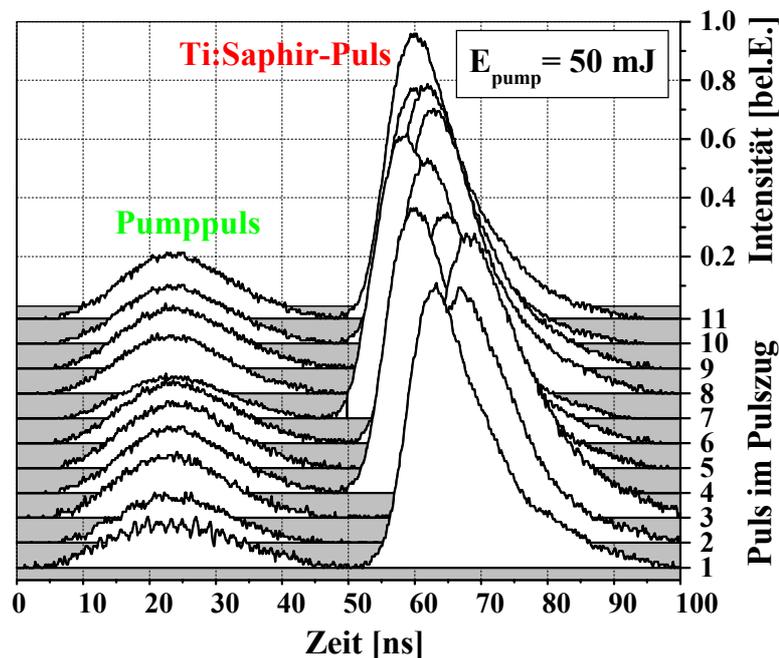


Abb. 4.26 gemessene Zeitverläufe der Intensität der Pulse im Pulszug (Resonator T3)

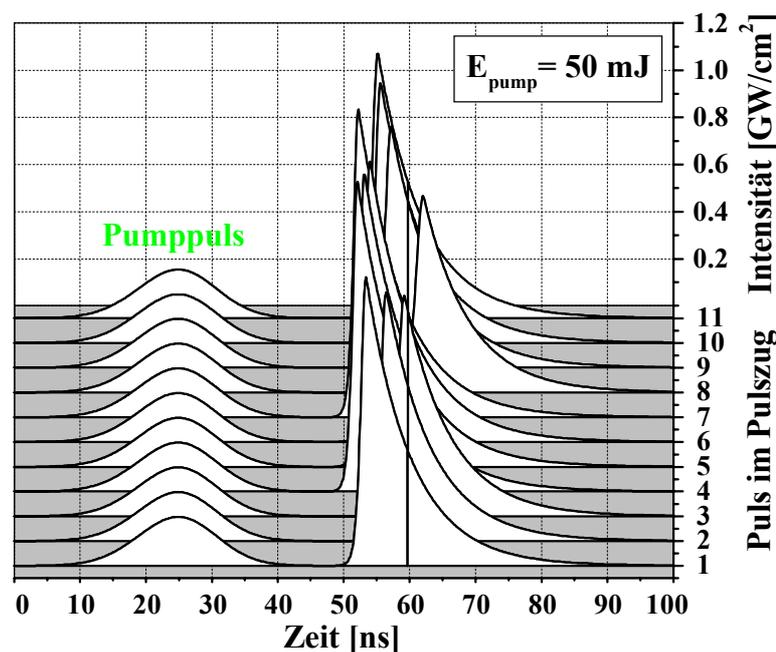


Abb. 4.27 berechnete Zeitverläufe der Intensität der Pulse im Pulszug (Resonator T3)

Zur Berechnung der spektralen Abhängigkeit des Modenüberlapps wurde angenommen, dass sich der transversale Mode bis zur Pulsemission stabilisiert hat und zeitlich konstant ist. Für geringe Verstärkungen an den Seiten des spektralen Verstärkungsbereichs stabilisiert sich der transversale Mode zufolge erst nach mehr Umläufen (berechnet), so dass sich ein zeitlich variierender Modenüberlapp ergibt. Dieser könnte zu unterschiedlichen Pulsaufbauzeiten der longitudinalen Moden und damit zur Erhöhung der Pulsdauer führen.

Die Veränderung des Modenüberlapps durch die zunehmende aberrierte thermische Linse erklärt auch, dass beim Betrieb des Lasers knapp über der Laserschwelle einige Pulse im Pulszug die Laserschwelle nicht erreichen (Abb. 4.28).

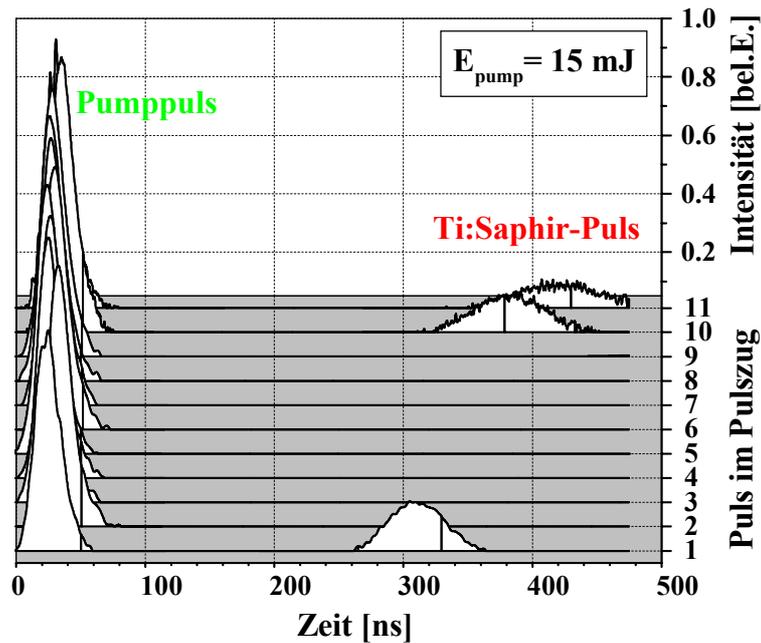


Abb. 4.28 gemessene Zeitverläufe der Intensität der Pulse im Pulszug (*Resonator T3*)

### 4.1.2.2 Emissionsspektrum

Die Aufnahme der Einzelspektren im Pulszug ergab wieder ein Driften der Wellenlänge des Maximums zu größeren Werten und das Springen zu kleineren Werten (Abb. 4.29). Die mit den Ratengleichungen berechneten Spektren (Abb. 4.30) der Pulse im Pulszug zeigen ebenfalls ein leichtes Driften der Wellenlänge des Maximums zu größeren Werten, das Springen des Spektrums ist nach dem 7. Puls zu beobachten. Auffallend ist die Form des berechneten Spektrums des 7. Pulses, es besitzt zwei Maxima. Die leichte Modulation der berechneten Spektren resultiert aus der Interpolation bei der Einbeziehung der spektralen Abhängigkeit des Modenüberlapps (vgl. Kapitel 2.4.1).

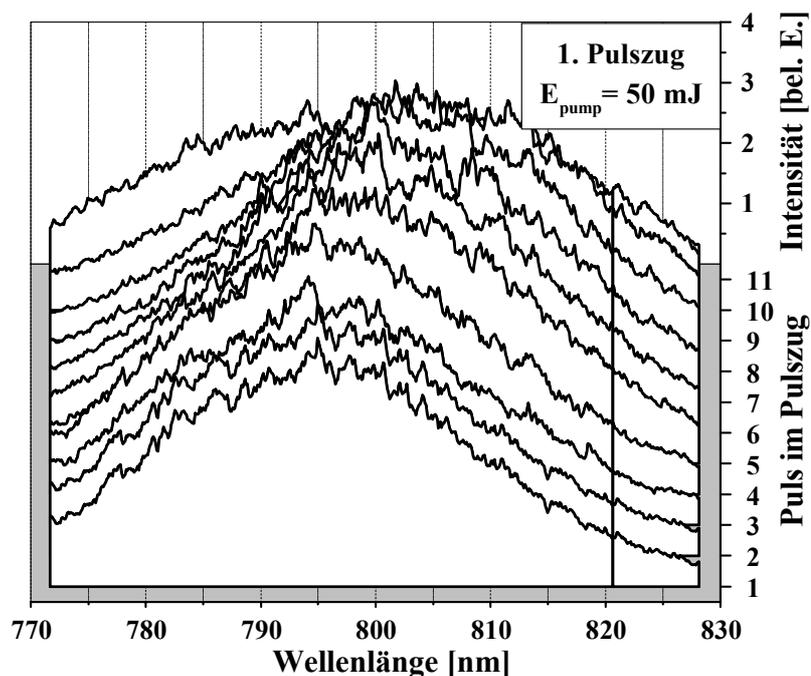


Abb. 4.29 gemessene Spektren der Pulse im Pulszug (Resonator T3)

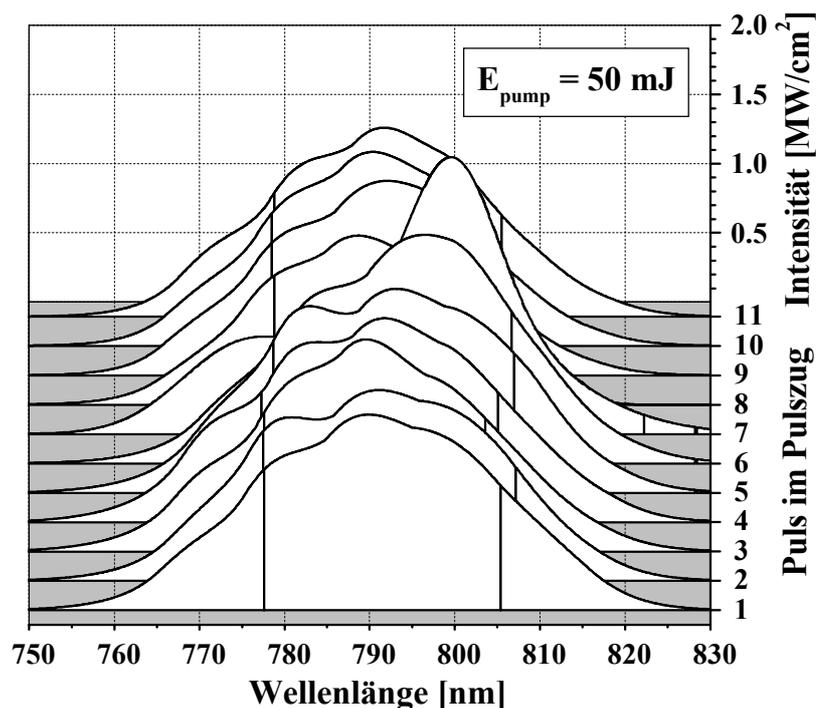


Abb. 4.30 berechnete Spektren der Pulse im Pulszug (Resonator T3)

In Abbildung 4.31 sind die gemessenen und berechneten Bandbreiten und die spektralen Lagen des Maximums noch einmal dargestellt. Das verwendete Modell mit der Berücksichtigung der spektralen Abhängigkeit des Modenüberlapps erklärt die beobachtete Verschiebung der spektralen Lage des Maximums und die Variation der Bandbreite im Verlauf des Pulszugs sehr gut. Abweichungen der berechneten von den gemessenen Werten resultieren vermutlich aus den nicht äquidistanten und konstanten zeitlichen Abständen der Pulse im Pulszug, aus der Variation der Pulsenergien im Pulszug und der räumlichen Fluktuation des Pumpstrahls.

Die spektrale Abhängigkeit des Modenüberlapps erklärt auch vereinzelt beobachtete Spektren der Einzelpulse mit zwei Maxima (Abb. 4.32). Dabei verändern sich die Pulsaufbauzeiten und die Pulsverläufe nur unwesentlich. Durch einen geringen Modenüberlapp im Bereich des spektralen Verstärkungsmaximums kann es zu einer Verbreiterung des Bereiches der Emission und zu Spektren mit zwei Maxima kommen.

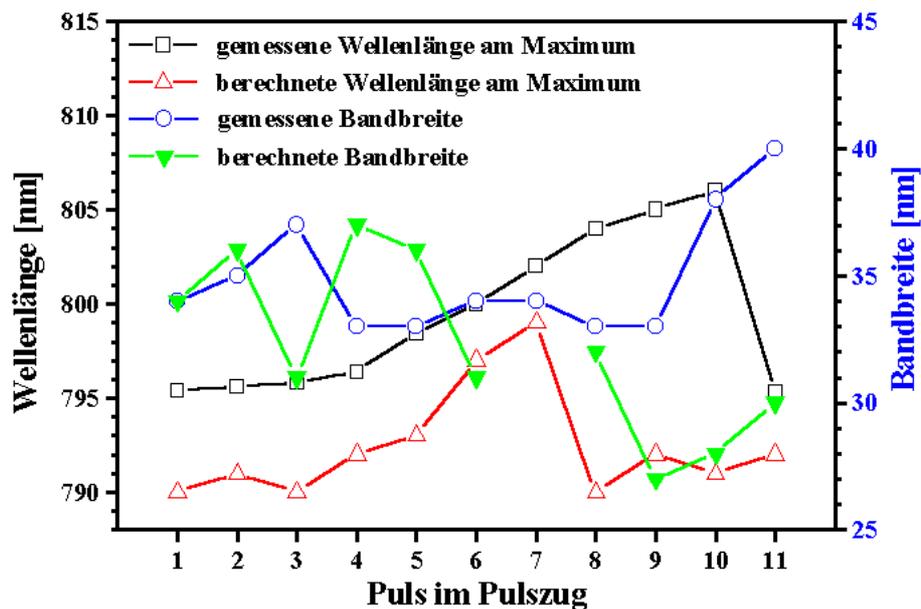


Abb. 4.31 berechnete und gemessene Bandbreiten und Wellenlängen am Maximum der 11 Pulse im Pulszug (*Resonator T3*)

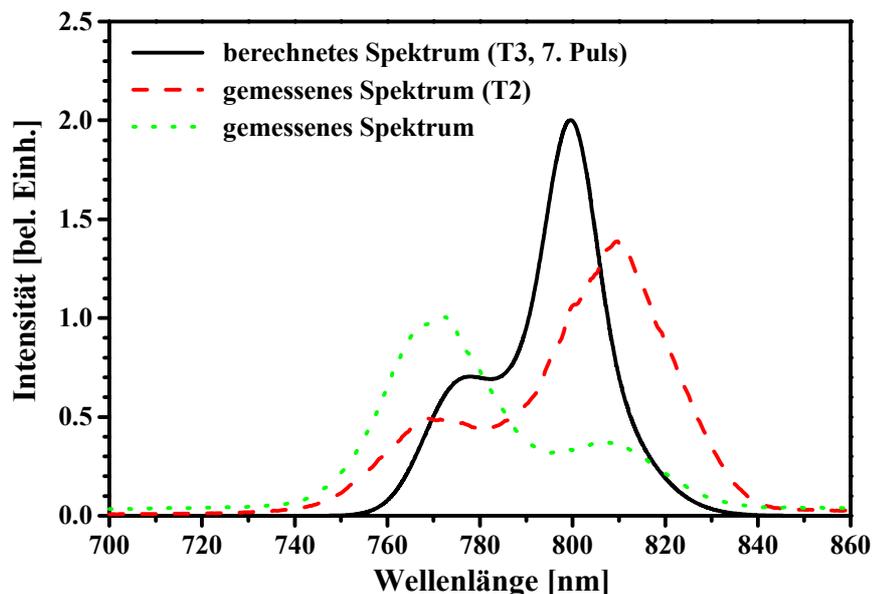


Abb. 4.32 berechnetes Spektrum des 7. Pulses im Pulszug (*Resonator T3*) und gemessene Einzelspektren mit zwei Maxima

Die Bandbreite des über die beiden Pulszüge integrierten Spektrums wird aufgrund der geringen Drift nicht wesentlich verbreitert (Abb. 4.33), die Lage des Emissionsmaximums bei 799 nm ist aber auf  $\pm 1$  nm stabil. Die rot gestrichelte Linie entstand durch die Regression eines Gauß-Profiles an das gemessene Gesamtspektrum. Das berechnete Gesamtspektrum weist bei einer Wellenlänge am Maximum von 798 nm eine Bandbreite von 35 nm auf. Die leichte Asymmetrie und Modulation wird wieder durch die Interpolation bei der spektralen Abhängigkeit des Modenüberlapps (vgl. Kapitel 2.4.1) verursacht. Das mit dem Modell berechnete Gesamtspektrum stimmt gut mit dem gemessenen überein.

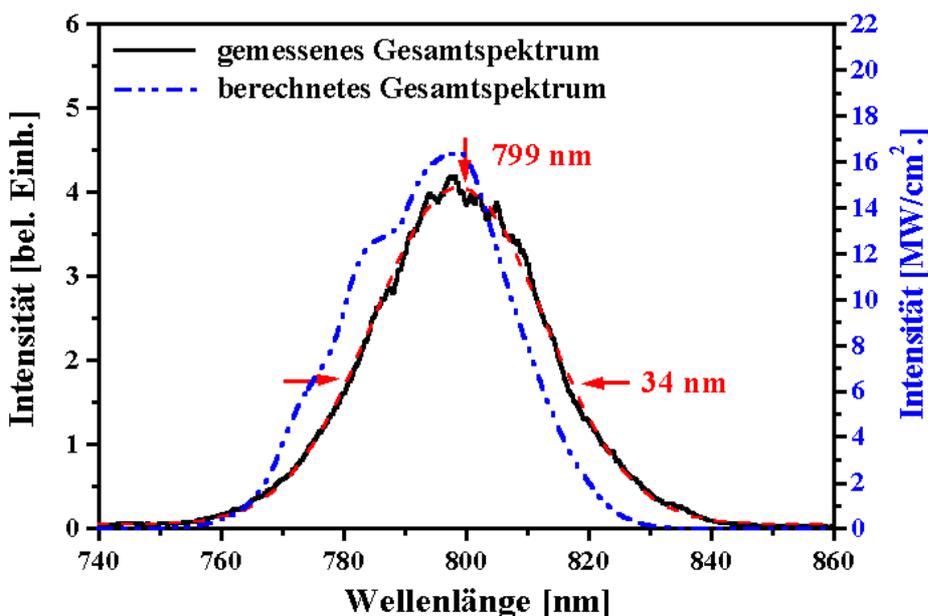


Abb. 4.33 berechnetes und gemessenes integriertes Spektrum bei einer Pumpenergie von 50 mJ im Pulszug und einem Reflexionsgrad von 80% (**Resonator T3**), rote Linie: Regression eines Gauß-Profiles an das gemessene Spektrum

### 4.1.2.3 Transversale Struktur und Strahlqualität

Durch die gewählten Pumpbedingungen für den Resonator T3 konnten die durch die aberrierte thermische Linse hervorgerufenen Nebenmaxima im Strahlprofil reduziert werden. Abbildung 4.34 zeigt das über beide Pulszüge integrierte Strahlprofil bei einer Pumpenergie von 50 mJ im Pulszug. Die Nebenmaxima sind nur schwach ausgeprägt.

Zur Messung der Strahlqualität wurde das Licht mit einer Linse einer Brennweite von 300 mm fokussiert. Im Bereich des Fokus wurden mit einem Abstand von 2 cm 40 Strahlprofile aufgenommen (vgl. Kapitel 3.5). In Abbildung 4.35 sind die gemessene und die berechnete Kaustik dargestellt. Die durch die Regression der Gleichung 2.32 an die gemessenen Strahlradien bestimmte Strahlqualität betrug  $M^2 = 2 \pm 0,4$ . Die gleichermaßen bestimmte Strahlqualität aus den berechneten Strahlprofilen (vgl. Kapitel 3.5) ergab ein  $M^2$  von  $1,55 \pm 0,05$ . Die Abweichung resultiert wahrscheinlich daraus, dass die transversalen Moden nur für eine Wellenlänge (795 nm) berechnet wurden. Das gemessene Strahlprofil setzt sich aber aus den transversalen Moden aller longitudinalen Moden zusammen. Um das in der Berechnung zu berücksichtigen, müssten zu jedem Puls im Pulszug die transversalen Moden bei unterschiedlichen Wellenlängen berechnet, auf die Einzelpulsenergien normiert, spektral gewichtet (Emissionsspektrum des Pulses) und summiert werden.

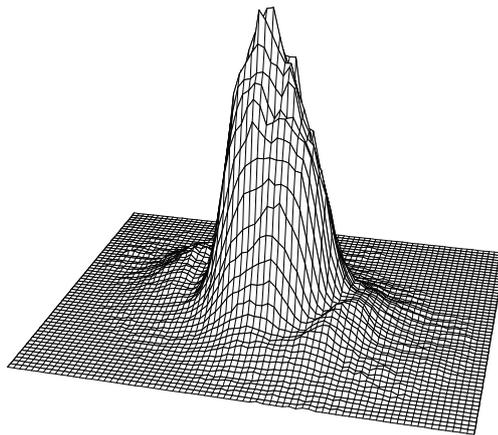


Abb. 4.34 über beide Pulszüge integriertes Strahlprofil (Resonator T3)

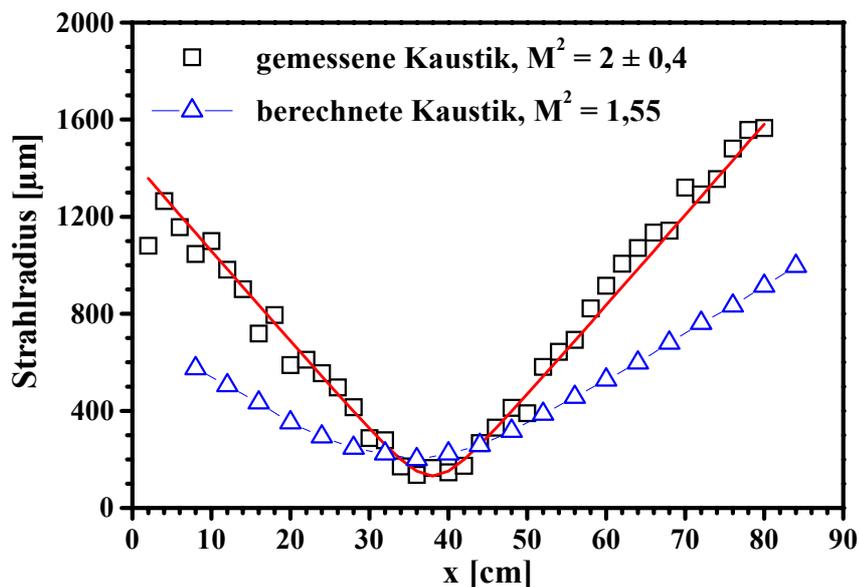


Abb. 4.35 gemessene und berechnete Kaustik für den Resonator T3 bei einer Pumpenergie von 50 mJ im Pulszug

Die Betrachtung der gemessenen Strahlprofile (Abb. 4.36) der Einzelpulse und der bei 795 nm berechneten (Abb. 4.37) zeigt, dass sich der Radius der zentralen Erhöhung im Verlauf des Pulszugs verringert und die Nebenmaxima an Intensität zunehmen. Die Abnahme des Radius der zentralen Erhöhung und das periodische Erscheinen der Nebenmaxima und deren Drift zum Zentrum sind ursächlich für die periodische Abnahme und Zunahme des Modenüberlapps und damit für die periodische Drift der Spektren und Pulsverläufe. Das aufgestellte Modell beschreibt die beobachtete Entwicklung der transversalen Struktur und die daraus folgenden Einflüsse auf das Emissionsspektrum und die Pulsverläufe sehr gut.

