

SCHLUSSBERICHT

Verbundprojekt: **Grundlegende Untersuchungen zu neuen Konzepten für Ultrakurzpulslaser**

Teilvorhaben: **Untersuchungen zur Modensynchronisation diodengepumpter Festkörperlaser im Wattbereich mit kompakt auslegbaren Resonatoranordnungen**

Laufzeit: 01.08.1997 - 31.01.2001

Förderkennzeichen: 13 N 7213/2

Max-Born-Institut
für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie
Bereich C
Rudower Chaussee 6
12489 Berlin
Direktor: Prof. Dr. Th. Elsässer

Projektleiter: Dr. U. Griebner

Schlussbericht

Untersuchungen zur Modensynchronisation diodengepumpter Festkörperlaser im Wattbereich mit kompakt auslegbaren Resonatoranordnungen

U. Griebner, P. Klopp, J. Huschke, H. Schönagel

Max-Born-Institut

B. Ozygus

Technische Universität Berlin

Inhalt

	Seite
1. Einleitung	3
2. Abschätzung Verstärkungsbandbreiten Yb-dotierter Lasermedien	3
2.1 Spektrale Charakteristik von Yb ³⁺ :YAG	3
2.2 Verstärkung unter Verwendung von Quasi-3-Niveau-Modellen für Yb-Laser	5
2.3 Spektrale Charakteristik von Yb:KYW und Yb:KGW	8
3. Femtosekunden Yb:Glas-Laser basierend auf dem Kerr-Linsen-Effekt –gepumpt mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung	9
3.1 Experimenteller Aufbau und Resultate	9
4. Neue Pumpgeometrien für Ultrakurzpulslaser basierend auf thermisch gebondeten Strukturen	12
4.1 Thermisch gebondete Strukturen	12
4.2 Neue Pumpkonzepte mit Breitstreifen-Diodenlasern für fs-Laser unter Verwendung von thermisch gebondeten Strukturen	14
4.3 End-on-Pumpgeometrie	15
4.4 Cladding-Pumpgeometrie	16
4.5 Formung der Pumpstrahlung	16
5. Abschätzungen und experimentelle Ergebnisse der neuen Pumpschemata unter Verwendung von Hochleistungs-Breitstreifendioden	20
5.1 Abschätzung der erzielbaren Ausgangsleistung der untersuchten Pumpschemata	20
5.2 End-on gepumpter Yb:YAG/YAG Laser – cw –Ausgangspartner	21
5.3 Cladding-gepumpter Yb:YAG/YAG Laser – cw –Ausgangspartner	23
5.4 Einfluss der Wellenleitungsstruktur auf das Strahlprofil	25
6. Halbleiterstrukturen zur Erzeugung ultrakurzer Impulse	28
6.1 Sättigbare Halbleiterabsorber (SESAM)	29
6.2 End-on gepumpter modensynchronisierter Nd:YAG Laser mit SESAM	31
6.3 Barrengepumpte Kurzpuls Multipath-Systeme	34
6.4 Multipath-Resonator der Ordnung 6 mit externem Strahl für einen SESAM	35
6.5 Barrengepumpter Kurzpuls Multipath- Verstärker	37

7.	Modensynchronisierte Yb:YAG/YAG Laser unter Verwendung von SESAM	38
7.1	End-on gepumpter modensynchronisierter Yb:YAG/YAG Laser unter Verwendung sättigbarer Absorber (Channel-Geometrie)	38
7.2	Cladding-gepumpter modensynchronisierter Yb:YAG/YAG Laser unter Verwendung sättigbarer Absorber (planare Geometrie)	40
8.	Tapered Diode Laser-gepumpter modensynchronisierte Yb-dotierte Laser unter Verwendung sättigbarer Absorber	41
8.1	Tapered Diode Laser (TDL)	41
8.2	Experimenteller Aufbau und Resultate der passiv modensynchronisierten Yb:Glas, Yb:KGW und Yb:KYW Laser unter Verwendung von TDL als Pumpquelle	41
9.	Zusammenfassung	45
10.	Literaturverzeichnis	46
11.	Publikationen im Zusammenhang mit dem Projekt	47
12.	Patente, die im Teilvorhaben angemeldet wurden	48