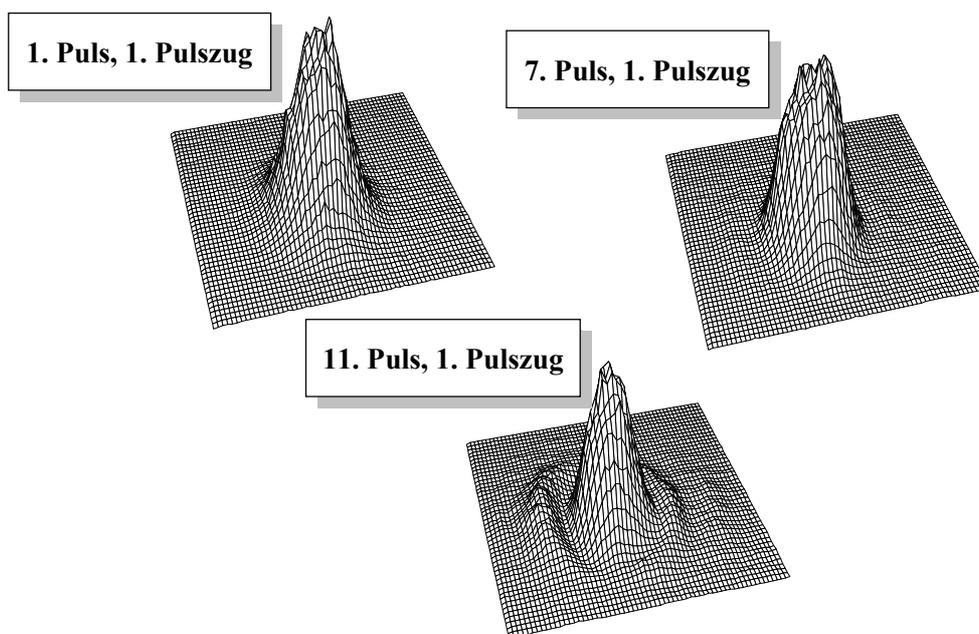


Abb. 4.36 gemessene Strahlprofile der Einzelpulse des 1. Pulszugs (*Resonator T3*) in 45 cm Abstand vom Auskoppelspiegel

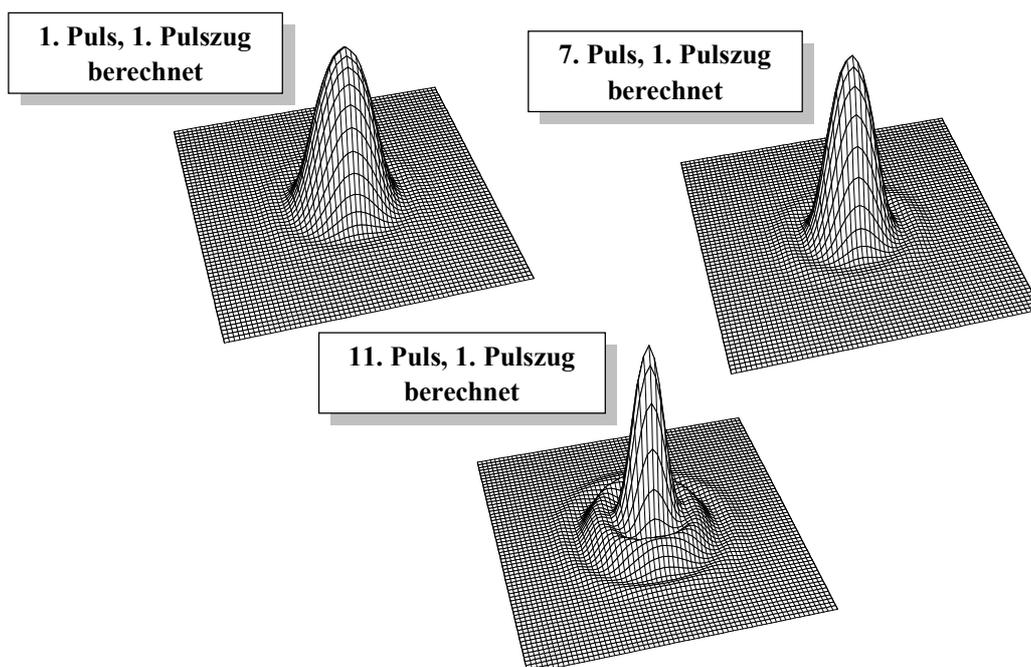


Abb. 4.37 berechnete Strahlprofile der Einzelpulse des 1. Pulszugs (*Resonator T3*) in 45 cm Abstand vom Auskoppelspiegel

---

#### 4.1.2.4 Diskussion

Die Anregung des Ti:Saphir-Lasers mit 2 zeitlich versetzten Pulszügen und hohen Einzelpulsenergien führte zum gewünschten Resultat, einer hohen Ausgangsleistung von 0,75 W bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 2$ . Dabei lag die erreichte Bandbreite des Gesamtspektrums von 34 nm nur wenig über der der Einzelpulse und weit unter der maximal erzielten von 63 nm. Der nahezu semikonfokale Resonator reagiert aufgrund seiner Lage in der Mitte des Stabilitätsbereichs unempfindlich auf Veränderungen der thermischen Linse.

Das in Kapitel 2 vorgestellte Modell beschreibt die beobachteten Phänomene und Abhängigkeiten sehr gut. Es gibt die Pulsaufbauzeit, die Pulsdauer und das Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Pumpenergie in guter Näherung wieder. Die periodische Drift und das Springen der Einzelspektren im Pulszug sowie Spektren mit 2 Maxima werden sehr gut beschrieben. Weiterhin wird die Entwicklung der transversalen Modenstruktur im Pulszug und die daraus resultierende Strahlqualität wiedergegeben. Die verbleibenden Abweichungen der Berechnungen von den Messungen resultieren wahrscheinlich aus der Vielzahl der getätigten Annahmen zur Modellierung und der benötigten Materialgrößen sowie aus den Schwankungen und Abweichungen bei den Experimenten.

### 4.1.3 Untersuchung der Verstärkungsschaltung von Alexandrit

Die Untersuchungen zur Verstärkungsschaltung von Alexandrit wurden bei verschiedenen Kristalltemperaturen durchgeführt. Zur Heizung und Temperaturstabilisierung wurde ein Kristallofen der Firma Optronic Inc. verwendet, der eine Temperaturkonstanz von  $\pm 0,1$  K ermöglichte. Abbildung 4.38 zeigt den experimentellen Aufbau des Alexandrit-Resonators. Der Kristall konnte mittels Mikrometertischen horizontal und vertikal verschoben und um die vertikale Achse gedreht sowie horizontal verkippt werden. Damit war eine sehr genaue Justage möglich. Der Auskoppelspiegel befand sich auf einem in z-Richtung verschiebbaren Mikrometertisch, was die Veränderung des Grundmoderadius im Kristall über die Veränderung der Resonatorlänge ermöglichte (**Resonator A1 und A2**).

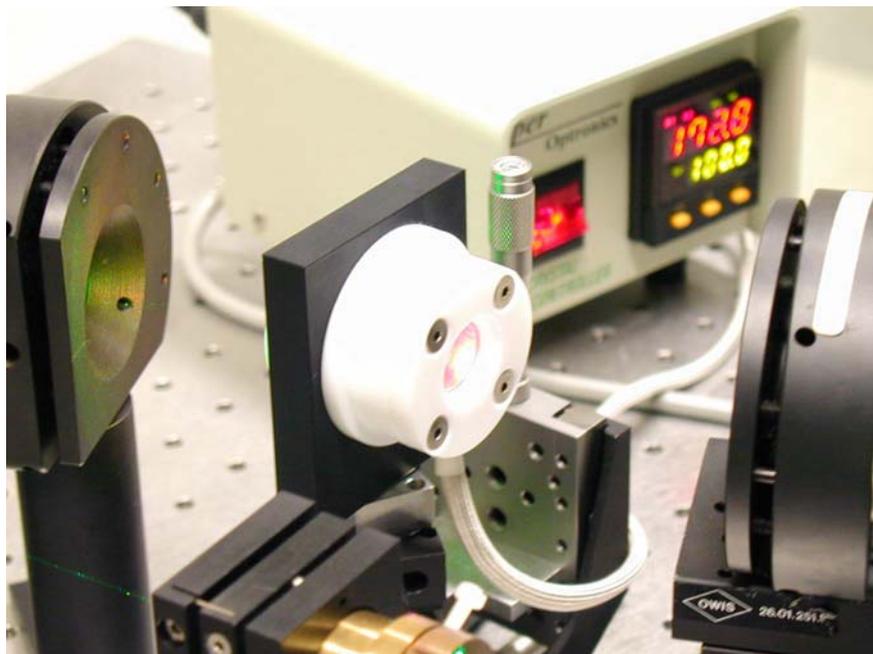


Abb. 4.38 Experimenteller Aufbau der Resonatoren A1 und A2 mit Ofen und Temperaturregelung

Die Anregung des Alexandrit erfolgte mit 13 Pulsen im Pulszug mit einem zeitlichen Abstand von ca.  $67 \mu\text{s}$ . Die Einzelpulsenergie betrug  $3,9 \text{ mJ}$ . Die Messungen wurden bei  $25^\circ\text{C}$ ,  $85^\circ\text{C}$ ,  $150^\circ\text{C}$  und  $200^\circ\text{C}$  durchgeführt. Das Optimum lag bei  $85^\circ\text{C}$ , da bei dieser Temperatur der effektive Emissionswirkungsquerschnitt schon erhöht, die Fluoreszenzlebensdauer noch nicht so stark abgesunken (ca.  $200 \mu\text{s}$ ) und die Absorption aus angeregten Zuständen (ESA) vergleichbar gering ist (vgl. Abbildungen 2.13 und 2.14). Bei Temperaturen über  $100^\circ\text{C}$  macht sich die Reabsorption aufgrund der verstärkten Besetzung höherer vibronischer Niveaus im unteren Band bemerkbar (vgl. Abb. 2.12). Der erhöhte effektive Emissionswirkungsquerschnitt wird dadurch überkompensiert. Weiterhin führt eine Temperaturerhöhung über  $150^\circ\text{C}$  zu einer verstärkten ESA, deren Minimum driftet zu größeren Wellenlängen [Le94].

Der bei  $85^\circ\text{C}$  betriebene Laser emittierte Pulszüge mit einer Energie von  $106 \mu\text{J} \pm 4 \mu\text{J}$ . Trotz des Auskoppelspiegels mit einem Reflexionsgrad von 99% und einer maximalen Pumpenergie von  $3,9 \text{ mJ}$  pro Puls lief der Laser nur knapp über der Laserschwelle. Bei einer Kristalltemperatur von  $200^\circ\text{C}$  war die Laserschwelle so erhöht, dass der Laser nicht anschwang.

#### 4.1.3.1 Messung der Zeitverläufe der Intensität

In Abbildung 4.39 sind der Pulszug des Pumplichts und die Alexandrit-Laserpulse für eine Kristalltemperatur von  $85^{\circ}\text{C}$  dargestellt. Der Alexandrit-Laser emittierte nur nach dem 3., 6., 9. und 12. Anregungspuls. Zur Aufnahme des Pulszugs des Pumplichts ist der Eingangswiderstand des R-C-Gliedes des Oszilloskops von  $50\ \Omega$  auf  $50\ \text{k}\Omega$  erhöht worden. Dadurch wurde erreicht, dass das gemessene Signal der Pulsenergie proportional ist. Deutlich sind die Schwankungen der Einzelpulsenergien im Pulszug zu erkennen.

Aufgrund der im Verhältnis zu Ti:Saphir sehr großen Fluoreszenzlebensdauer (ca.  $200\ \mu\text{s}$ ) ist eine Pulsemission auch nach mehreren Pumpimpulsen möglich. Der Vorteil liegt in der Verteilung der Pumpenergie auf mehrere Pulse. Damit kann die Zerstörung der Kristallendfläche vermieden werden. Der Nachteil liegt darin, dass der Laser nicht weit über der Laserschwelle betrieben werden kann und damit das Emissionsspektrum verhältnismäßig schmal ist. Die gemessenen Pulsaufbauzeiten sind für die Verstärkungsschaltung unerwartet hoch, ein Indiz für die geringe Verstärkung im Alexandrit und die hohen Verluste im Resonator. Die Pulsaufbauzeiten schwanken in Abhängigkeit von den Schwankungen der Einzelpulsenergie.

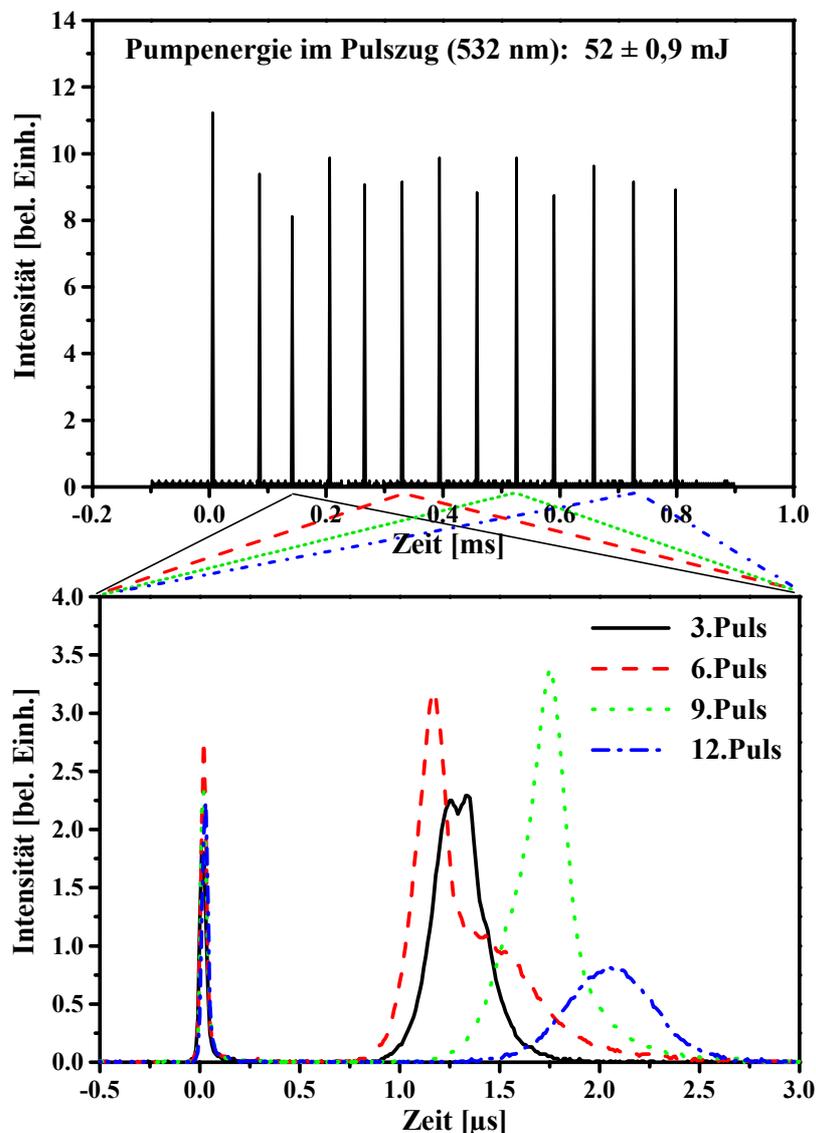


Abb. 4.39 zeitliche Abstände der Pumpimpulse im Pulszug und Alexandrit-Laserpulse nach dem 3. Puls (schwarz), dem 6. Puls (rot), dem 9. Puls (grün) und dem 12. Puls (blau) bei  $85^{\circ}\text{C}$  (**Resonator A1**)

Zur genaueren Untersuchung der Verstärkungsschaltung von Alexandrit wurde der Alexandrit-Kristall (**Resonator A2**) von einem Laser-Verstärker-System gepumpt. Dieses System wurde am Lehrstuhl Photonik zur Untersuchung phasenkonjugierender Spiegel auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung realisiert. Es bestand aus einem mit  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG passiv Güte geschalteten Ringresonator mit einer Länge von einem Meter und zwei einzeln zuschaltbaren Nachverstärkern. Der Ringresonator mit Nd:YAG als aktivem Medium enthielt einen Polarisator und zwei Fabry-Perot-Etalons. Dadurch emittierte der Ringlaser linear polarisiertes Licht in Pulsen von 20 ns bis 25 ns Dauer im longitudinalen Einzelmode und im transversalen Grundmode. Die Pulsenergie bei 1064 nm betrug nach der Verstärkung ca. 70 mJ, nach der Frequenzkonversion im KTP zu 532 nm maximal 23 mJ. Die Pumpenergie (532 nm) konnte über eine  $\lambda/2$ -Platte und einen Polarisator variiert werden. Die Schwankungen der thermischen Linse der Verstärker relativ schlechten Punktstabilität.

In Abbildung 4.40 sind der gemessene und der berechnete Intensitätsverlauf des Alexandrit-Pulses für eine Pumpenergie von 9,5 mJ und einen Pumpradius von 80  $\mu\text{m}$  dargestellt. Die Pulsaufbauzeit beträgt nur etwa die Hälfte wie bei der Pulszug-Anregung gemessenen. Die Ursache der variierenden Modulation auf den Pulsverläufen und den Abweichungen von den berechneten Pulsverläufen konnte nicht geklärt werden. Der Laser lief wegen der relativ schlechten Punktstabilität des Pumpsystems nicht stabil. Eine Erhöhung der Pumpenergie führte zur Zerstörung der Eintrittsfläche des Alexandrit-Kristalls, so dass keine größere Besetzungsdichte erzielt werden konnte.

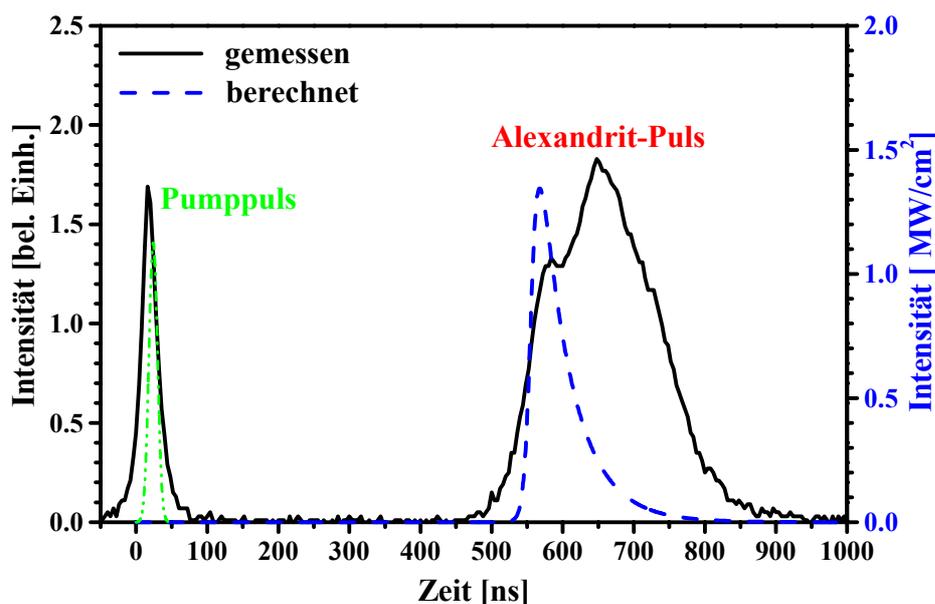


Abb. 4.40 gemessener (schwarz) und berechneter (blau) Intensitätsverlauf des emittierten Pulses (**Resonator A2**)

#### 4.1.3.2 Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Temperatur

Die Auswertung der Emissionsspektren bei verschiedenen Kristalltemperaturen ergab entgegen den Erwartungen (vgl. Abb. 3.14) ein Driften der Spektren zu größeren Wellenlängen (Abb. 4.40). Die Ursache dafür liegt vermutlich in der erhöhten Reabsorption durch die Besetzung höherer vibronischer Niveaus im unteren Band, die sich bei höherenergetischen Übergängen (kleine Wellenlängen) zuerst bemerkbar macht. Der Laser emittierte über einen Wellenlängenbereich von 10-20 nm.

Die Modulation auf den Spektren resultiert aus dem leichten Fehlschnitt des Alexandrit-Einkristalls. Sind die beiden Endflächen im Brewster-Winkel nicht exakt parallel zueinander und exakt zu den Kristallachsen geschnitten, wirkt der doppelbrechende Kristall wie ein Lyot-Filter. Ein doppelbrechender Kristall zwischen zwei parallelen Polarisatoren, dessen Kristallachsen unter einem Winkel zur Polarisation des Lichtes stehen, wirkt wie eine Verzögerungsplatte. Für bestimmte Wellenlängen wirkt die Verzögerungsplatte als  $\lambda/2$ -Platte, das heißt, die Phasenverschiebung zwischen dem Licht der ordentlichen und außerordentlichen Achse beträgt  $180^\circ$ , die lineare Polarisation wird um  $90^\circ$  gedreht. Bei diesen Wellenlängen weist das Gesamtsystem eine Transmission von Null auf. Für Wellenlängen  $\lambda$ , bei denen die Phasenverschiebung Vielfache von  $360^\circ$  ausmacht, ist das Gesamtsystem bis auf eine statische Transmission  $T_0$  transparent. Die spektrale Abhängigkeit der Transmission  $T(\lambda)$  ergibt sich gemäß [Ho97]:

$$T(\lambda) = T_0 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi \cdot \Delta n \cdot L}{\lambda}\right) \quad (\text{Gl. 4.1})$$

Hierbei ist  $L$  die Länge des doppelbrechenden Kristalls und  $\Delta n$  die Differenz der Brechungsindizes der ordentlichen und außerordentlichen Achse. Lyot-Filter werden in Lasern als frequenzselektive Elemente zur schmalbandigen Durchstimmung verwendet. Im vorliegenden Fall ist der Effekt störend, da diese Modulation in den Resonatorverlusten zu schmalen Spektren mit mehreren Maxima führt. Diese sind für die Weißlichtinterferometrie unerwünscht (vgl. Abb. 2.2 und 2.3). Abbildung 4.40 zeigt eine berechnete Modulation auf der Verstärkungsverteilung für Alexandrit bei  $25^\circ\text{C}$  (blau), verursacht durch den Lyot-Filter-Effekt.

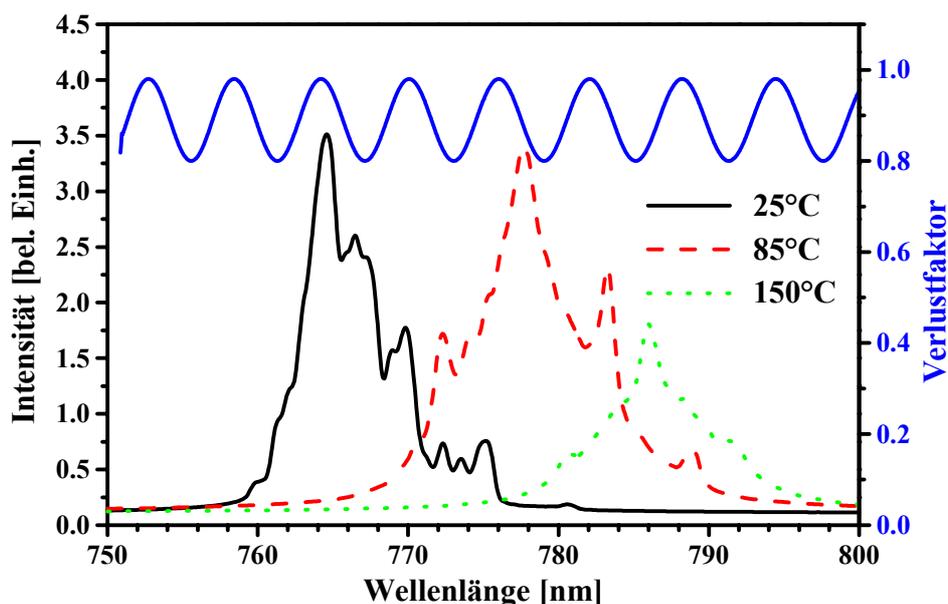


Abb. 4.41 bei unterschiedlichen Temperaturen gemessene Spektren für die Pulszug-Anregung (**Resonator A1**) und berechnete Modulation (Beispiel) auf der spektralen Verstärkungsverteilung (Lyot-Filter-Effekt)

Die Einzelpuls-Anregung mit einer Pulsenergie von 9,5 mJ führte zu einer Bandbreite des Emissionsspektrums von ca. 7 nm bei einer Wellenlänge am Intensitätsmaximum von 764 nm (Abb. 4.42). Die leichte Modulation auf dem Spektrum rührt wahrscheinlich von Beugungserscheinungen im Spektrometer her. Aufgrund der geringen Energie des Alexandrit-Pulses konnte keine Streuscheibe vor dem Eintrittspalt positioniert werden, die die räumliche Kohärenz zerstört hätte. Die rote Kurve resultiert aus der Regression der Gauß-Verteilung an das gemessene Spektrum. Das berechnete Spektrum ist schmäler als das gemessene. Ursächlich hierfür könnten in die Berechnung eingehende Materialgrößen sein, die oft nur für 20°C angegeben werden. In Abbildung 4.43 ist die zeitliche Entwicklung der Wellenlänge am Intensitätsmaximum (schwarz) und der Bandbreite (blau) des Emissionsspektrums des Lasers vom Beginn des Pumpimpulses bis zum Ende des Alexandrit-Pulses (rot) dargestellt. Die Drift der spektralen Lage des Maximums und der Wellenlänge bei  $I/I_{\max} = 0,5$  zu größeren Werten resultiert in erster Linie aus der spektral unterschiedlichen Auskopplung. Die Stufen und Knicke in den Kurven werden durch die Interpolation bei der Berechnung der spektralen Abhängigkeit des Modenüberlapps verursacht.

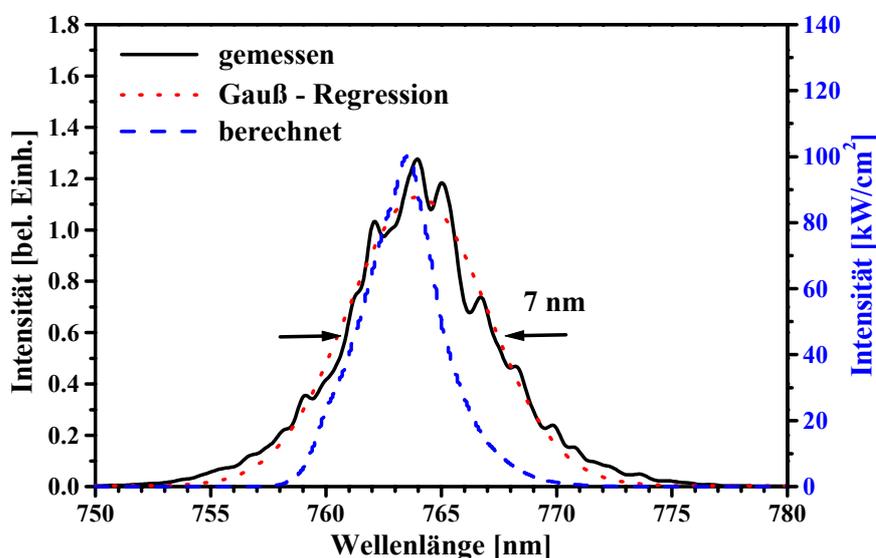


Abb. 4.42 gemessenes und berechnetes Spektrum für die Einzelpuls-Anregung bei einer Temperatur von 85°C und einer Pumpimpulsenergie von 9,5 mJ (Resonator A2)

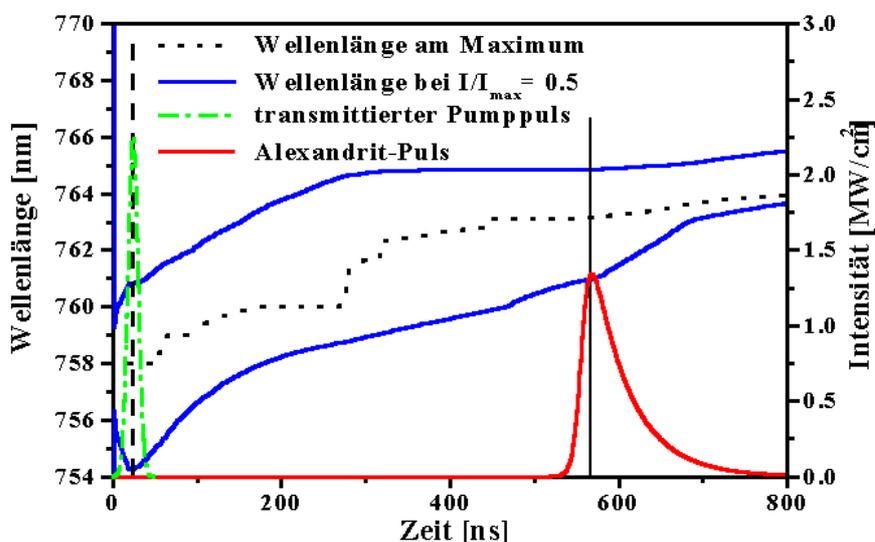


Abb. 4.43 berechnete zeitliche Entwicklung der Wellenlänge am Intensitätsmaximum, der Bandbreite und der Intensität bei einer Temperatur von 85°C und einer Pumpimpulsenergie von 9,5 mJ (Resonator A2)

Abbildung 4.44 zeigt die zeitliche Entwicklung der Kleinsignalverstärkung und der spektralen Verteilung der Intensität des emittierten Lichtes. Die Kleinsignalverstärkung baut sich während des Pumpvorgangs von 50 ns auf, bleibt aufgrund der hohen Fluoreszenzlebensdauer bis zur Pulsemission nahezu konstant und fällt dann innerhalb von wenigen 10 ns ab. Die Intensität im Puls wächst exponentiell an, die exponentiell abfallende Flanke resultiert aus der Photonenlebensdauer im Resonator.

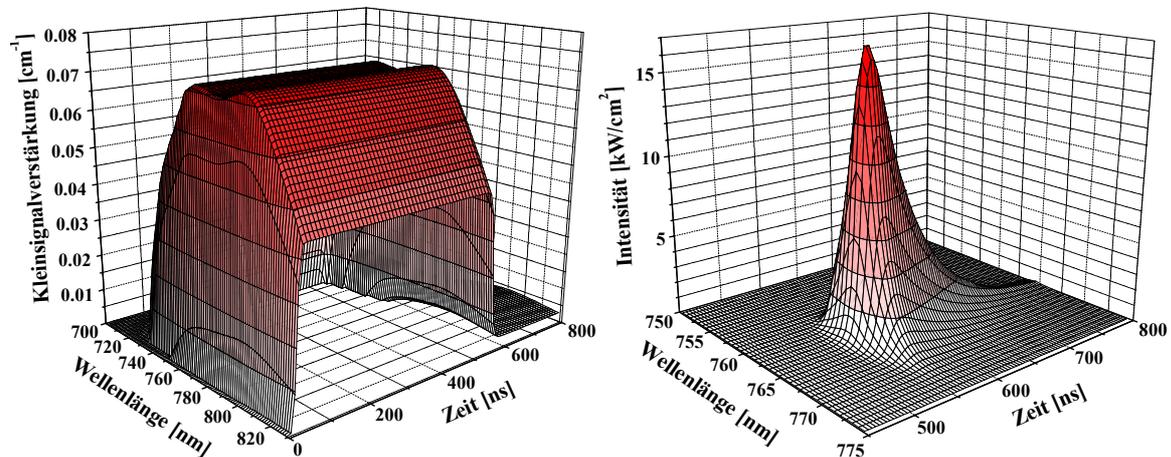


Abb. 4.44 berechnete zeitliche Entwicklung der spektralen Verteilung der Verstärkung im Alexandrit und der Intensität des emittierten Lichtes (**Resonator A2**)

#### 4.1.3.3 Diskussion

Die Verstärkungsschaltung von Alexandrit führt zu Pulsen mit mehreren 100 ns Dauer und Bandbreiten der Emissionsspektren von einigen nm. Die Anregung mit Pulszügen erlaubt die Verteilung der Anregungsenergie auf mehrere Pulse, womit die Zerstörung der gepumpten Endfläche vermieden werden kann. Durch die geringe Verstärkung und die damit verbundene lange Pulsaufbauzeit reagiert der Alexandrit-Laser aber sensibel auf resonatorinterne Verluste (z.B. Lyot-Filter-Effekt des Stabes). Die Erhöhung der Kristalltemperatur führt nicht wie angenommen zur deutlichen Erhöhung der Gesamtverstärkung und damit höheren Bandbreite des Emissionsspektrums. Grund hierfür ist vermutlich die mit steigender Temperatur anwachsende Absorption aus dem unteren Band, insbesondere in den schwach gepumpten Bereichen. Die optimale Betriebstemperatur liegt bei etwa 85°C. Mit Hilfe der Einzelpulsanregung sind nur begrenzt höhere Verstärkungen erreichbar, da die hohe Spitzenintensität des Pumpimpulses zur Zerstörung der gepumpten Kristallendfläche führt. Im Vergleich mit Ti:Saphir ist Verstärkungsschaltung von Alexandrit sehr ineffizient. Ausschlaggebend für eine hohe Effizienz der Verstärkungsschaltung ist der Emissionswirkungsquerschnitt. Eine hohe Fluoreszenzlebensdauer wirkt sich nur beim Laserbetrieb knapp über der Laserschwelle vorteilhaft aus, da dann innerhalb der Pulsaufbauzeit wenig Inversion durch spontane Emission verloren geht.

---

#### 4.1.4 Zusammenfassung

Es wurden verschiedene Resonatoren mit Ti:Saphir und Alexandrit als aktive Medien aufgebaut und untersucht. Die aktiven Medien wurden longitudinal mit Einzelpulsen sowie mit Pulszügen von 10 bis 40 Einzelpulsen und jeweils 15 ns bis 20 ns Dauer angeregt. Bei den Untersuchungen stand das Emissionsspektrum und dessen zeitliche Entwicklung im Verlauf des Pulszugs im Vordergrund. Die realisierten Ti:Saphir-Laser wiesen mittlere Ausgangsleistungen von 365 mW bei einer opto-optischen Effizienz von 31% und 525 mW bei einer opto-optischen Effizienz von 19% auf. Die maximal erzielte Bandbreite betrug 63 nm. Das Emissionsspektrum der Einzelpulse verbreiterte sich mit wachsender Energie im Pumpuls, die Pulsaufbauzeit verringerte sich. Das über den Pulszug integrierte Spektrum verbreiterte sich durch die Drift der Spektren der Einzelpulse, abhängig von der Pulsenergie, dem Pulsabstand und der Anzahl der Pulse im Pulszug. Die Bandbreite des Emissionsspektrums wuchs erwartungsgemäß mit höherer Resonatorgüte. Die Resonatorgeometrie hatte entscheidenden Einfluss auf die Entwicklung des Emissionsspektrums während des Pulszugs. Resonatoren, die in der Mitte des Stabilitätsbereichs betrieben wurden, zeigten eine größere Unempfindlichkeit gegenüber der aberrierten thermischen Linse. Diese Aberrationen führten zu einer starken räumlichen Trennung der transversalen Moden zu verschiedenen longitudinalen Moden. Die Folge ist ein über das Strahlprofil variierendes Emissionsspektrum. Das in Kapitel 2 vorgestellte Modell beschreibt die beobachteten Phänomene sehr gut.

Die transiente thermische Linse im Verlauf des Pulszugs verursacht aufgrund ihres nicht parabelförmigen Brechungsindexprofils Aberrationen im transversalen Modenprofil. Die Form des Modenprofils ist von der Wellenlänge und der Verstärkung abhängig. Die für diesen Mode wirksame Verstärkung ergibt sich aus dem Überlapp von transversalem Mode im verstärkenden Medium und der Besetzungsdichteverteilung im verstärkenden Medium. Dadurch wird das wirksame spektrale Verstärkungsprofil verändert, was Auswirkungen auf das Emissionsspektrum hat.

Als Ergebnis der Untersuchungen wurde ein optimierter Ti:Saphir-Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von 0,75 Watt, einer Strahlqualität von  $M^2 = 2$  und einer Bandbreite von 34 nm realisiert und untersucht. Mit der Drift der Spektren im Pulszug variieren auch die Pulsaufbauzeiten und die Pulsdauern. Das in Kapitel 2 vorgestellte Modell beschreibt dieses Verhalten sehr gut.

Weiterhin wurde ein verstärkungsgeschalteter Alexandrit-Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von 2,6 mW realisiert und bei verschiedenen Kristalltemperaturen untersucht. Die Bandbreite des Emissionsspektrums betrug maximal 7 nm. Als optimale Betriebstemperatur des Alexandrits ergab sich ein Wert von 85°C.

## 4.2 Ergebnisse der quasi-kontinuierlichen Anregung von Ti:Saphir

Die quasi-kontinuierliche Anregung von Ti:Saphir wurde untersucht, um eine spektral kontinuierliche, schnell durchstimmbare Lichtquelle realisieren zu können (vgl. [Pa92]). Dabei sollte der Effekt des Driftens der spektralen Lage des Maximums des Emissionsspektrums aufgrund der transienten thermischen Linse und des daraus resultierenden, sich zeitlich verändernden Modenüberlapps ausgenutzt werden.

Als Pumplaser wurde ein blitzlampengepumpter und resonatorintern frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser verwendet. Ein Schema des Aufbaus ist in Abbildung 4.45 dargestellt. Der gefaltete Pumplaser besaß eine Länge von 130 cm, der Auskoppelspiegel (OC) war 100 cm vom hochreflektierenden Planspiegel HRM1 entfernt. Der Pumpresonator war für die Grundwellenlänge von 1064 nm hochreflektierend, was zu einer starken Überhöhung der Intensität im Resonator und zu einer starken Reduktion der störenden Relaxationsschwingungen (Spiking) führte. Der Resonatorspiegel HRM2 wies einen Krümmungsradius von 100 mm auf und war für Grundwelle (1064 nm) und Oberwelle (532 nm) hochreflektierend beschichtet. Der Auskoppelspiegel (OC) war für das frequenzverdoppelte Licht unter einem Einfallswinkel nahe  $0^\circ$  hochtransmittierend. Die starke Krümmung des HRM2 diente der Erzeugung eines Fokus im Resonator im Bereich des Frequenzverdopplers (KTP), um die Leistungsdichte im KTP und damit die Konversionseffizienz zu erhöhen. Der KTP war so justiert, dass die außerordentliche Achse horizontal ausgerichtet war. Die im auskoppelseitigen Teil des Resonators erzeugte starke Divergenz wurde mit der Linse L1 ( $f = 300$  mm) kompensiert, da die thermische Linse des Nd:YAG sehr gering war. Mit der Modenblende A1 wurde der transversale Grundmode selektiert. Die  $\lambda/4$ -Platte diente der Unterdrückung der Intensitätsfluktuationen, die durch die nichtlineare Kopplung der longitudinalen Moden im doppelbrechenden KTP entstehen. Die Blitzlampenpulsdauer betrug 1,5 ms, die Repetitionsfrequenz 10 Hz bei einer mittleren elektrischen Pumpleistung von 0,65 kW.

Der Ti:Saphir-Resonator wurde von einem sehr breitbandigen HR-Spiegel (HR-qcw, vgl. Abb. 3.1) mit einem Krümmungsradius von 100 mm und einem Auskoppler mit gleichem Krümmungsradius und einem Reflexionsgrad von 90% gebildet. Die Resonatorlänge betrug 18,5 cm, der Auskoppler konnte mittels eines Mikrometertisches in z-Richtung verschoben werden. Dies ermöglichte die Veränderung des Modenradius im Kristall über die Variation der Resonatorlänge.

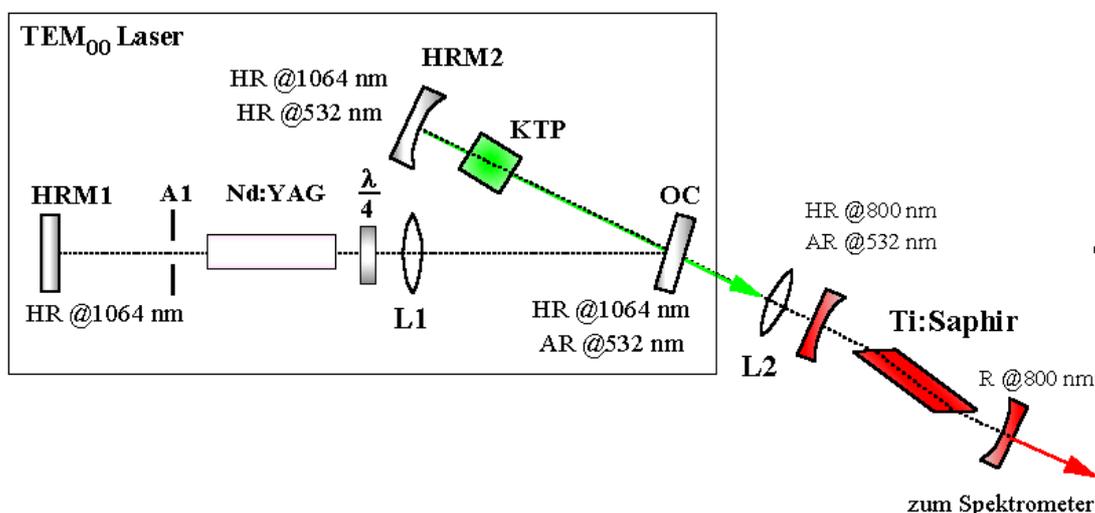


Abb. 4.45 Schema des experimentellen Aufbaus zur qcw-Anregung von Ti:Saphir

### 4.2.1 Messung der Zeitverläufe der Intensität

Unter diesen Pumpbedingungen konnte eine Ausgangsenergie von  $1,24 \text{ mJ} \pm 0,05 \text{ mJ}$  bei einer Pumpenergie von  $40 \text{ mJ}$  erzielt werden. In Abbildung 4.46 sind die zeitlichen Verläufe des Pumppulses (grün) und des Ti:Saphir-Laserpulses (rot) dargestellt. Die schwarz gestrichelte Linie resultiert aus der Regression der Gleichung 2.24 an den Pumpuls. Deutlich ist zu erkennen, dass der Ti:Saphir-Laser nicht im Bereich der maximalen Pumprate (vgl. Abb. 2.25) emittiert, sondern später. Dies kann nicht durch Laufzeiteffekte bei der Messung oder durch lange Pulsaufbauzeiten verursacht werden, da sich Laufzeiteffekte nur im Nanosekundenbereich bemerkbar machen und die Fluoreszenzlebensdauer des Ti:Saphir von  $3,2 \mu\text{s}$  Pulsaufbauzeiten in dieser Größenordnung nicht zulässt. Dieser Effekt wird durch die transiente thermische Linse im Ti:Saphir verursacht. Aufgrund des im Verhältnis zum Modenradius ohne thermische Linse ( $90 \mu\text{m}$ ) kleineren Pumpradius ( $60 \mu\text{m}$ ) und der daraus folgenden geringen Verstärkung wird die Laserschwelle nicht erreicht. Durch die im Pumpulsverlauf wachsende thermische Linse verändert sich die transversale Modenstruktur und damit die effektive Inversionsdichte zeitlich (siehe Abb. 2.44). Im Bereich der maximalen effektiven Inversionsdichte wird die Laserschwelle erreicht. Der Vergleich des gemessenen und des berechneten Intensitätsverlaufs macht deutlich, dass das aufgestellte Modell die beobachteten Effekte nicht vollständig beschreibt. Vermutlich sind zusätzliche geometrische Effekte für die Abweichungen verantwortlich, die in die Modellierung nicht einbezogen werden konnten.

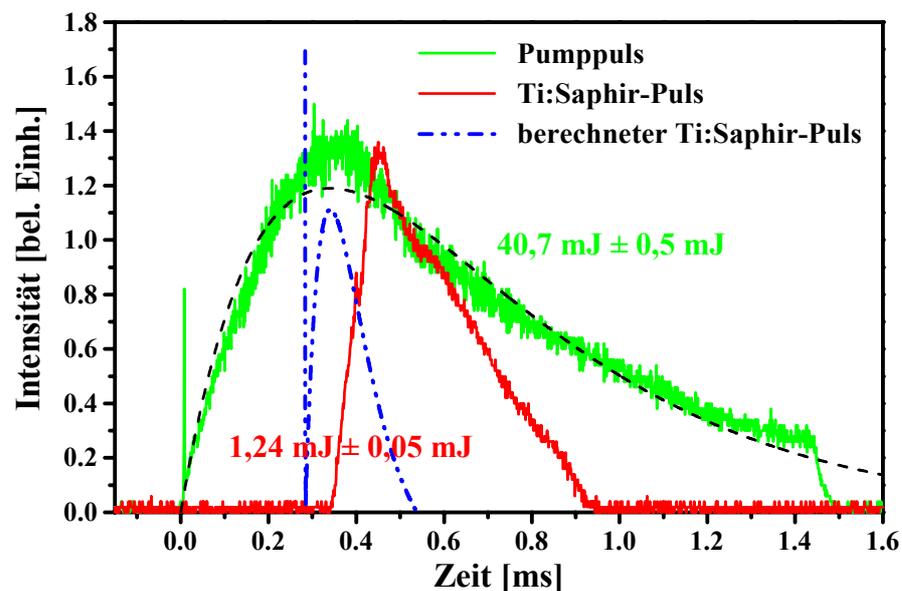


Abb. 4.46 zeitliche Entwicklung der Intensität des Pumppulses und des Ti:Saphir-Laserpulses

## 4.2.2 Emissionsspektrum

Das über den Puls integrierte Spektrum ist in Abbildung 4.47 dargestellt. Es weist wie die Spektren des verstärkungsgeschalteten Alexandrit-Lasers Modulationen auf. Diese resultieren ebenfalls aus dem leichten Fehlschnitt der Brewster-Endflächen zu den Kristallachsen des Ti:Saphir. Der Laser emittierte über einen Wellenlängenbereich von 57 nm mit beidseitig sehr weitläufigen Flanken.

Die zeitaufgelöste Messung des Spektrums ergab, dass das breite Gesamtspektrum aus dem kontinuierlichen Driften eines schmalen Spektrums über einen Bereich von 60 nm resultiert (Abb. 4.48). Dieses zeigte wieder Modulationen mit einem spektralen Abstand der Maxima von ca. 4 nm sowie weitläufige Flanken. Die Torzeit des Bildverstärkers betrug bei der Aufnahme der Spektren 5  $\mu$ s. In den ersten 50  $\mu$ s der Emission driftet das Spektrum über einen Bereich von ca. 40 nm.

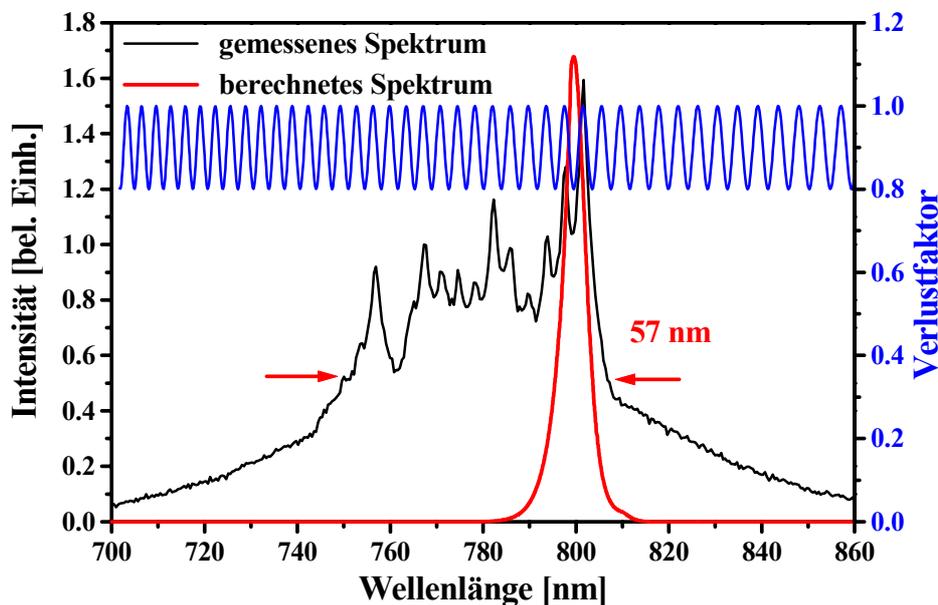


Abb. 4.47 Gesamtspektrum des qcw-Lasers und nach Gl. 4.1 berechnete Modulation (Beispiel) auf der spektralen Verstärkungsverteilung (Lyot-Filter)

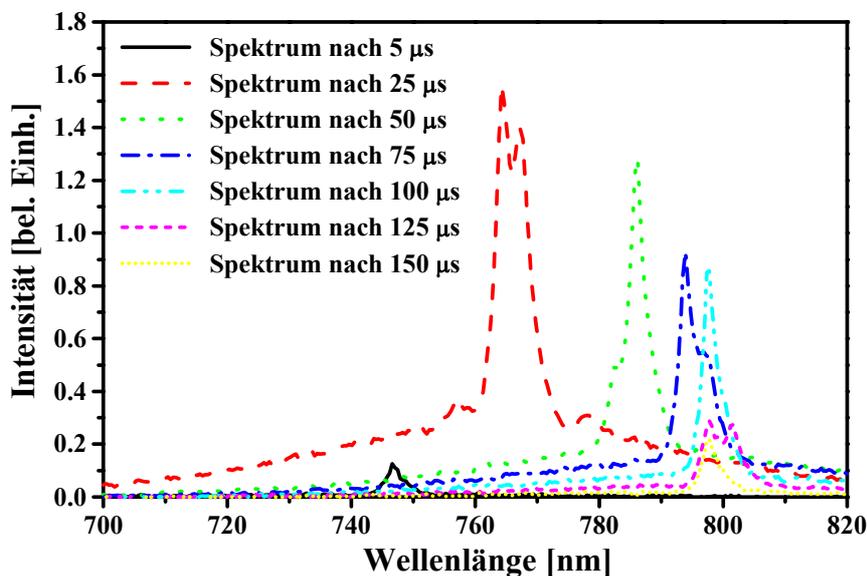


Abb. 4.48 Spektren des qcw-Lasers zu verschiedenen Zeitpunkten im Ti:Saphir-Puls

Eine Erklärung für das Driften des schmalen Spektrums liefert wieder die spektrale Abhängigkeit des Überlapps (Modenüberlapp) von transversalem Mode und dem räumlichen Verstärkungsprofil im Ti:Saphir (vgl. Kap. 2.4.1). In Abbildung 4.49 ist die berechnete zeitliche Entwicklung der effektiven Inversionsdichten  $N_{\text{eff}}(\lambda, t)$  für 740 nm, 795 nm und für 805 nm dargestellt (vgl. Abb. 2.44). Die effektive Inversionsdichte zum Zeitpunkt  $t = 340 \mu\text{s}$  weist für 740 nm Werte auf, die nahezu doppelt so groß sind wie die für 795 nm und größer als die bei 805 nm. Der Emissionswirkungsquerschnitt bei 740 nm beträgt 78% dessen bei 795 nm (vgl. Abb. 2.9), die Resonatorverluste bei 740 nm betragen 88% derer bei 795 nm (vgl. Abb. 3.1). Daraus folgt, dass der Laser bei kleinen Wellenlängen zuerst die Laserschwelle erreicht. Das anschließende schnelle Driften des Spektrums innerhalb von  $50 \mu\text{s}$  resultiert vermutlich daraus, dass die Maxima der effektiven Inversionsdichte mit größerer Wellenlänge zeitlich versetzt auftreten. Die Berechnung der effektiven Inversionsdichte wurde 40 mal mit einem zeitlichen Abstand von  $37,5 \mu\text{s}$  durchgeführt, die zeitliche Verschiebung der Maxima um wenige  $10 \mu\text{s}$  kann somit nicht aufgelöst werden.

Ein weiterer Effekt könnte für die Drift verantwortlich sein bzw. unterstützend wirken. Der gepumpte Laserkristall unter Brewster-Winkel wirkt im Resonator wie eine verkippte Linse (Abb. 4.50). Mit wachsender Brechkraft wird der Laser für den kurzwelligeren Anteil der Laserstrahlung zunehmend dejustiert. Das breite Verstärkungsspektrum ermöglicht aber ein Ausweichen auf größere Wellenlängen, bei denen die Brechkraft aufgrund der Dispersion im Kristall geringer ist. Ein Indiz dafür ist die Form des transversalen Strahlprofils. Dieser Effekt konnte nicht in die Modellierung einbezogen werden.

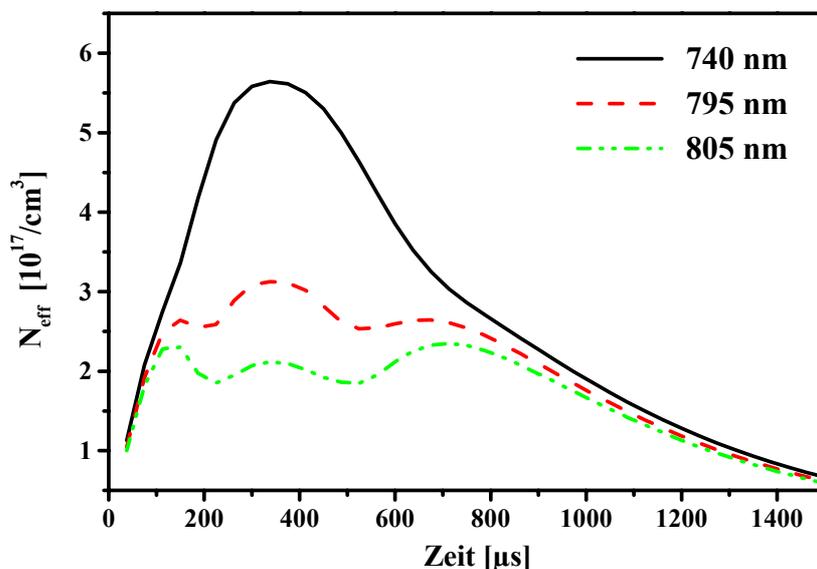


Abb. 4.49 zeitliche Entwicklung der effektiven Besetzungsdichten

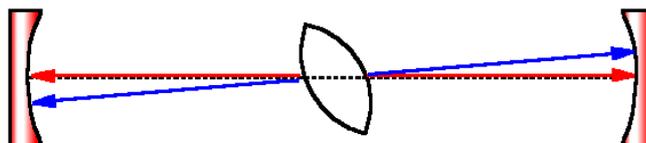
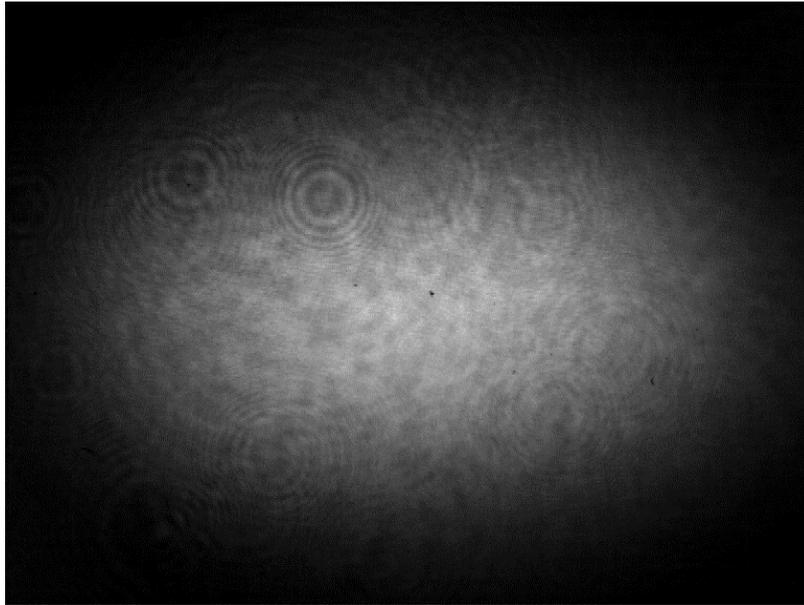


Abb. 4.50 Schema zur verkippten Linse im Resonator (rot: langwelliger Anteil, blau: kurzwelliger Anteil)

### 4.2.3 Transversales Modenprofil

Das über den Puls integrierte Strahlprofil (Abb. 4.51) zeigt eine starke Asymmetrie. Diese resultiert nicht aus dem Astigmatismus des unter dem Brewster-Winkel positionierten Kristalls (planparallele Platte mit schrägem Lichteinfall). Dieser würde eine Streckung des Strahlradius in  $y$  (vertikal) bewirken. Die Streckung in  $x$  ( $x \parallel \mathbf{E}$ ) wird wahrscheinlich durch die sich zeitlich verändernde, verkippte thermische Linse verursacht.



*Abb. 4.51 Strahlprofil in einer Entfernung von 50 cm zum Auskoppelspiegel*

---

#### 4.2.4 Zusammenfassung und Diskussion

Es wurde ein Ti:Saphir-Laser mit quasi-kontinuierlicher Anregung realisiert und bezüglich der zeitlichen Entwicklung des Emissionsspektrums und der Intensität untersucht. Ziel der Untersuchungen war die Prüfung der Möglichkeit, die zeitliche Veränderung des Modenüberlapps zur schmalbandigen, kontinuierlichen und schnellen Durchstimmung auszunutzen. Die dabei erzielte Pulsenergie betrug 1,24 mJ bei einer opto-optischen Effizienz von 3%. Der Laser emittierte über einen Spektralbereich von 57 nm. Das Spektrum wies Modulationen auf, die aus dem leichten Fehlschnitt des Alexandrit-Kristalls resultierten. Das breite Spektrum wurde durch die schnelle Drift (innerhalb einer ms) schmaler Spektren verursacht. Der Mechanismus dieser kontinuierlichen, schnellen Drift über einen so großen Spektralbereich ist nicht vollständig geklärt. Die Einbeziehung des Moden-überlapps in die Ratengleichungen allein genügt nicht zur vollständigen Beschreibung der Drift.

Unter geeigneten Pumpbedingungen kann dieser Effekt zum Aufbau einer sehr einfachen, kontinuierlich und schnell durchstimmbaren Laserlichtquelle benutzt werden. Durch die Verwendung eines kurzen und exakter geschnittenen Laserkristalls unter Brewster-Winkel kann der Lyot-Filter-Effekt vermieden oder zumindest vermindert werden.

### 4.3 Ergebnisse des blitzlampengepumpten Alexandrit-Lasers

Ziel der Untersuchungen am blitzlampengepumpten Alexandrit-Laser war die Erhöhung der Ausgangsenergie im Puls bei gleichzeitiger Pulsverkürzung. Bestimmend waren dabei die Anforderungen des in Kapitel 2.1 beschriebenen Kohärenzradars an die Lichtquelle. Die Formvermessung von schwach streuenden und stark gekrümmten Objekten mit einem Messfeld von mehreren 100 cm<sup>2</sup> bedarf einer Lichtquelle mit hoher mittlerer Ausgangsleistung (vgl. Messungen am Kohärenzradar im Anhang). Die Bandbreite des Emissionsspektrums ist dabei zweitrangig, da die longitudinale Auflösung für große, stark gekrümmte Objekte im wesentlichen durch die Anzahl der Pixel des CCD-Arrays bestimmt wird (vgl. Kap. 2.1).

Mit Alexandrit-Lasern wurden im freilaufenden Betrieb Emissionen über einen Spektralbereich von 20 nm beobachtet [Le94, Sa88+]. Das dafür verwendete sehr aufwendige Pumpsystem [Le94] bestand aus zwei Xenon-Blitzlampen in einem Keramikreflektor und einem Netzteil mit einer Ladespannung von maximal 2,5 kV. Über eine totale Entladung konnte jeder Blitzlampe eine elektrische Energie von 625 J zur Verfügung gestellt werden.

Die Ladespannung des hier verwendeten Netzteils der Firma Baasel betrug maximal 520 V. Das entspricht einer elektrischen Pulsenergie von 80 J bei einer Pulsdauer von 300  $\mu$ s. Zur Untersuchung des Emissionsspektrums des Alexandrit-Lasers bei verschiedenen Kristalltemperaturen wurde eine spezielle Kavität entwickelt, die es ermöglichte, die Blitzlampe und den Laserkristall unterschiedlich zu temperieren (Abb. 4.52). Die Blitzlampe wurde über den internen Kühlkreislauf (unten im Bild) des Netzgerätes gekühlt. Der Heizkreislauf für den Alexandrit-Kristall bestand aus einem temperaturbeständigen und gegen destilliertes Wasser unempfindlichen Vorratsgefäß, den isolierten Zuleitungen (oben im Bild) und einer Pumpe für destilliertes Wasser. Die verwendete Pumpe wies denselben maximalen Staudruck von 3,8 bar und dieselbe maximale Kurzschlussförderleistung von 25 l/min wie die Pumpe im Netzteil auf.

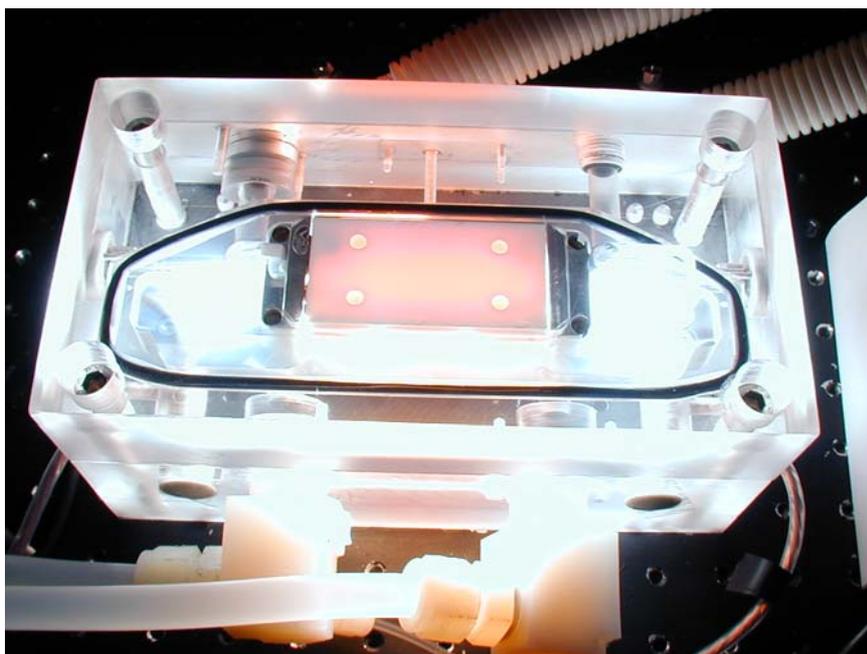


Abb. 4.52 Laser-Kavität zur Anregung von Alexandrit bei verschiedenen Stabtemperaturen (Eigenkonstruktion)

Dadurch wurde die problematische Abdichtung der beiden Wasserkreisläufe gegeneinander vereinfacht. Im Vorratsgefäß wurde das Wasser mittels zweier Tauchsieder auf die erforderliche Temperatur erwärmt. In Abbildung 4.53 ist ein Schema der Kavität dargestellt. Der Alexandrit-Stab und die Blitzlampe befanden sich in einem nicht-abbildenden Keramik-Reflektor, der von der Firma Baasel GmbH zur Verfügung gestellt wurde. Durch die Glasröhren (Duran) um Stab und Lampe wurden beide Wasserkreisläufe weitestgehend voneinander isoliert. Die Strömung war gleichgerichtet, was zu einer geringen Druckdifferenz an den dichtenden Flächen führte. Der Reflektorraum war aufgrund geringer Undichtheiten mit Wasser gefüllt, wurde aber nicht extra gekühlt, da die mittleren Pumpleistungen nicht sehr groß waren (2 kW elektrisch) und die Absorption dieser Keramik besonders gering ist. Als Dichtmaterial (O-Ringe, Flächendichtungen) hat sich Silikon wegen seiner thermischen und chemischen Stabilität und der geringen Absorption bewährt.

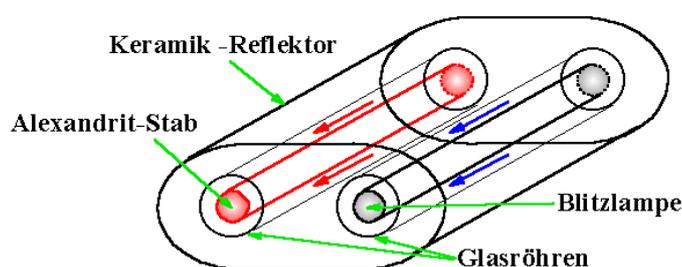


Abb. 4.53 Schema der Kavität zur Anregung von Alexandrit bei verschiedenen Stabtemperaturen

Alexandrit ist zweiachsig doppelbrechend. Deshalb ergeben sich für die drei Kristallachsen unterschiedliche spektrale Verläufe des Absorptionswirkungsquerschnitts (Abb. 4.54). Der verwendete Kristall wurde in c-Richtung gezogen. Die Kristallachse b ( $E||b$  in Emission) kann parallel zur Achse Stab-Blitzlampe oder senkrecht dazu orientiert sein. Für beide Ausrichtungen ergeben sich unterschiedliche Ausleuchtungen des Alexandrit-Stabes. In Abbildung 4.55 sind die gemessenen räumlichen Fluoreszenzverteilungen dargestellt. Deutlich ist in beiden Fällen die Überhöhung der Fluoreszenz auf der der Einstrahlung zugewandten Seite des Stabes zu erkennen.

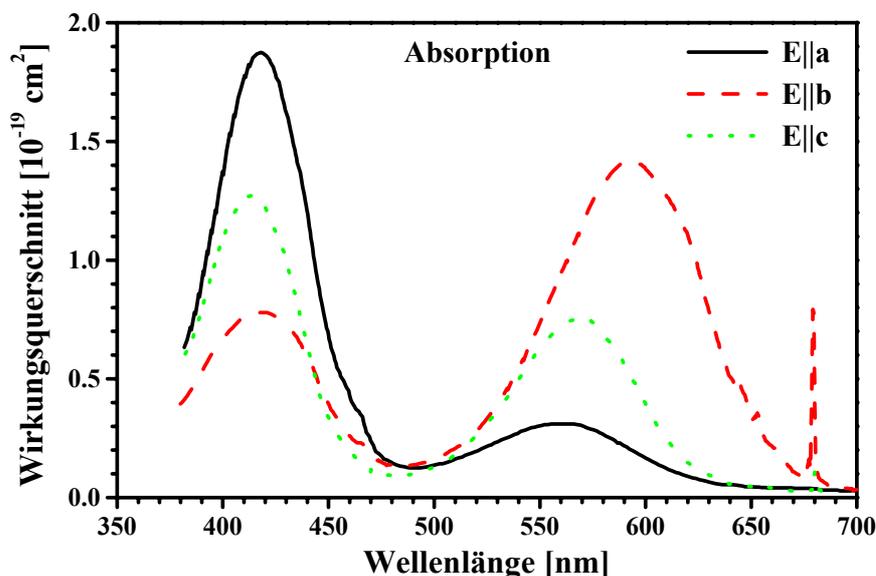


Abb. 4.54 spektraler Verlauf der Absorptionswirkungsquerschnitte für Alexandrit bei 28°C [Wa80\*]

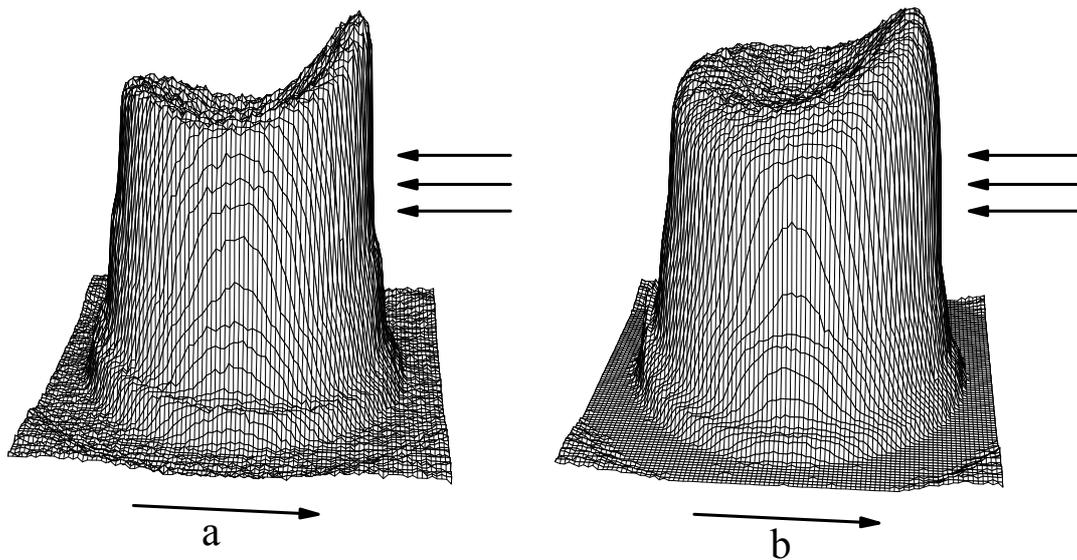


Abb. 4.55 Anregungsprofil des Alexandrit-Stabes für unterschiedliche Orientierungen der Kristallachsen *a* und *b* bezüglich der Einstrahlung des Pumplichts (Pfeile)

Das Anregungsprofil für die Ausrichtung der Kristallachse *b* parallel zur Einstrahlungsrichtung ist etwas homogener als bei senkrechter Ausrichtung. Die weiteren Untersuchungen wurden deshalb mit dieser Kristallorientierung durchgeführt. Um ein homogeneres Anregungsprofil zu erzielen, müsste eine geringere Dotierung gewählt werden.

Die Messungen der Resonatorverluste, der Effizienz und des Emissionsspektrums in Abhängigkeit von der Stabtemperatur wurden an dem in Abb. 4.56 schematisch dargestellten Aufbau durchgeführt. Der symmetrische Resonator mit einer Länge von 60 cm wurde von zwei Planspiegeln begrenzt. Die Reflexionsgrade der verwendeten Auskoppelspiegel betragen 70%, 75%, 80% und 85% (vgl. Abb. 3.2). Die Repetitionsfrequenz betrug 25 Hz. Die Effizienzmessungen wurden für Temperaturen von 28°C, 40°C, 60°C und 80°C durchgeführt, die Verlustmessungen konnten aufgrund der hohen Laserschwelle nicht bei 28°C durchgeführt werden. Der Alexandrit-Laser ohne Modenblende im Resonator emittierte im zeitlich fluktuierenden transversalen Multimode.

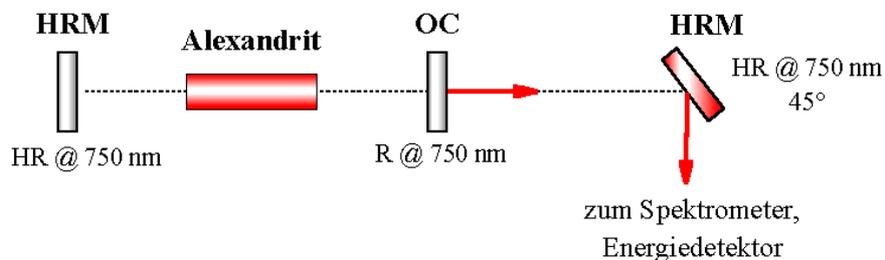


Abb. 4.56 Schema des experimentellen Aufbaus zur Messung der Resonatorverluste und der Effizienz bei verschiedenen Temperaturen (Resonatorlänge: 60 cm)

### 4.3.1 Bestimmung des Verlustfaktors

Die Messung der resonatorinternen Verluste erfolgte über die Bestimmung der Pumpenergien an der Laserschwelle für verschiedene Reflexionsgrade des Auskoppelspiegels und verschiedene Temperaturen. *Findlay et al.* zeigten in [Fi66], dass für ideale Vier-Niveau-Systeme an der Laserschwelle gilt:

$$\left| \ln(\sqrt{R_{OC} \cdot R_{HRM}} \cdot V) \right| = g_0 L \quad \text{Gl. (4.2)}$$

Hierbei sind  $R_{OC}$  und  $R_{HRM}$  die Reflexionsgrade der Laserspiegel,  $V$  ist der Verlustfaktor und  $g_0 L$  die Kleinsignalverstärkung für einen Kristall der Länge  $L$ . An der Laserschwelle sind die Verluste durch die Verstärkung kompensiert. Die Auftragung der Pumpenergie an der Laserschwelle über  $-\ln((R_{OC} R_{HRM})^{0,5})$  ergibt eine Gerade, deren Schnittpunkt mit der Abszisse den natürlichen Logarithmus des Verlustfaktors  $V$  darstellt. Je größer der Verlustfaktor ist, desto geringer sind die resonatorinternen Verluste.

Alexandrit ist aufgrund der vibronischen Struktur kein ideales Vier-Niveau-System. Im freilaufenden Betrieb (ohne weitere Elemente im Resonator) emittiert der Alexandrit-Laser bei 750 nm, also weit im vibronischen Bereich (vgl. Abb. 2.14). Das elektronische System ist dort in guter Näherung ein Vier-Niveau-System. Abbildung 4.57 zeigt die bei verschiedenen Stabtemperaturen gemessenen Pumpenergien an der Laserschwelle als Funktion des Gesamtreflexionsgrades  $R$  beider Spiegel. Über einen Geradenausgleich wurden die Schnittpunkte mit der Abszisse und daraus die Verlustfaktoren bestimmt. Die Ursache des geringen Verlustfaktors (hohe interne Verluste) von 0,69 (40°C) ist nicht vollständig geklärt. Vermutlich sind der hohe Wirkungsquerschnitt der Absorption aus dem angeregten Zustand (ESA), die Reabsorption aus einem thermisch besetzten vibronischen Niveau des unteren Bandes und/oder das nicht sehr homogene Anregungsprofil dafür verantwortlich. Bei einer Repetitionsfrequenz von 1 Hz wurde eine sehr viel höhere Laserschwelle gemessen als bei 25 Hz. Ursache hierfür sind die bei geringer thermischer Linse höheren Beugungsverluste, insbesondere bei einer am Stabrand überhöhten Anregung. Die scheinbare Abnahme der internen Verluste bei 60°C und 80°C resultiert aus der Erhöhung des effektiven Emissionswirkungsquerschnitts (vgl. Abb. 2.14) bei höheren Temperaturen.

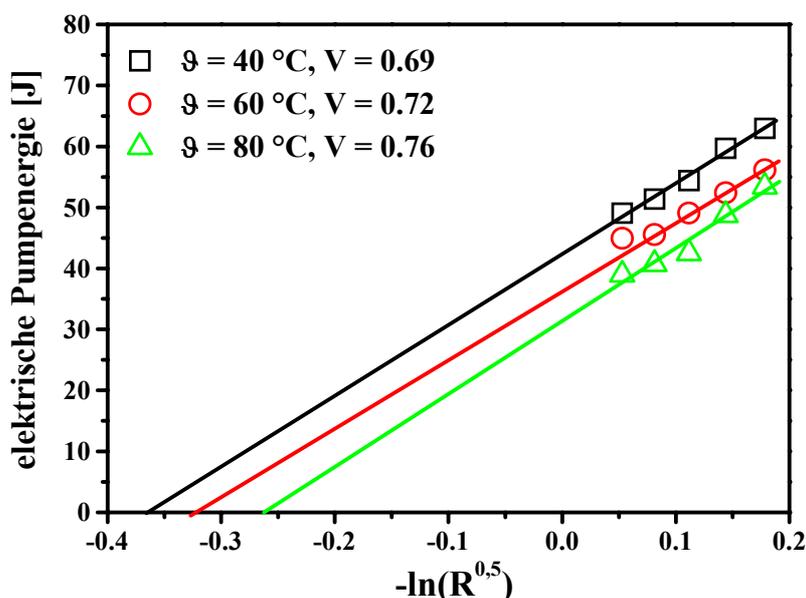


Abb. 4.57 gemessene Pumpenergien an der Laserschwelle als Funktion des Gesamtreflexionsgrades  $R$  beider Spiegel

### 4.3.2 Effizienz in Abhängigkeit von der Temperatur

Die Effizienzmessungen wurden bei 40°C, 60°C und 80°C für die Reflexionsgrade 70%, 75%, 80% und 85% durchgeführt (vgl. Abb. 3.2). Bei einer Temperatur des Alexandrit-Stabes von 28°C wurde nur mit dem 85%-Spiegel gemessen. Abbildung 4.58 zeigt den zeitlichen Verlauf der Intensität des Laserlichts im freilaufenden Betrieb. Deutlich sind die starken Relaxationsschwingungen (Spiking) zu erkennen, die sich über den gesamten Puls hinziehen. In den Abbildungen 4.59 bis 4.62 sind die Ausgangsenergien über der elektrischen Pumpenergie aufgetragen. Die Fehlerbalken geben die aus 500 Energiewerten bestimmten Standardabweichungen wieder. Bei 28°C betrug die differentielle Effizienz 0,5% bei einer elektro-optischen Effizienz von 0,3%. Der Vergleich der Effizienzen bei verschiedenen Temperaturen und für verschiedene Auskoppelgrade zeigt, dass die e-o-Effizienz mit steigender Temperatur wächst, von maximal 0,3% bei 28°C auf 0,7% bei 80°C (vgl. [Gu82]). Gleichermäßen steigt die differentielle Effizienz von maximal 0,5% auf 1,3%. Der optimale Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels betrug bei allen Temperaturen 85%. Die maximal extrahierte Pulsenergie betrug 550 mJ (80°C, R = 85%, 79 J). Das entspricht einer mittleren Ausgangsleistung von über 13 Watt.

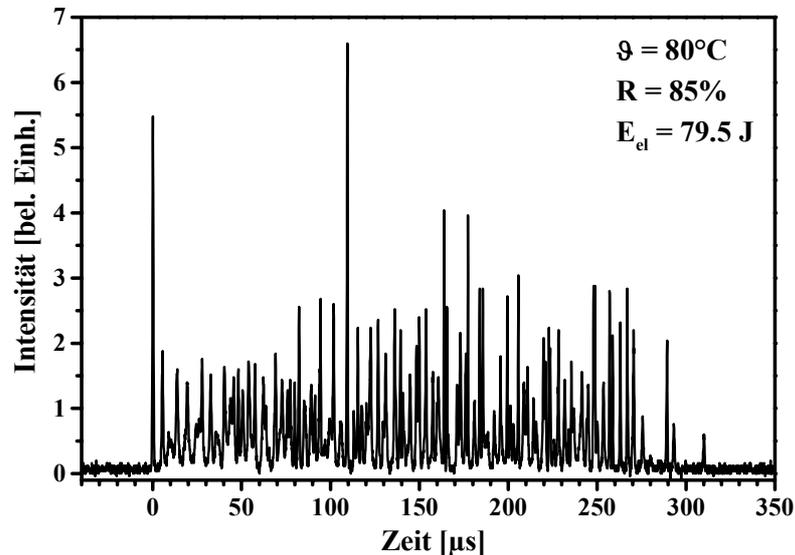


Abb. 4.58 zeitlicher Verlauf der Intensität des emittierten Lichts (Spiking)

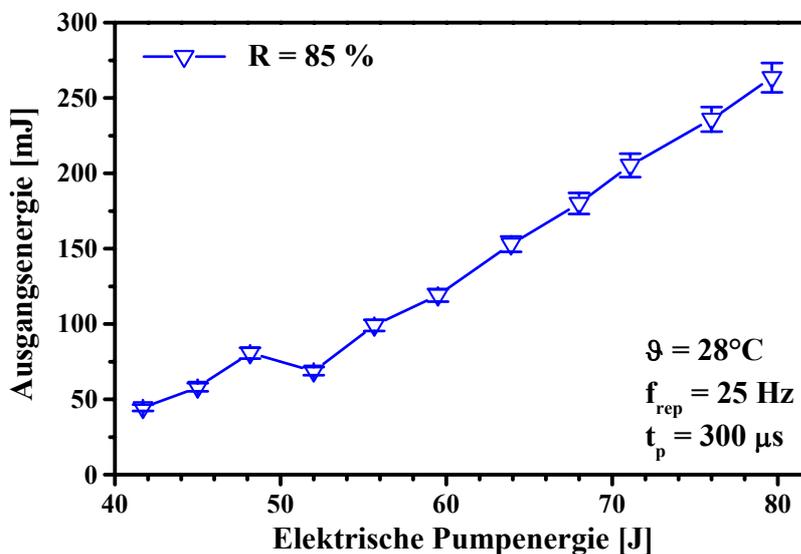


Abb. 4.59 Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpenergie bei 28°C

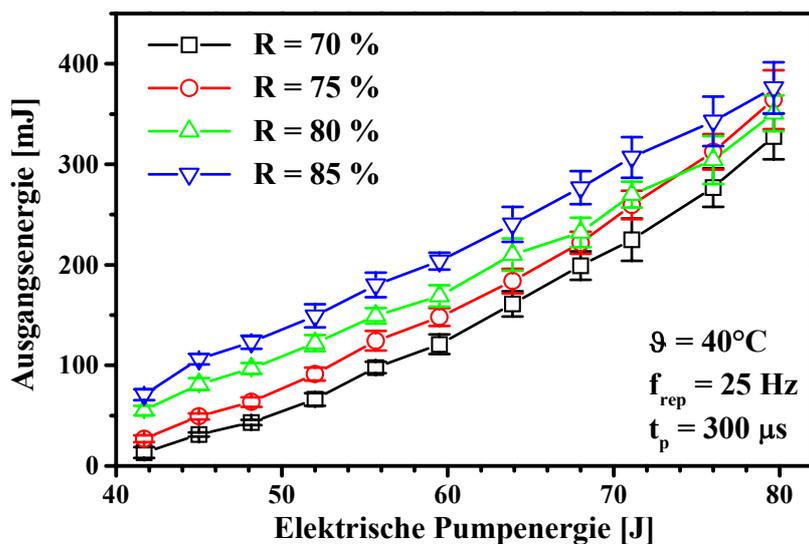


Abb. 4.60 Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpenergie bei  $40^\circ\text{C}$

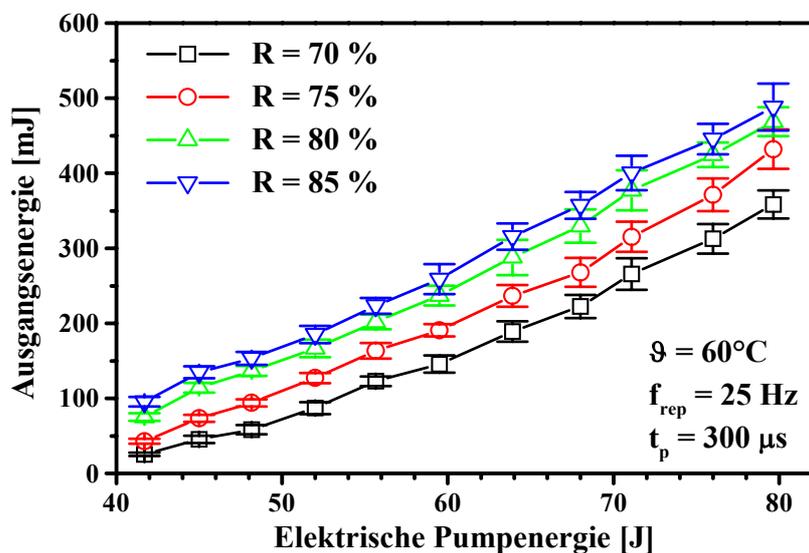


Abb. 4.61 Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpenergie bei  $60^\circ\text{C}$

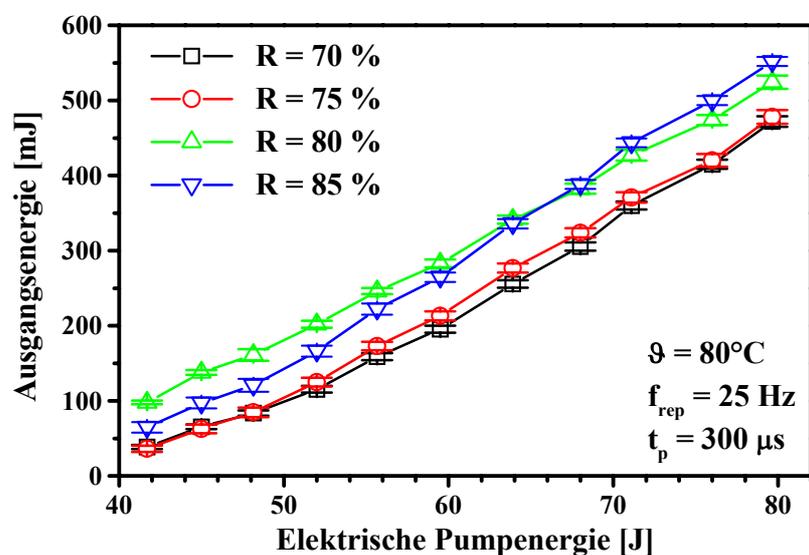


Abb. 4.62 Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpenergie bei  $80^\circ\text{C}$

### 4.3.3 Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Temperatur

In Abbildung 4.63 sind die gemessenen Spektren bei verschiedenen Temperaturen für die maximale Pumpenergie von 79,5 J und den optimalen Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels von 85% dargestellt. Der Spektralbereich der Laseremission wuchs mit steigender Temperatur von ca. 2 nm bei 40°C auf ca. 10 nm bei 80°C. Die spektrale Lage des Maximums wies Schwankungen von unter  $\pm 1$  nm auf. Bei 40°C emittierte der Laser im Bereich von 752 nm bis 754 nm, bei höheren Temperaturen erweiterte sich dieser Bereich zu größeren Wellenlängen bis 764 nm. Diese Rotverschiebung resultiert vermutlich aus der mit steigender Temperatur zunehmenden Reabsorption und der Temperaturabhängigkeit der ESA.

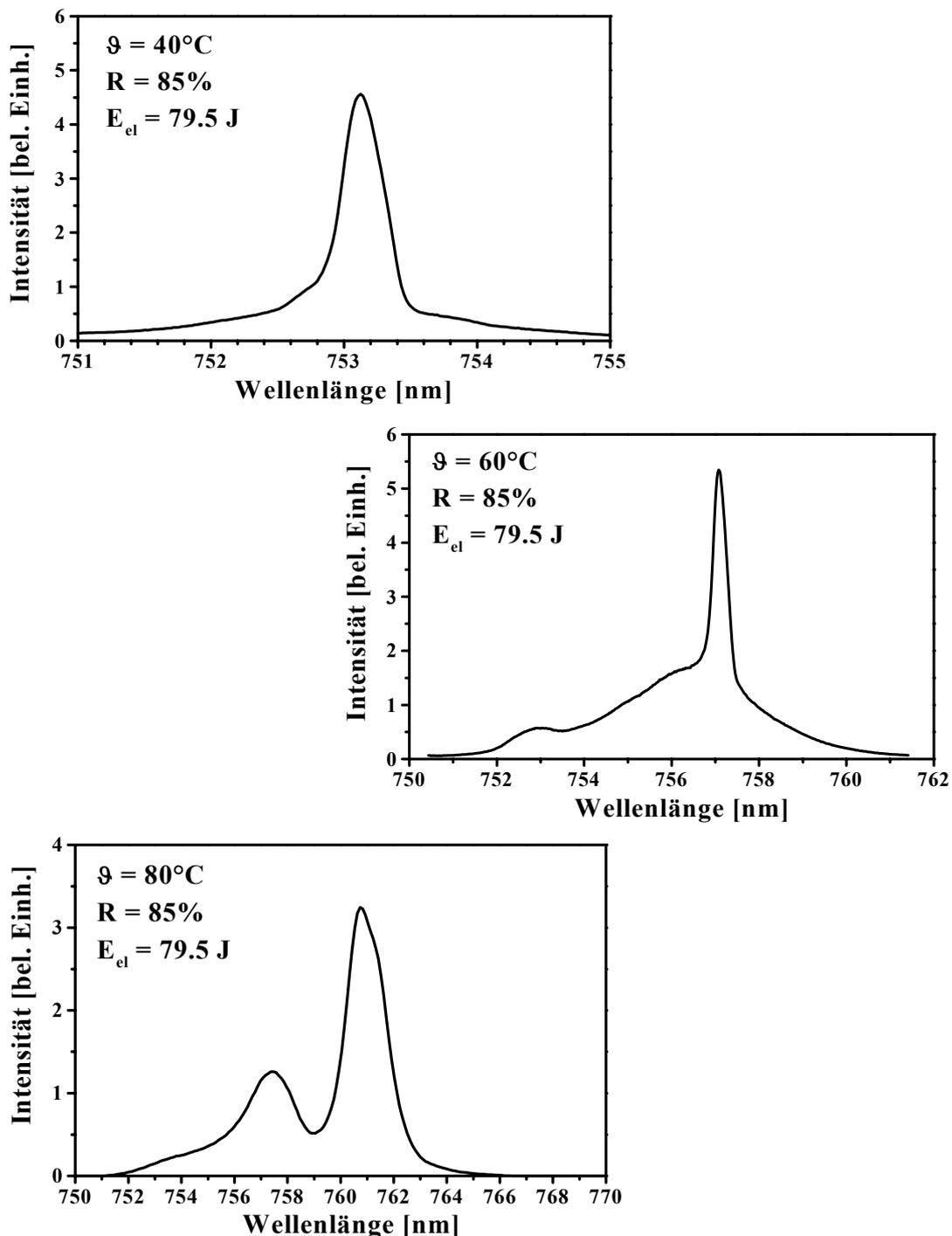


Abb. 4.63 Emissionsspektren im freilaufenden Betrieb bei verschiedenen Temperaturen

#### 4.3.4 Ergebnisse des asymmetrischen Resonators mit Modenblende

Dieser Aufbau zielte auf die Stabilisierung und Verbesserung der transversalen Modenstruktur sowie auf die Erhöhung der Bandbreite des Emissionsspektrums ab. Die Modenblende A mit einem Durchmesser von 2,3 mm verhinderte das Anschwingen von transversalen Moden hoher Ordnung, die nicht abgebaute Inversion kam den transversalen Moden niedriger Ordnung zugute. In Abbildung 4.64 ist das Schema des asymmetrischen Alexandrit-Lasers dargestellt. Der Resonator besaß eine Länge von 90 cm. Der Abstand von der Stabmitte zum Auskoppelspiegel betrug 70 cm. Der Reflexionsgrad des Auskopplers betrug 85%.

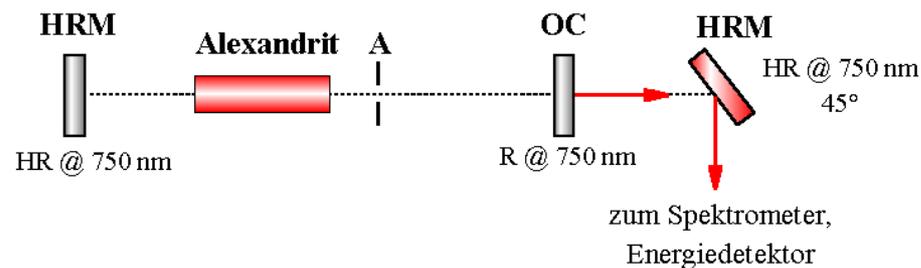


Abb. 4.64 Schema des experimentellen Aufbaus des asymmetrischen Alexandrit-Lasers

Mit diesem Aufbau wurde bei einer Temperatur von 85°C bis 87°C und maximaler Pumpenergie eine Ausgangsenergie von  $108 \text{ mJ} \pm 5 \text{ mJ}$  erzielt, das entspricht einer mittleren Ausgangsleistung von über 2,5 Watt. Das Strahlprofil des Lasers ist in Abbildung 4.65 dargestellt.

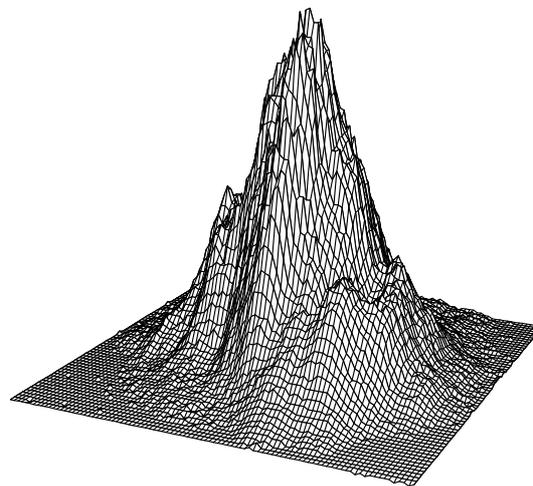


Abb. 4.65 transversales Modenprofil des asymmetrischen Alexandrit-Lasers

In Abbildung 4.66 sind das "Spiking"-Signal des Alexandrit-Lasers und der Intensitätsverlauf des ersten Pulses dargestellt. Das "Spiking"-Signal entstand durch die Erhöhung des Eingangswiderstands des Oszilloskops auf 1 MOhm. Das Eingangssignal wird dadurch integriert. Aus den Stufen im Signal ist zu erkennen, dass der zeitliche Abstand der "Spikes" für den Resonator mit Modenblende größer ist als für den Resonator ohne Modenblende (vgl. Abb. 4.58). Der Grund dafür liegt in der Unterdrückung höherer transversaler Moden.

Abbildung 4.67 zeigt das Emissionsspektrum des asymmetrischen Alexandrit-Lasers. Durch die Erhöhung der Kristalltemperatur auf  $87^{\circ}\text{C}$  und Unterdrückung transversaler Moden hoher Ordnung konnte eine Bandbreite des Emissionsspektrums von  $7\text{ nm}$  erreicht werden (vgl. Ku95). Das entspricht einer Kohärenzlänge von  $82\text{ }\mu\text{m}$ .

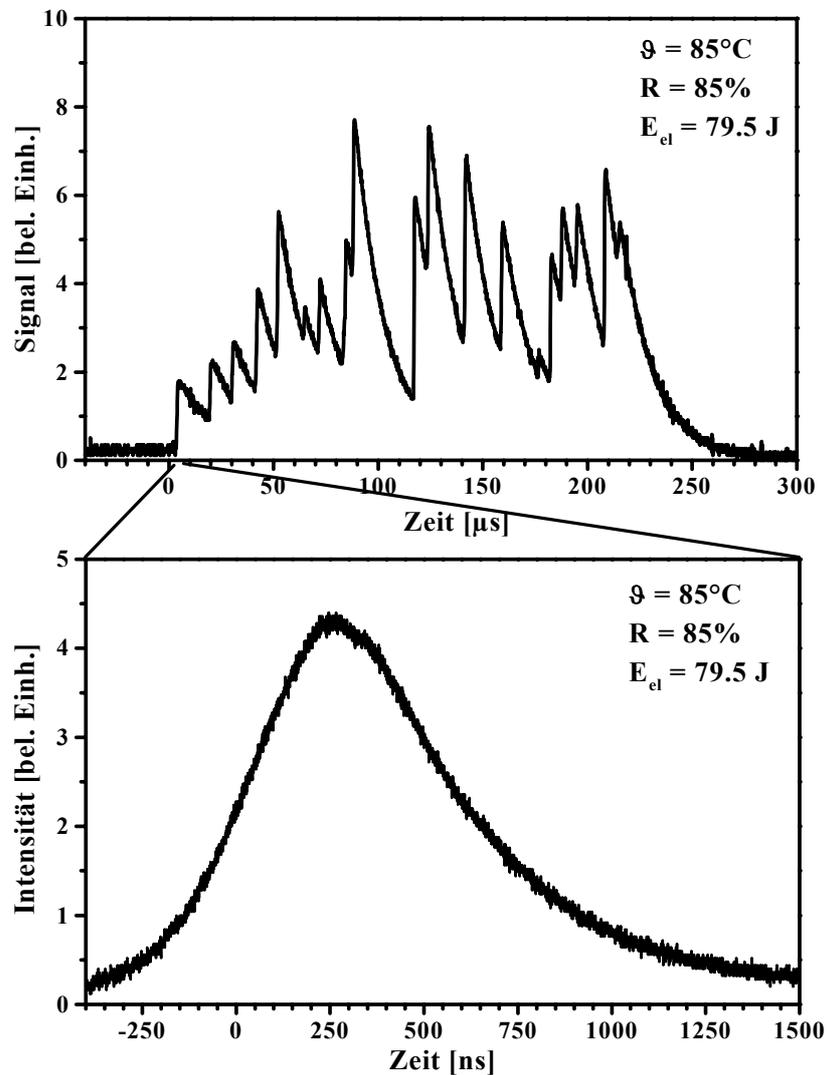


Abb. 4.66 Signalverlauf der "Spiking"-Pulse und Intensitätsverlauf des ersten Pulses

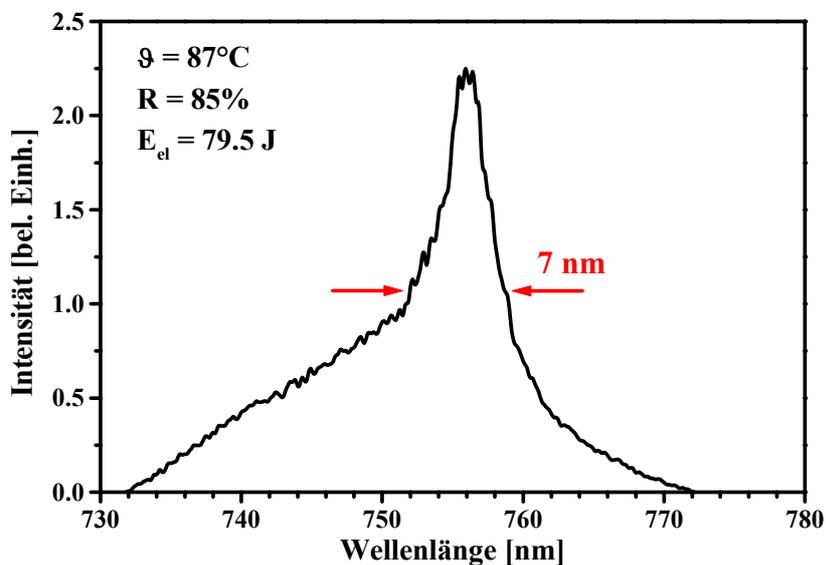


Abb. 4.67 gemessenes Gesamtspektrum des asymmetrischen Alexandrit-Lasers

---

### 4.3.5 Zusammenfassung und Diskussion

Es wurde ein blitzlampengepumpter Alexandrit-Laser realisiert und bei verschiedenen Kristalltemperaturen bezüglich des Emissionsspektrums untersucht. Ziel der Untersuchungen war die Erzielung einer hohen mittleren Ausgangsleistung bei gleichzeitig hoher spektraler Bandbreite. Dazu wurde eine Laserkavität entwickelt, die die unterschiedliche Temperierung von Stab und Blitzlampe ermöglichte. Mit dem freilaufenden Laser wurde damit eine maximale mittlere Ausgangsleistung von über 13 W und einer Bandbreite von 2 nm bei einer Kristalltemperatur von 80°C erzielt. Durch die weitere Erhöhung der Temperatur auf 87°C sowie durch das Einbringen einer Modenblende konnte die Bandbreite des Emissionsspektrums auf 7 nm bei einer mittleren Ausgangsleistung von 2,5 W erhöht werden. Die Kohärenzlänge des Laserlichts beträgt damit 80 µm. Dieser Laser eignet sich als Lichtquelle für das Kohärenzradar zur Vermessung sehr ausgedehnter Objekte.



## 5 Zusammenfassung

Laser mit breitem Emissionsspektrum gewinnen in vielen Anwendungsbereichen, zum Beispiel in der Mikromaterialbearbeitung (fs-Laser), der Medizin, der Spektroskopie und der Weißlichtinterferometrie, zunehmend an Bedeutung. Wegen ihrer guten Handhabbarkeit und Langlebigkeit haben sich Festkörper als Lasermedien durchgesetzt. Vibronische Lasermedien spielen dabei eine besondere Rolle, da sie über einen sehr breiten spektralen Verstärkungsbereich von bis zu 200 nm verfügen. Um hohe mittlere Ausgangsleistungen und große Bandbreiten der Emission beziehungsweise große Durchstimmbereiche zu erreichen, ist es notwendig, die Einflüsse der vibronischen Medien, der Resonatorgeometrie und der Pumpbedingungen auf das Emissionsspektrum zu berücksichtigen.

Durch die Untersuchung der physikalischen Grundlagen longitudinal angeregter, breitbandiger Laser sollten mit einfachen Konzepten möglichst große Bandbreiten und hohe mittlere Ausgangsleistungen bei gleichzeitig guter Strahlqualität erzielt werden. Praktisches Ziel war dabei die Entwicklung einer Laserlichtquelle für das Kohärenzradar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neuartige, breitbandig emittierende Laser realisiert und charakterisiert. Es wurde insbesondere untersucht, wie sich die zeitliche Entwicklung der Emissionsspektren theoretisch beschreiben lässt, um daraus auf Möglichkeiten zur Erhöhung der Bandbreite des Emissionsspektrums schließen zu können.

Als Lasermedien wurden Ti:Saphir und Alexandrit beispielhaft für die vibronischen Festkörper verwendet. Ti:Saphir ist wegen seines breiten Verstärkungsbereichs der bedeutendste Vertreter vibronischer Lasermedien. Am Beispiel des Alexandrit lassen sich die typischen Eigenschaften vibronischer Medien sehr gut darstellen.

Die longitudinale Anregung erfolgte zum einen durch einen passiv gütegeschalteten und extern frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (Verstärkungsgeschaltung), zum anderen durch einen intern frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (quasi-kontinuierliche Anregung). Beide Pumplaser emittierten im transversalen Grundmode mit einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,5-2$ . Die transversale Anregung von Alexandrit erfolgte mit einer Xenon-Blitzlampe in einem nicht abbildenden Keramikreflektor. Der Alexandrit-Stab wurde über einen separaten Wasserkreislauf auf bis zu 87°C temperiert.

Die Verstärkungsschaltung von Ti:Saphir wurde durch die Anregung mit Pulszügen unterschiedlicher Dauer und unterschiedlicher Pulsanzahl realisiert. Unter diesen Pumpbedingungen wurde eine maximale Bandbreite des Emissionsspektrums von 63 nm bei einer mittleren Ausgangsleistung von 530 mW erzielt. Dabei zeigte sich, dass die Spektren der Einzelpulse im Pulszug eine spektrale Verschiebung erfahren, die das über den Pulszug integrierte Spektrum verbreitern. Die Ursache für diese starke Verbreiterung führt aber gleichzeitig zu einer starken räumlichen Trennung der transversalen Moden, so dass lateral nicht das gleiche Emissionsspektrum vorliegt.

Das zur Erklärung der beobachteten Phänomene aufgestellte Modell beinhaltet die Ratengleichungen für die breitbandige Emission vibronischer Lasermedien, den Einfluss des Astigmatismus, des Brewster-Schnitts und der aberrierten thermischen Linse sowie den Einfluss des Überlapps von transversalem Mode und räumlichen Verstärkungsprofil im aktiven Medium auf das effektive spektrale Verstärkungsprofil. Dieses Modell liefert Aussagen über die zeitliche Entwicklung des Emissionsspektrums der Einzelpulse, die zeitliche Entwicklung der Intensität der emittierten Einzelpulse und der transversalen Modenstruktur. Weiterhin ermöglicht das Modell die Berechnung der Strahlqualität der Laserstrahlung. Als Parameter gehen dabei nur die Resonatorgeometrie, die Pumpgeometrie, die spektralen Verläufe der Reflexionsgrade der Resonatorspiegel und die materialspezifischen Konstanten ein. Der freie Parameter ist die Fluoreszenzrate.

Die mit diesem Modell berechneten Einzelspektren, Gesamtspektren, Intensitätsverläufe und transversalen Resonatormoden zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass die beobachteten Effekte von einer transienten, aberrierten thermischen Linse hervorgerufen werden. Insbesondere die periodische Verschiebung der spektralen Lage des Emissionsmaximums der Pulse im Pulszug kann durch die Nebenmaxima im aberrierten Lichtfeld erklärt werden. Weiterhin zeigt das Modell, dass das Emissionsspektrum longitudinal gepumpter Breitbandlaser eine starke Abhängigkeit von der Anpassung des Pumpmodes an das transversale Modenprofil im Lasermedium aufweist. Dies ist insbesondere für fs-Laser und durchstimmbare Laser von Bedeutung.

Unter Ausnutzung der in den Messungen gewonnenen Erkenntnisse wurde ein optimierter Ti:Saphir-Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von 0,75 Watt bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 2$  und einer Bandbreite des Emissionsspektrums von 34 nm realisiert. Die Kohärenzlänge des Laserlichts betrug damit 18  $\mu\text{m}$ . Die Repetitionsrate war an die Bildfrequenz der Kamera des Kohärenzradars angepasst. Mit Pulszügen verstärkungs-geschaltete Ti:Saphir-Laser eignen sich gut als Lichtquellen für das Kohärenzradar. Das Emissionsspektrum ist nahezu gaußförmig und weist nur geringe Modulationen auf. Mit diesen Lasern wurden Messungen am Kohärenzradar durchgeführt. Der laterale Messbereich konnte damit auf mehr als 20 cm x 20 cm erweitert und Messungen an stark absorbierenden bzw. schwach streuenden Objekten ermöglicht werden.

Vergleichend zum Ti:Saphir-Laser wurde, soweit bekannt, erstmalig ein verstärkungs-geschalteter Alexandrit-Laser realisiert. Die damit erzielte mittlere Ausgangsleistung betrug 2,6 mW bei einer Emission über einen Spektralbereich von 10 nm. Das Spektrum wies starke Modulationen auf, die aus einem leichten Fehlschnitt der Brewster-Flächen gegenüber den Kristallachsen herrührte. Als optimale Betriebstemperatur hat sich eine Kristalltemperatur von 85°C erwiesen, da dort der effektive Emissionswirkungsquerschnitt schon erhöht, die Reabsorptionsverluste und die Verluste durch die temperaturabhängige Absorption in höhere Niveaus (ESA) noch gering sind. Eine weitere Temperaturerhöhung führte zu einer höheren Laserschwelle. Die Verstärkungsschaltung von Alexandrit ist aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts sehr ineffizient. Hohe Pumpenergien und die hohe Intensität im Resonator führten häufig zur Zerstörung der Endflächen.

---

Des Weiteren wurde ein quasi-kontinuierlich angeregter Ti:Saphir-Laser aufgebaut und charakterisiert. Ziel der Untersuchungen war es, die transiente thermische Linse und deren Auswirkungen auf das Emissionsspektrum auszunutzen, um eine schnelle Durchstimmung zu erreichen. Die mit diesem Laser erzielte mittlere Ausgangsleistung betrug 12 mW. Der Laser emittierte über einen Spektralbereich von 50 nm. Das Emissionsspektrum wies starke Modulationen auf, die wieder von einem leichten Fehlschnitt der Brewster-Flächen zu den Kristallachsen herrührte. Der Lyot-Filter-Effekt hat bei geringer Verstärkung größeren Einfluss auf das Emissionsspektrum. Das breite Spektrum resultiert aus einer schnellen, kontinuierlichen Drift einer schmalbandigen Laserlinie innerhalb der Pulsdauer. Die Modellierung des Lasers wurde dahingehend modifiziert, dass der sich im Verlauf des Pumpulses verändernde Überlapp von transversalem Mode und räumlichen Verstärkungsprofil mit in die spektrale Verstärkungsverteilung einbezogen wurde. Trotzdem beschreibt das Modell die Drift des Emissionsspektrums nicht vollständig. Vermutlich sind geometrische Effekte für die starke Drift verantwortlich. Diese konnten nicht in die Modellierung einbezogen werden. Unter geeigneten Pumpbedingungen und Resonatorgeometrien könnte dieser Effekt zur Realisierung einer im Millisekundenbereich kontinuierlich durchstimmbaren Laserlichtquelle ausgenutzt werden.

Weiterhin wurde ein blitzlampengepumpter Alexandrit-Laser realisiert. Ziel war es dabei, die mittlere Ausgangsleistung zu erhöhen, da zur Vermessung großer und stark gekrümmter Objekte mit dem Kohärenzradar leistungsstarke Laserlichtquellen benötigt werden. Die Abhängigkeit des Emissionsspektrums und der elektro-optischen Effizienz von der Temperatur des Alexandritstab wurde untersucht. Mit zunehmender Temperatur erhöhte sich die Effizienz und die Breite des Emissionsbereichs. Mit diesem Resonator wurde eine maximale mittlere Ausgangsleistung von 13 Watt bei einer Breite des Emissionsbereichs von 8 nm und eine maximale Bandbreite von 7 nm bei 2,5 Watt mittlerer Ausgangsleistung erzielt. Dieser Laser eignet sich als Lichtquelle für das Kohärenzradar zur Vermessung sehr ausgedehnter Objekte.



---

## 6 Literaturverzeichnis

- [Ag86] R. L. Aggarwal, A. Sanches, R. E. Fahey, A. J. Strauss „Magnetic and optical measurements on Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crystals for laser applications: concentration and absorption cross section of Ti<sup>3+</sup> ions“, *Appl. Phys. Lett.*, **48(20)**, 1345 (1986)
- [Ag88] R. L. Aggarwal, A. Sanches, M. M. Stuppi, R. E. Fahey, A. J. Strauss, W. R. Rapoport, C. P. Khattak, „Residual infrared absorption in as-grown and annealed crystals of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **24(6)**, 1003 (1988)
- [Ag97] A. Agnesi, E. Piccinini, G. C. Reali, „Influence of thermal effects in Kerr-lens mode-locked femtosecond Cr<sup>4+</sup>:forsterite lasers“, *Opt. Comm.*, **135**, 77 (1997)
- [Al85] G. F. Albrecht, L. M. Eggleston, J. J. Ewing, „Measurements of Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> as a lasing material“, *Opt. Comm.*, **52(6)**, 401 (1985)
- [Al86] P. Albers, E. Stark, G. Huber, „Continuous-wave laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire“, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3(1)**, 134 (1986)
- [Al89] A. J. Alfrey, „Modeling of longitudinally pumped cw Ti:sapphire laser oscillators“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **25(4)**, 760 (1989)
- [Ba88] Y. B. Band, D. F. Heller, „Relationships between absorption and emission of light in multilevel systems“, *Phys. Rev. A*, **38(4)**, 1885 (1988)
- [Ba97] T. T. Basiev, P. G. Zverev, V. V. Federov, S. B. Mirov, „Multiline, superbroadband and sun-color oscillation of a LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> color-center laser“, *Appl. Opt.*, **36(12)**, 2515 (1997)
- [Ba99] V. M. Baev, T. Latz, P. E. Toschek, „Laser intracavity absorption spectroscopy“, *Appl. Phys. B*, **69**, 171 (1999)
- [Be92] Bergmann, Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 2: Festkörperphysik, 7. Auflage: Walter de Gruyter-Verlag, 1992

- 
- [Be93] Bergmann, Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3: Optik, 9. Auflage: Walter de Gruyter-Verlag, 1993
- [By85] C. E. Byvic, A. M. Buoncristiani, „Analysis of vibronic transitions in titanium doped sapphire using the temperature of the fluorescence spectra“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **21(10)**, 1619 (1985)
- [Ci73] L. Cianchi, M. Mancini, P. Moretti, „Influence of covalency in the dynamic Jahn-Teller effect in  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ “, *Phys. Rev. B*, **7(11)**, 5014 (1973)
- [Cl62] D. S. McClure, „Optical spectra of transition-metal ions in corundum“, *J. Chem. Phys.*, **36(10)**, 2757 (1962)
- [Cu64\*] D. E. McCumber, „Effects of dynamic perturbations on optical spectra of impurities in insulators“, *Phys. Rev.*, **135(6A)**, A1676 (1964)
- [Cu64+] D. E. McCumber, „Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra“, *Phys. Rev.*, **136(4A)**, A954 (1964)
- [Cu64] D. E. McCumber, „Theory of phonon-terminated optical masers“, *Phys. Rev.*, **134(2A)**, A299 (1964)
- [Cu96] S. T. Cundiff, W. H. Knox, E. P. Ippen, H. A. Haus, „Frequency-dependent mode size in broadband kerr-lens mode locking“, *Opt. Lett.*, **21(9)**, 662 (1996)
- [De88] L. G. DeShazer, J. M. Eggleston, K. W. Kangas, Saturation of green absorption in titanium-doped sapphire laser crystals“, *Opt. Lett.*, **13(5)**, 363 (1988)
- [Dr92] T. Dresel, G. Häusler, H. Venzke, „Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar“, *Appl. Opt.*, **31(7)**, 919 (1992)
- [Eg88] J. M. Eggleston, L. G. DeShazer, K. W. Kangas, „Characteristics and kinetics of laser-pumped Ti:sapphire oscillators“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **24(6)**, 1009 (1988)
- [Ei92] H. Eilers, E. Strauss, W. M. Yen, „Photoelastic effect in  $\text{Ti}^{3+}$ -doped sapphire“, *Phys. Rev. B*, **45(17)**, 9604 (1992)
- [El01] Produktinformation "Titania", Elight GmbH, Teltow
- [Et95] P. Ettl, „Studien zur hochgenauen Objektvermessung mit dem Kohärenzradar“, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Optik, Universität Erlangen-Nürnberg (1995)
- [Et98] P. Ettl, B. Schmidt, M. Schenk, I. Laszlo, G. Häusler „Roughness parameters and surface deformation measured by Coherence Radar“, *International Conference on Applied Optical Metrology*, Balatonfüred, Hungary, 1998
- [Fi66] D. Findlay, R. A. Clay, „The measurement of internal losses in 4-level lasers“, *Phys. Lett.*, **20(3)**, 277 (1966)
- [Fo73] W. H. Fonger, C. W. Struck „Condon moments for the configurational-coordinate model“, *J. Chem. Phys.*, **60(5)**, 1994 (1974)

- 
- [Gä74] B. F. Gächter, J. A. Königstein, „Zero phonon transitions and interacting Jahn-Teller phonon energies from the fluorescence spectrum of  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:Ti}^{3+}$ “, *J. Chem. Phys.*, **60(5)**, 2003 (1974)
- [Gr93] M. Grinberg, A. Mandelis, K. Fjeldsted, „Theory of interconfigurational nonradiative transitions in transition-metal ions in solids and application to the  $\text{Ti}^{3+}\text{:Al}_2\text{O}_3$  system“, *Phys. Rev. B*, **48(9)**, 5935 (1993)
- [Gr93\*] M. Grindberg, A. Mandelis, K. Fjeldsted, A. Othonos, „Spectroscopy and analysis of radiative and nonradiative processes in  $\text{Ti}^{3+}\text{:Al}_2\text{O}_3$  crystals“, *Phys. Rev. B*, **48(9)**, 5922 (1993)
- [Gu82] S. G. Guch, C. E. Jones, „Alexandrite-laser performance at high temperature“, *Opt. Lett.*, **7(12)**, 608 (1982)
- [Ho97] N. Hodgson, H. Weber, „Optical resonators – fundamentals“, Advanced concepts and applications, Springer-Verlag, 1997
- [Jo66] L. F. Johnson, H. J. Guggenheim, R. A. Thomas, „Phonon-terminated optical masers“, *Phys. Rev.*, **149(1)**, 179 (1966)
- [Ju97] I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, D. H. Sutter, F. Morier-Gernoud, Z. Shi, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, U. Keller, „Semiconductor saturable absorber mirrors supporting sub-10-fs pulses“, *Appl. Phys. B*, **65**, 137 (1997)
- [Ki67] P. Kisliuk, C. A. Moore, „Radiation from the  $^4\text{T}_2$  state of  $\text{Cr}^{3+}$  in ruby and emerald“, *Phys. Rev.*, **160(2)**, 307 (1967)
- [Ki97] I. T. McKinnie, A. L. Oien, D. M. Warrington, P. N. Tonga, L. A. W. Gloster, T. A. King, „ $\text{Ti}^{3+}$  ion concentration and Ti:sapphire laser performance“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **33(7)**, 1221 (1997)
- [Ku95] Y. Kuo, M. Birnbaum, „Passive Q switching of the alexandrite laser with a  $\text{Cr}^{4+}\text{:Y}_2\text{SiO}_5$  solid-state saturable absorber“, *Appl. Phys. Lett.*, **67(2)**, 173 (1995)
- [La83] S. T. Lai, M. L. Shand, „High efficiency cw laser-pumped tunable alexandrite laser“, *J. Appl. Phys.*, **54(10)**, 5642 (1983)
- [Le94] L. Leininger, „Die Kinetik vibronischer,  $\text{Cr}^{3+}$ -dotierter Laserkristalle am Beispiel des Alexandrit-Systems“, Dissertation, TU Berlin (1994)
- [Lo99] D. H. Lorenz, „Verstärkungsgeschaltete Cr:YAG und Ti:Saphir Laser mit großer spektraler Bandbreite und guter Strahlqualität“, Dissertation, Universität Potsdam, 1999
- [Lu86] A. Lupei, V. Lupei, C. Ionescu, H. G. Tang, M. L. Chen, „Spectroscopy of  $\text{Ti}^{3+}\text{:}\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ “, *Opt. Comm.*, **59(1)**, 36 (1986)
- [Lu99] Y. Lu, S. Zhang, J. Cheng, „Theoretical study of transient thermal conduction and temperature distribution generated by pulsed laser“, *Appl. Phys. B*, **??**, ?? (1999)
- [Ma68] R. M. Macfarlane, J. Y. Wong, M. D. Sturge, „Dynamic Jahn-Teller effect in octahedrally coordinated  $d^1$  impurity systems“, *Phys. Rev.*, **166(2)**, 250 (1968)

- 
- [Me97] M. Mehendale, T. R. Nelson, F. G. Omenetto, W. A. Schroeder, „Thermal effects in laser pumped Kerr-lens modelocked Ti:sapphire lasers“, *Opt. Comm.*, **136**, 150 (1997)
- [Mo82] P. F. Moulton, „Laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>“, *Opt. News.*, **9**, (1982)
- [Mo85] P. F. Moulton, „Tunable paramagnetic-ion lasers“, in „*Laser Handbook*“, 203 (1985)
- [Mo86] P. F. Moulton, „Spectroscopy and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>“, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3(1)**, 125 (1986)
- [Ne67] E. D. Nelson, J. Y. Wong, A. L. Schawlow, „Far infrared spectra of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Cr<sup>3+</sup> and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Ti<sup>3+</sup>“, *Phys. Rev.*, **156(2)**, 298 (1967)
- [Ni95] H. Nishioka, W. Odajima, K. Ueda, H. Takuma, „Ultrabroadband flat continuum generation in multichannel propagation of terrawatt Ti:sapphire laser pulses“, *Opt. Lett.*, **20(24)**, 2505 (1995)
- [Pa92] C. Pan, J. Kuo, C. Hwang, J. Shieh, Y. Lai, C. Chang, K. Wu, „Buildup dynamics of the spectrum and the average output power of a homogeneously broadened continuous-wave Ti:sapphire laser“, *Opt. Lett.*, **17(14)**, 994 (1992)
- [Pe90] K. Petermann, „The role of excited-state absorption in tunable solid-state lasers“, *Opt. Quant. Electron.*, **22**, S199 (1990)
- [Po85] R. C. Powell, L. Xi, X. Gang, G. J. Quarles, J. C. Walling, „Spectroscopic properties of alexandrite crystals“, *Phys. Rev. B*, **32(5)**, 2788 (1985)
- [Po86] R. C. Powell, G. E. Venikouas, L. Xi, J. K. Tyminski, M. R. Kokta, „Thermal effects on the optical spectra of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Ti<sup>3+</sup>“, *J. Chem. Phys.*, **84(2)**, 662 (1986)
- [Sa88] A. Sanches, A. J. Strauss, R. L. Aggarwal, R. E. Fahey, „Crystal growth, spectroscopy, and laser characteristics of Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **24(6)**, 995 (1988)
- [Sa88\*] H. Samelson, J. C. Walling, T. Wernikowski, D. J. Harter, „Cw arc-lamp-pumped Alexandrite lasers“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **24(6)**, 1141 (1988)
- [Sa88+] R. C. Sam, J. J. Yeh, K. R. Leslie, W. R. Rapoport, „Design and performance of a 250 Hz Alexandrite laser“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **24(6)**, 1151 (1988)
- [Sc93] R. Scheps, J. F. Myers, T. R. Glesne, H. B. Serreze, „Monochromatic end-pumped operation of an Alexandrite laser“, *Opt. Comm.*, **97**, 363 (1993)
- [Si86] A. E. Siegman, „Lasers“, University Science Book, 1986
- [Sp01] Produktinformation "Tsunami<sup>(R)</sup>", Spectra-Physics, Californien, USA
- [Ti70] H. H. Tippins, „Charge-transfer spectra of transition-metal ions in corundum“, *Phys. Rev. B*, **1(1)**, 126 (1970)
- [Vd93] LightPipes: beam propagation toolbox, Gleb Vdovin, OKO Technologies, Reinier de Graafweg 300, 2625 DJ Delft, The Netherlands, email: oko@xs4all.nl©1993-1999, Gleb Vdovin

- 
- [Wa80] J. C. Walling, O. G. Peterson, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. O'Dell, „Tunable alexandrite lasers“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **16(12)**, 1302 (1980)
- [Wa80\*] J. C. Walling, O. G. Peterson, R. C. Morris, „Tunable cw alexandrite laser“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **16(2)**, 120 (1980)
- [Wa85] J. C. Walling, D. F. Heller, H. Samelson, D. J. Harter, J. A. Pete, R. C. Morris, „Tunable alexandrite lasers: development and performance“, *IEEE J. Quant. Electron.*, **21(10)**, 1568 (1985)
- [Wa92] J. C. Walling, „Tunable paramagnetic-ion solid-state lasers“, in „Tunable lasers“, 331, Springer Verlag, Editors: L.F. Mollenauer, J.C. White, C.R. Pollock, (1992)
- [Wa97] C. Wang, W. Zhang, K. M. Yoo, „Pulse shortening and spectral broadening by periodic pulse train amplitude modulation in a self-mode-locked Ti:sapphire laser“, *J. Opt. Soc. Am. B*, **14(7)**, 1881 (1997)
- [Zh93] Z. Zhang, K. T. V. Grattan, A. W. Palmer „Temperatur dependences of fluorescence lifetimes in Cr<sup>3+</sup>-doped insulating crystals“, *Phys. Rev. B*, **48(11)**, 7772 (1993)

### Weiterführende Literatur:

- [Cr95] G. J. Crofts, X. Banti, M. J. Damzen, „Tunable phase conjugation in a Ti:sapphire amplifier“, *Opt. Lett.*, **20(15)**, 1634 (1995)
- [Ef95] E. Efimov, C. Schaffer, D. H. Reitze, „Programmable shaping of ultrabroadbandwidth pulses from a Ti:sapphire laser“, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12(10)**, 1968 (1995)
- [Fl96] R. Fluck, I. D. Jung, G. Zhang, F. X. Kärtner, U. Keller, „Broadband saturable absorber for 10-fs pulse generation“, *Opt. Lett.*, **21(10)**, 743 (1996)
- [Fo83] C. E. Forbes, „Analysis of the spin-Hamiltonian parameters for Cr<sup>3+</sup> in mirror and inversion symmetry sites of alexandrite (Al<sub>2-x</sub>Cr<sub>x</sub>BeO<sub>4</sub>). Determination of the relative site occupancy by EPR“, *J. Chem. Phys.*, **79(6)**, 2590 (1983)
- [Fu97] Q. Fu, F. Seier, S. K. Gayen, R. R. Alfano, „High-average-power kilohertz-repetition-rate sub-100-fs Ti:sapphire amplifier system“, *Opt. Lett.*, **22(10)**, 712 (1997)
- [Gi88] G. D. Gilliland, A. Suchocki, K. W. Ver Steeg, R. C. Powell, „Laser-induced grating spectroscopy of alexandrite crystals“, *Phys. Rev. B*, **38(9)**, 6227 (1988)
- [Gu92] J. Guo, D. E. Ellis, D. J. Lam, „First-principles calculation of the electronic structure of sapphire: Bulk states“, *Phys. Rev. B*, **45(7)**, 3204 (1992)
- [Hi96] L. M. B. Hickey, E. Martins, J. E. Roman, W. S. Brocklesby, J. S. Wilkinson, „Fluorescence of Ti<sup>3+</sup> ions thermally diffused into sapphire“, *Opt. Lett.*, **21(8)**, 597 (1996)

- 
- [Hs84] D. Hsu, J. L. Skinner „On the thermal broadening of zero-phonon impurity lines in absorption and fluorescence spectra“, *J. Chem. Phys.*, **81(4)**, 1604 (1984)
- [La94] M. Lai, „self-starting, self-mode-locked Ti:sapphire laser“, *Opt. Lett.*, **19(10)**, 722 (1994)
- [Ma88] S. Majetich, R. S. Meltzer, J. E. Rives, „Dynamics of resonant phonons in ruby and alexandrite: A pair-state model“, *Phys. Rev. B*, **38(16)**, 11075 (1988)
- [Ma93] A. Mandelis, J. Vanniasinkam, S. Budhudu, A. Othonos, M. Kokta, „Absolute nonradiative energy-conversion-efficiency spectra in  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  crystals measured by noncontact quadrature photopyroelectric spectroscopy“, *Phys. Rev. B*, **48(10)**, 6808 (1993)
- [Ov91] M. H. F. Overwijk, P. J. Rump, J. I. Dijkhuis, H. W. de Wijn, „Accumulated photon echo in ruby and alexandrite“, *Phys. Rev. B*, **44(9)**, 4157 (1991)
- [Ru97] A. Rundquist, C. Durfee, Z. Chang, G. Taft, E. Zeek, S. Backus, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, I. Christov „Ultrafast laser and amplifier sources“, *Appl. Phys. B*, **65**, 161 (1997)
- [Sh99] W. Shuicai, Z. Changjun, H. Junfang, Y. Hongru, X. Dong, H- Xun, „Gain dynamics of two-wavelength Ti:sapphire femtosecond laser“, *Appl. Phys. B*, **69**, 211 (1999)
- [Va96] N. J. Vasa, M. Tanaka, T. Okada, M. Maeda, O. Uchino, „Comparative study of spectral narrowing of a pulsed Ti:sapphire laser using pulsed and cw injection seeding“, *Appl. Phys. B*, **62**, 51 (1996)
- [Wa92\*] Y. P. Wang, R. S. Meltzer, „Modulation of photon-echo intensities by elastic fields: pseudo-Stark splittings in alexandrite and  $\text{YAlO}_3:\text{Er}^{3+}$ “, *Phys. Rev. B*, **45(17)**, 10119 (1992)
- [Wo95] W. C. Wong, D. S. McClure, S. A. Basun, M. R. Kokta, „Charge-exchange processes in titanium-doped sapphire crystals. I. Charge-exchange energies and titanium-bound excitons“, *Phys. Rev. B*, **51(9)**, 5682 (1995)
- [Ze94] H. H. Zenzie, P. F. Moulton, „Tunable optical parametric oscillators pumped by Ti:sapphire lasers“, *Opt. Lett.*, **19(13)**, 963 (1994)
- [Zh95] W. L. Zhou, Y. Mori, T. Sasaki, S. Nakai, K. Nakano, S. Niikura, „High efficiency intracavity frequency-doubled cw and tunable Ti:sapphire laser“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34(7A)**, 3518 (1995)

# Anhang

## Messungen am Kohärenzradar

Einige der mit dem unter Kapitel 2.1 und 3.7 beschriebenen Kohärenzradar-Aufbau durchgeführten Messungen sind hier dargestellt. Als Lichtquelle diente ein verstärkungsgeschalteter Ti:Saphir-Laser (Pulszuanregung) mit einer mittleren Ausgangsleistung von 300 mW, einer Zentralwellenlänge des Spektrums von 790 nm und einer Bandbreite von 34 nm. Die Dauer der Pulszüge betrug 1 ms bei einer Repetitionsfrequenz von 25 Hz, getriggert von der Kamera.

Als Beispiel für schwach streuende Objekte hoher lateraler Ausdehnung wurde ein schwarzes Mobiltelefon vermessen. Der laterale Messbereich betrug 75 mm x 75 mm bei einer lateralen Auflösung von 147  $\mu\text{m}$ . Die auf das Objekt einfallende mittlere Lichtleistung betrug ca. 60 mW. Die longitudinale Messtiefe betrug 5 mm bei einer Messgeschwindigkeit von 13,2  $\mu\text{m/s}$ . Die Messausfälle resultieren zum einen aus der Speckle-Statistik (unvermeidbar), zum anderen aus der ungenügenden Ausleuchtung des Objekts. Die Messausfälle um die Tasten wurden durch das transparente Material verursacht, welches als Volumenstreuer wirkt. Durch die Erhöhung der einfallenden Lichtleistung kann die Anzahl der Messausfälle reduziert werden.

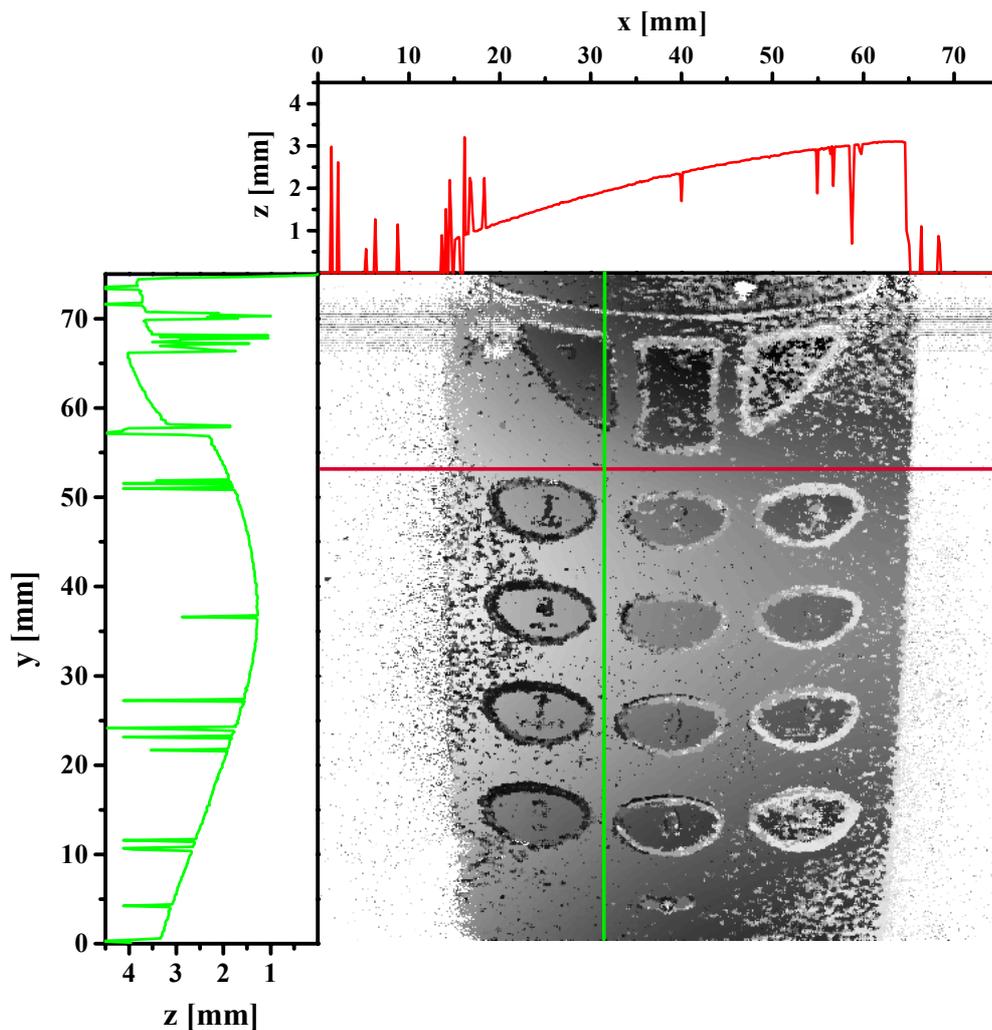


Abb. A1 Grauwert kodiertes Höhenprofil eines Teils eines Mobiltelefons

Als Beispiel für stark gekrümmte Objekte hoher lateraler Ausdehnung wurde eine Turbinenschaufel (Rolls Royce) vermessen. Der laterale Messbereich betrug 69 mm x 69 mm bei einer lateralen Auflösung von 135  $\mu\text{m}$ . Die auf das Objekt einfallende mittlere Lichtleistung betrug ca. 60 mW. Die Messtiefe betrug 8 mm bei einer Messgeschwindigkeit von 26  $\mu\text{m/s}$ . Die Messausfälle resultieren aus der starken Krümmung des Objekts.

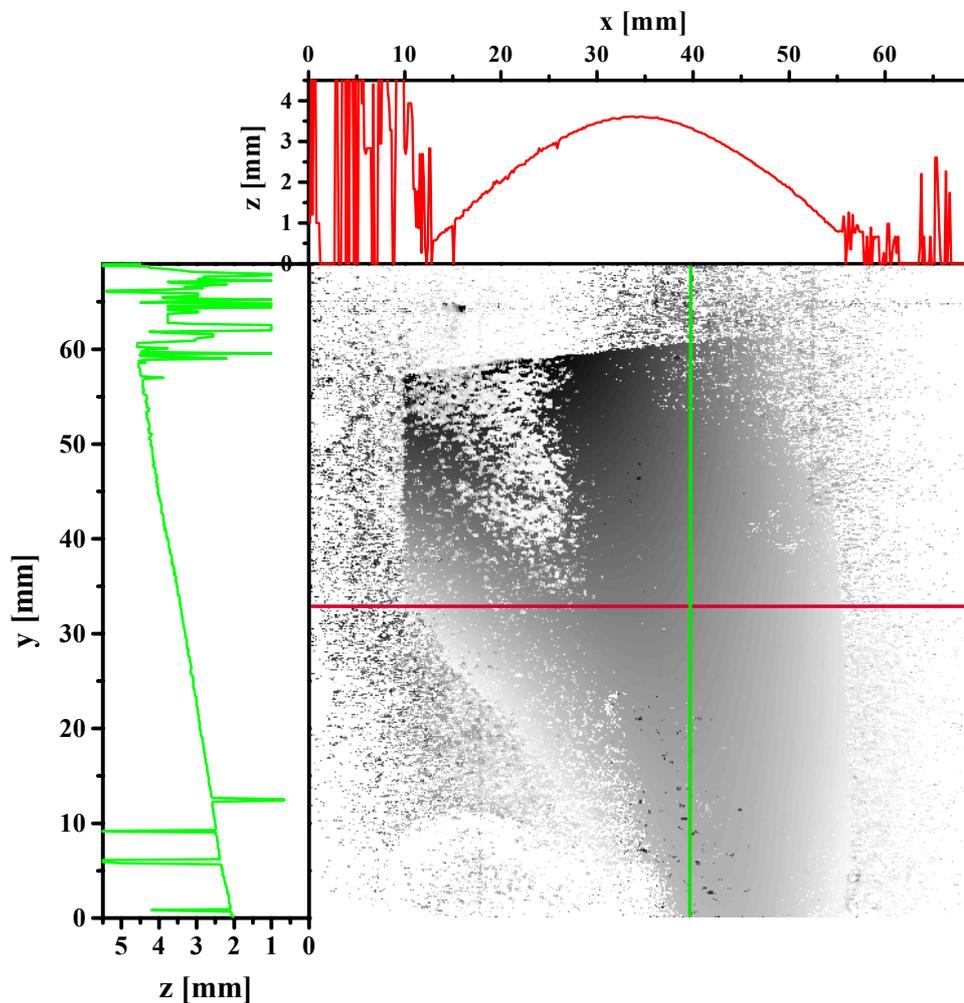


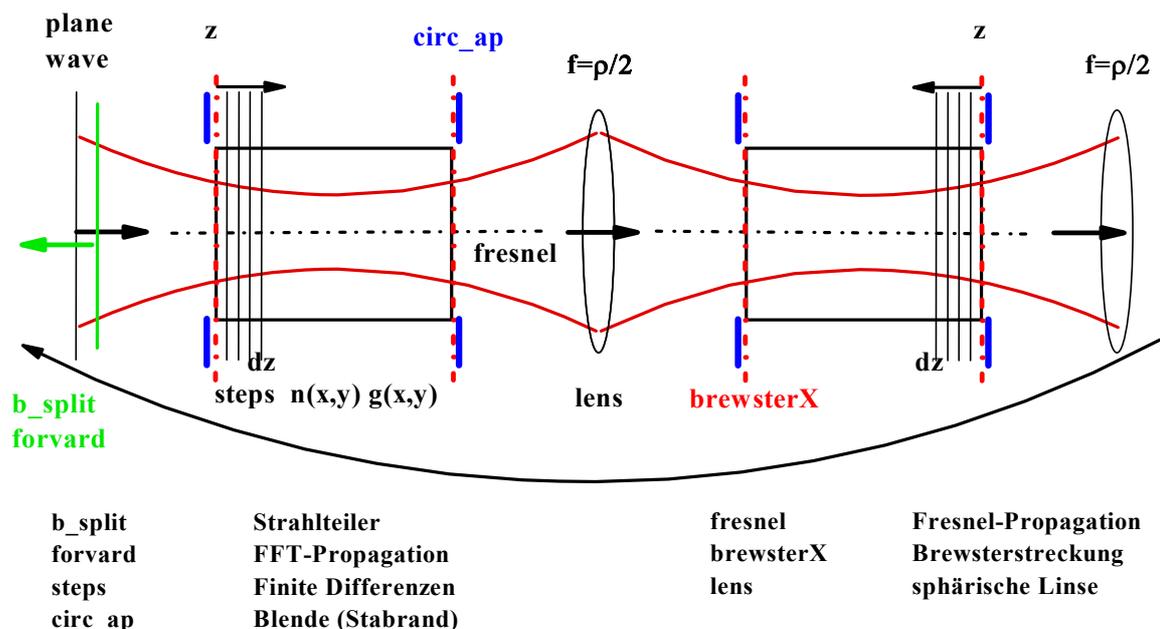
Abb. A2 Grauwert kodiertes Höhenprofil eines Teils einer Turbinenschaufel

## Wellenpropagation mit LightPipes<sup>(c)</sup>

Die transversale Modenstruktur im Resonator für jeweils eine Wellenlänge wurde mit LightPipes berechnet. Dazu wurde der Resonator über den HR-Spiegel "aufgeklappt" (siehe Abbildung). Beginnend mit einer ebenen Welle (schwarz) mit einer lateralen Ausdehnung von 4 mm x 4 mm und einer Auflösung von 256 x 256 pixeln, wurde das Feld mit **fresnel** bis zur Eintrittsfläche des aktiven Mediums propagiert. Der Einfluss der Einstrahlung unter dem Brewster-Winkel wurde durch das Modul **brewsterX** gewährleistet, welches das Lichtfeld in  $\pi$  (x-Richtung) streckt bzw. staucht. Im aktiven Medium wurde das Feld mit einer lateralen Ausdehnung von 2 mm x 2 mm und 256 x 256 pixeln propagiert, um die Auflösung zu erhöhen. Die Propagation erfolgte mit dem Modul **steps** (finite Differenzen). Die Brechungsindexverteilung  $n(x,y)$  enthielt die thermische Linse, den Einfluss der Besetzungsdichte des oberen Bandes auf den Brechungsindex (photoelastischer Effekt) und den Astigmatismus aufgrund der divergenten Einstrahlung. Die Datei  $g(x,y)$  enthielt die mit den Ratengleichungen berechnete Kleinsignalverstärkungsverteilung. Diese Propagation wurde  $k=16$  mal über die Distanz  $dz$  ( $dz=L_k/k$ ,  $L_k$ -Kristalllänge) mit jeweils unterschiedlicher Brechungsindex- und Kleinsignalverstärkungsverteilung durchgeführt, so dass die Dreidimensionalität des Problems berücksichtigt wurde. Die Propagation in Luft im Resonator geschah mit dem Modul **fresnel**. Die Spiegel wurden durch Linsen mit Brennweiten der halben Krümmungsradien ersetzt (Modul **lens**). Die "Rück"-Propagation wurde analog der "Hin"-Propagation durchgeführt, nur das die Brechungsindex- und Kleinsignalverstärkungsverteilung anders herum durchlaufen wird. Das Eingangsfeld wurde dann dem resultierenden Feld gleichgesetzt. Über das Modul **b\_split** wurde ein Teil des Lichtfeldes ausgekoppelt (grün) und mit **forward** in negativer Ausbreitungsrichtung (45 cm) propagiert. Diese Prozedur wurde für jeden Puls für jeweils 11 Wellenlängen und jeweils 20 Umläufe durchgeführt.

### -Lightpipes-

#### Wellenpropagationsprogramm kohärenter Felder in skalarer Näherung



LightPipes beam propagation toolbox is copyright © (1993-1999) Gleb Vdovin. Contact: Dr. Gleb Vdovin, OKO technologies, Reinier de Graafweg 300, 2625 DJ Delft, The Netherlands, gleb@okotech.com, <http://www.okotech.com>, +31-62-2794647 voice, +31-15-2574233 fax

Abb. A3 Schema zu Berechnung der transversalen Modenstruktur im Resonator

## Stapelverarbeitungsdatei zur Berechnung des transversalen Modes im Resonator

Diese Berechnung wurde mit LightPipes<sup>(C)</sup> für der Resonator T1, für eine Wellenlänge von 795 nm und einen Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels con 85% durchgeführt. Die Propagation durch den Kristall geschah in 4 Schritten.

```
@echo off
begin 0.400000 7.950000e-005 256 > in
echo Berechnung der transversalen Struktur im Resonator, Umlauf 1
b_split out 0.15 < in | fresnel 16.000000 | circ_ap 0.25 | brewster_x 0.200000 256 0 0 0 1.760324 > in2
steps 0.500000 1 nTi1_0_3.txt g_Tisa3.txt h1_0_3.txt < in2 | b_split h1_0_3 0.005 > in3
steps 0.500000 1 nTi1_0_2.txt g_Tisa2.txt h1_0_2.txt < in3 | b_split h1_0_2 0.005 > in4
steps 0.500000 1 nTi1_0_1.txt g_Tisa1.txt h1_0_1.txt < in4 | b_split h1_0_1 0.005 > in5
steps 0.500000 1 nTi1_0_0.txt g_Tisa0.txt h1_0_0.txt < in5 | b_split h1_0_0 0.005 | circ_ap 0.25 | brewster_x 0.400000
256 0 0 0 0.568077 > in6
fresnel 9.000000 < in6 | lens 5.000000 | fresnel 9.000000 | circ_ap 0.25 | brewster_x 0.200000 256 0 0 0 1.760324 > in7
steps 0.500000 1 nTi1_0_0.txt g_Tisa0.txt z1_0_0.txt < in7 | b_split z1_0_0 0.005 > in8
steps 0.500000 1 nTi1_0_1.txt g_Tisa1.txt z1_0_1.txt < in8 | b_split z1_0_1 0.005 > in9
steps 0.500000 1 nTi1_0_2.txt g_Tisa2.txt z1_0_2.txt < in9 | b_split z1_0_2 0.005 > in10
steps 0.500000 1 nTi1_0_3.txt g_Tisa3.txt z1_0_3.txt < in10 | b_split z1_0_3 0.005 | circ_ap 0.25 | brewster_x 0.400000
256 0 0 0 0.568077 > in11
fresnel 16.000000 < in11 | lens 10.000000 > in

echo Propagation bis 45cm hinter OC
interpol 0.600000 512 < out | forvard -45 > out2
echo Ausgabe der Intensitaet und Phase am OC
file_ps p1_0.ps 256 1 < in > null
file_int pi1_0.dat 128 < in > null
file pha pp1_0.dat 128 < in > null
cros_out pc1_0.dat < in > null
echo Ausgabe der Intensitaet und Phase 45cm hinter OC
file_ps p_1_0.ps 512 1 < out2 > null
file_int p_i1_0.dat 128 < out2 > null
file pha p_p1_0.dat 128 < out2 > null
cros_out p_c1_0.dat < out2 > null
echo Propagation und Ausgabe fuer Bestimmung der Strahlqualitaet
forvard -5 < out2 | lens -30 | forvard -15 | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_4.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 |
file_int M1_0_8.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_12.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int
M1_0_16.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_20.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int
M1_0_24.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_28.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int
M1_0_32.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_36.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int
M1_0_40.dat 512 > out3
forvard -4 < out3 | file_int M1_0_44.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_48.dat 512 > null | forvard -4 |
normal 1 | file_int M1_0_52.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_56.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1
| file_int M1_0_60.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_64.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int
M1_0_68.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_72.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int
M1_0_76.dat 512 > null | forvard -4 | normal 1 | file_int M1_0_80.dat 512 > null
del in | del in2 | del in3 | del in4 | del in5 | del in6 | del in7 | del in8 | del in9 | del in10 | del in11 | del out | del out2
echo Ausgabe der Intensitaetsverteilungen im Stab
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < h1_0_0 | normal 1 | file_int h1_0_0.dat 128 > null | del h1_0_0
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < z1_0_0 | normal 1 | file_int z1_0_0.dat 128 > null | del z1_0_0
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < h1_0_1 | normal 1 | file_int h1_0_1.dat 128 > null | del h1_0_1
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < z1_0_1 | normal 1 | file_int z1_0_1.dat 128 > null | del z1_0_1
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < h1_0_2 | normal 1 | file_int h1_0_2.dat 128 > null | del h1_0_2
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < z1_0_2 | normal 1 | file_int z1_0_2.dat 128 > null | del z1_0_2
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < h1_0_3 | normal 1 | file_int h1_0_3.dat 128 > null | del h1_0_3
interpol 0.100000 128 -0.100000 -0.100000 0 < z1_0_3 | normal 1 | file_int z1_0_3.dat 128 > null | del z1_0_3
del null | del out3
```

## Programmübersicht zur Verstärkungsschaltung

```

void main()
{
    null();           // setzt das Temperatur-Array auf Null
    eingabe();       // Eingabe der Resonator- und Pumpparameter
    qeffizienz_lebensdauer_tisa(); // Berechnung der Fluoreszenzlebensdauer und
                                // der Quanteneffizienz

    for(v=0;v<burstanzahl;++v) // Schleife für die Anzahl der Pulszüge
    {
        for(o=0;o<zeitpunkte;++o) // Schleife für die Anzahl der Pulse
        {
            if (o==0 && v==0) // einmalige Berechnung der:
            {
                N2_ortsabhaengig(); // Inversionsdichteverteilung  $N_3$ 
                brechungsindex_Tisa(); //  $n(T, \lambda)$ 
            }
            berechnung_thermik_Tisa_x(); // Berechnung  $n(x, y, z, T, N_3)$ 
            ausgabe_Tisa_x(); // Ausgabe von  $n(x, y, z, T, N_3)$ 
            char *batch2[2];
            batch2[1]=batch;
            batch2[2]=NULL;
            for (spec=1;spec<=11;++spec) // Schleife für verschiedene Wellenlängen
            {
                batch_tisa_x(); // Schreiben des Batch-Files für versch.  $\lambda$ 
                batchresult = _spawnl( _P_WAIT , batch2[1], batch2[1] , NULL );
                if (batchresult == -1)
                {
                    perror(" Fehler beim Ausführen der Batch#-Datei.\n");
                    exit(1);
                }
                gesamtgain_h(); // Berechnung des Modenüberlapps
            }
            batch_tisa(); // Schreiben des Batch-Files für  $\lambda$  bei max. Gain
            batchresult = _spawnl( _P_WAIT , batch2[1], batch2[1] , NULL );
            if (batchresult == -1)
            {
                perror(" Fehler beim Ausführen der Batch-Datei.\n");
                exit(1);
            }
            gesamtgain_h(); // Berechnung des Modenüberlapps - hin
            gesamtgain_z(); // Berechnung des Modenüberlapps - zurück
            Ratengleichungen(); // Berechnung des Spektrums und der Intensität
            zusammenstellung(); // Konvertierung der Modenschnitte zur Matrix
            convert(); // Konvertierung der Modenquerschnitte zur Matrix
        }
    }
    Mquadrat_berechnung(); // Berechnung der Strahlqualität
    exit(1);
}

```

Der Quellcode ist auf der beiliegenden CD zu finden.

---

## Programmübersicht zur qcw-Anregung

```

void main()
{
    null();           // setzt das Temperatur-Array auf Null
    eingabe();       // Eingabe der Resonatordaten und der Pumpparameter
    qeffizienz_lebensdauer_tisa(); // Berechnung der Fluoreszenzlebensdauer und
                                // der Quanteneffizienz
    brechungsindex_Tisa(); // Berechnung von  $n(T, \lambda)$ 

    for(o=0;o<zeitpunkte;++o) // Schleife für die Anzahl der Zeitpunkte
    {
        berechnung_thermik_Tisa_x(); // Berechnung  $n(x, y, z, T, N_3)$ 
        ausgabe_Tisa_x();           // Ausgabe von  $n(x, y, z, T, N_3)$ 
        N2_ortsabhaengig();        // Inversionsdichteverteilung  $N_3$ 
        char *batch2[2];
        batch2[1]=batch;
        batch2[2]=NULL;
        for (spec=1;spec<=11;++spec) // Schleife für verschiedene Wellenlängen
        {
            batch_tisa_x(); // Schreiben des Batch-Files für versch.  $\lambda$ 
            batchresult = _spawnl( _P_WAIT , batch2[1], batch2[1] , NULL );
            if (batchresult == -1)
            {
                perror(" Fehler beim Ausfuehren der Batch#-Datei.\n");
                exit(1);
            }
            gesamtgain_h(); // Berechnung des Modenüberlapps
        }
        batch_tisa(); // Schreiben des Batch-Files für  $\lambda$  bei max. Gain
        batchresult = _spawnl( _P_WAIT , batch2[1], batch2[1] , NULL );
        if (batchresult == -1)
        {
            perror(" Fehler beim Ausfuehren der Batch-Datei.\n");
            exit(1);
        }
        gesamtgain_h(); // Berechnung des Modenüberlapps
        zusammenstellung(); // Konvertierung der Modenschnitte zur Matrix
        convert(); // Konvertierung der Modenquerschnitte zur Matrix
    }
    Ratengleichungen(); // Berechnung des Spektrums und der Intensität
    Mquadrat_berechnung(); // Berechnung der Strahlqualität
    exit(1);
}

```

Der Quellcode ist auf der beiliegenden CD zu finden.

## Eigenschaften des Ti:Saphir

Eigenschaft	Formelzeichen	Achse	Wert	Einheit	Bemerkungen	Quelle
Länge	$L_{kr}$		2	cm	in b-Richtung gezogen	Hersteller
Durchmesser	$d$		0.5	cm		Hersteller
Dotierung	$n_{dot}$		$3.3 \cdot 10^{-19}$	$1/cm^3$	0.1 wt% (Hersteller)	[Ki97]
Dichte	$\rho$		3.99	$g/cm^3$		
Schmelztemperatur	$T_m$		2040	$^{\circ}C$		[Mo85]
Spezifische Wärme-kapazität	$c_p$		0.761	$J/(g \cdot K)$		
Thermische Leitfähigkeit	$\kappa$	a	0.33	$W/(cm \cdot K)$		[Mo86]
		c	0.35	$W/(cm \cdot K)$		
Gitter-konstanten		a	0.47628	nm		[Al86]
		c	1.30032	nm		
Thermische Expansion		a	$4.8 \cdot 10^{-6}$	$1/K$		[Mo85]
		c	$5.3 \cdot 10^{-6}$	$1/K$		
Thermische Brechungsindexvariation		a	$13.1 \cdot 10^{-6}$	$1/K$		[Mo85]
		c	$17.5 \cdot 10^{-6}$	$1/K$		
Thermische Diffusion	$\alpha$	a	0.108	$cm^2/s$		[Mo86]
		c	0.115	$cm^2/s$		
Thermische Zeitkonstante	$\tau_{th}$	a	920	$\mu s$	für Pumpradius 100 $\mu m$	
		c	868	$\mu s$		
Thermische Relaxationszeit	$\tau_{re}$	a	230	$\mu s$	für Pumpradius 100 $\mu m$	
		c	216	$\mu s$		
Sellmeier-koeffizienten		a	A=1.5586 B=1.52365 C=0.01097 D=5.36043 E=325.66			Nasa database
		c	A=1.78109 B=1.27616 C=0.01242 D=0.33939 E=17.03			
Lebensdauer angeregtes Niveau	$\tau_f$		3.2	$\mu s$	bei 20 $^{\circ}C$ ; stark temperaturabhängig	[Al86], [Ha91]
Emissions-wirkungs-querschnitt	$\sigma_{em}$	a	$1.6 \cdot 10^{-19}$	$cm^2$		[Al85],
		c	$3.1 \cdot 10^{-19}$	$cm^2$		
Absorptions-wirkungs-querschnitt	$\sigma_{abs}$	c	$0.49 \cdot 10^{-19}$	$cm^2$	bei 532 nm	[De88], [Ag88]

Tab. 1

## Eigenschaften des Alexandrits

Eigenschaft	Formelzeichen	Achse	Wert	Einheit	Bemerkungen	Quelle
Länge	$L_{kr}$		2	cm	in c-Richtung gezogen	Hersteller
Durchmesser	d		0.5	cm		Hersteller
Dotierung	$n_{dot}$		$13.6 \cdot 10^{-19}$	$1/cm^3$	0.5at%	Hersteller
Dichte	$\rho$		3.99	$g/cm^3$		
Schmelz- temperatur	$T_m$		1870	$^{\circ}C$		[Wa92]
Th. Leitfähigk.	$\kappa$		23	$W/(cm \cdot K)$		[Wa92]
Thermische Expansion		a	$5.9 \cdot 10^{-6}$	1/K		[Wa92]
		b	$6 \cdot 10^{-6}$	1/K		
		c	$6.7 \cdot 10^{-6}$	1/K		
Thermische Brechungs- indexvariation		b	$8.3 \cdot 10^{-6}$	1/K		
Thermische Diffusion	$\alpha$	b	0.0746	$cm^2/s$		[Wa92]
Lebensdauer angeregtes Niveau	$\tau_f$		262	$\mu s$	bei $20^{\circ}C$ ; temperaturabhängig	[Wa92]
Emissions- wirkungs- querschnitt	$\sigma_{em}$	b	$8 \cdot 10^{-21}$	$cm^2$	bei $20^{\circ}C$ ; temperaturabhängig	[Wa92]
Absorptions- wirkungs- querschnitt	$\sigma_{abs}$	b	$0.62 \cdot 10^{-19}$	$cm^2$	bei 532 nm	[Wa92]
Brechungsindex	n	a	1.7367		bei 750 nm	[Wa92]
		b	1.7421			
		c	1.7346			

Tab. 2

## Rauheit: Definitionen, Oberflächenmeßgrößen

Quelle: <http://otoe.ifw.uni-hannover.de/ol96/rau-def.htm>

Rauheitskenngrößen werden, falls nicht anders angegeben, an einer Einzelmeßstrecke  $l_e$  definiert. Ergebnisse werden als Mittelwert aus mehreren Einzelmeßstrecken angegeben. Die Gesamtmeßstrecke  $l_m$  besteht standardmäßig aus fünf Einzelmeßstrecken, andernfalls wird die Einzelmeßstreckenanzahl genannt.

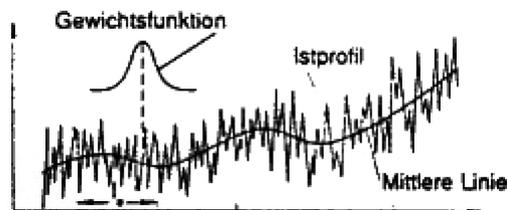
Die Einzelmeßstrecke  $l_e$  ist ein Teil einer Taststrecke  $l_t$  mit der Länge der Grenzwellenlänge  $l_c$ . Die Einzelmeßstrecke ist die Bezugsstrecke für die Rauheitsauswertung.

Die Grenzwellenlänge  $l_c$  eines Profilfilters legt fest, welche Wellenlängen der Rauheit und welche der Welligkeit zugeordnet werden und ist in DIN 4768, ISO 4288 festgelegt.

Die Taststrecke  $l_t$  ist die Strecke, die das Tastsystem während der Erfassung des Istprofils insgesamt zurücklegt. Sie ist die Summe aus Vorlaufstrecke, Gesamtmeßstrecke  $l_m$  und Nachlaufstrecke. Vor- und Nachlaufstrecke dienen zum Ein- bzw. Ausschwingen des Filters.

Bezugslinie für die Rauheitsauswertung ist die langwellige mittlere Linie des Istprofils, die durch ein Filter erzeugt wird. Nach DIN 4762 ist die Bezugslinie für die Rauheitsauswertung eine mittlere Gerade innerhalb einer Einzelmeßstrecke.

Profilfilter (DIN 4777) trennen das Istprofil in langwellige Anteile, die dem Welligkeitsprofil zugeordnet werden, und kurzwellige Anteile, die das Rauheitsprofil bilden. Die mittlere Linie entsteht bei einem phasenkorrekten Filter, indem für jede Stelle des Istprofils ein gewichteter Mittelwert berechnet wird. Die Gewichtsfunktion gibt für jede Profilstelle an, mit welchem Bewertungsfaktor die benachbarten Profilpunkte in die Mittelwertbildung eingehen (Gaußsche Glockenkurve). Das Rauheitsprofil entsteht durch die Abweichungen des Istprofils von der zuvor entwickelten mittleren Linie. Bei der Darstellung des Rauheitsprofils ist die mittlere Linie dann die Nulllinie.



### Mittenrauhwerte $R_a$ , $R_q$

(DIN 4762, DIN 4768, ISO 4287/1):

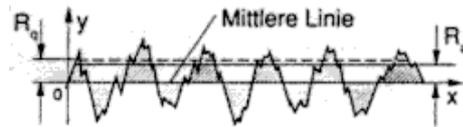
Der Mittenrauhwert  $R_a$  ist der arithmetische Mittelwert der Beträge aller Profilwerte des Rauheitsprofils.

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |y(x)| dx$$

Der Mittenrauhwert  $R_q$  ist der quadratische Mittelwert aller Profilwerte des Rauheitsprofils.

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l |y^2(x)| dx}$$

$y(x)$  = Profilwerte des Rauheitsprofils

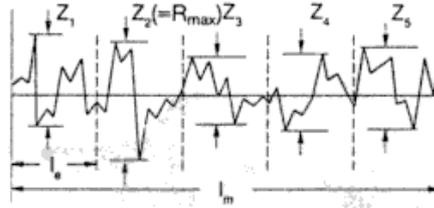


### Gemittelte Rauhtiefe $R_z$

(DIN 4768)

Die gemittelte Rauhtiefe  $R_z$  ist der Mittelwert aus den Einzelrauhtiefen  $Z_i$  aufeinanderfolgender Einzelmeßstrecken  $l_e$ .

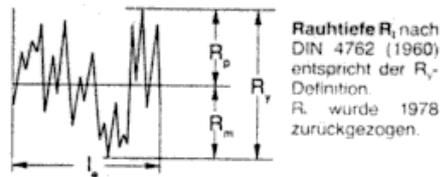
Die Einzelrauhtiefe  $Z_i$  ( $=R_y$ ) ist der senkrechte Abstand des höchsten vom tiefsten Profilpunkt innerhalb einer Einzelmeßstrecke  $l_e$ .



### Glättungstiefe oder max. Profilkuppenhöhe $R_p$

(DIN 4762)

Die Glättungstiefe  $R_p$  ist der Abstand des höchsten Punktes des Profils von der Mittellinie innerhalb der Bezugsstrecke.



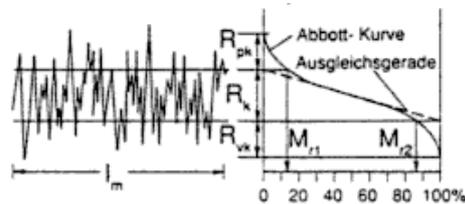
### $R_k$ , $R_{pk}$ , $R_{vk}$

(DIN 4776)

Die Kernrauhtiefe  $R_k$  ist die Tiefe des Rauheitskernprofils.

Die reduzierte Spitzenhöhe  $R_{pk}$  ist die gemittelte Höhe der aus dem Kernbereich herausragenden Spitzen.

Die reduzierte Riefentiefe  $R_{vk}$  ist die gemittelte Tiefe der aus dem Kernbereich herausragenden Riefen.







**Danksagung:**

Ich danke...

...Professor Dr. Ralf Menzel für die Betreuung dieser Arbeit.

...Dr. Dieter Lorenz, Dr. Axel Heuer und Dr. Volker Raab für die zahlreichen, anregenden Diskussionen und Gespräche.

...der Familie Scharfenorth für die Unterstützung in Sachen Resonatorkomponenten.

...meiner Familie für die moralische und finanzielle Unterstützung.