1. Einleitung

Für Anwendungen in der Mikrostrukturierung [0], der Mikrochirurgie, der transienten Spektroskopie, der biologisch-chemischen Analytik und als Strahlungsquelle für nichtlineare Frequenzkonversionen werden kompakte, einfach zu handhabende Kurzpulslaser mit Impulslängen von einigen hundert Femtosekunden, Repetitionsraten von 80 bis 300 MHz und mittleren Leistungen im Wattbereich benötigt.

Ziel des Vorhabens war die Realisierung eines kompakten cw-diodengepumpten, modensynchronisierten Ultrakurzpulslasers mit diesen Parametern auf der Basis neuer Pumpkonzepte mit Hochleistungsdiodenlasern. Durch Verwendung Ytterbium-dotierter aktiver Medien (Yb:YAG, Yb:Glas) soll ein effizienter diodengepumpter Femtosekundenlaser im Wellenlängenbereich um 1 μm bereitgestellt werden.

Yb-dotierte Lasermedien zeichnen sich einerseits durch einen sehr kleinen Quantendefekt, relativ lange Fluoreszenzlebensdauer und eine einfache elektronische Struktur aus. Weiterhin besitzen sie relativ breite Absorptions- und Emissionsbanden, was diese Materialien besonders für die Erzeugung ultrakurzer Impulse interessant macht. Die Probleme Yb-dotierter Lasermaterialien liegen in ihrem Quasi-Drei-Niveau Charakter und den relativ kleinen stimulierten Emissionsquerschnitten im Vergleich zu Nd-dotierten Materialien. Deshalb ist für einen effektiven Betrieb eine hohe Pumpleistungsdichte erforderlich.

2. Abschätzung der Verstärkungsbandbreiten Yb-dotierter Lasermedien

2.1. Spektrale Charakteristik von Yb³⁺:Glas und Yb³⁺:YAG

Yb-dotierte Lasermedien zeichnen sich vor allem durch einen sehr kleinen Quantendefekt aus, woraus eine geringe thermische Belastung pro angeregtem Ion resultiert. Weitere Vorteile dieser Systeme sind die relativ lange Fluoreszenzlebensdauer, die breiten Absorptions- und Emissionsbanden und die einfache elektronische Struktur. Die einfache elektronische Struktur vermeidet unerwünschte Prozesse, wie Excited-State-Absorption, Upconversion und Fluoreszenzquenching. Die breiten Absorptions- und Emissionsbanden sind für Glaswirts-materialien stärker ausgeprägt, was diese Materialien besonders für breitbandig durchstimmbare Laser und die Erzeugung ultrakurzer Impulse interessant macht. Wegen der 10x höheren Energiesättigung von Yb:Glas gegenüber Nd:Glas ist es ein sehr attraktives Material für Verstärker in CPA-Systemen.

Die Probleme Yb-dotierter Lasermaterialien sind ihr Quasi-Drei-Niveau Charakter und der relativ kleine stimulierte Emissionsquerschnitt im Vergleich zu Nd-dotierten Materialien. Deshalb ist für einen effektiven Betrieb eine hohe Pumpleistungsdichte erforderlich. Effizienter Laserbetrieb wurde in Yb:YAG, verschiedenen anderen Yb-dotierten Kristallen und Yb:Glas demonstriert [1-5].

Abbildung 2.1 zeigt die Absorptions- und die Emissionsspektren von Yb:Glas und Yb:YAG. Die Emissionsspektren von Yb:Gläsern zeigen einen Verlauf, der an spiegelverkehrte Absorptionsspektren erinnert.

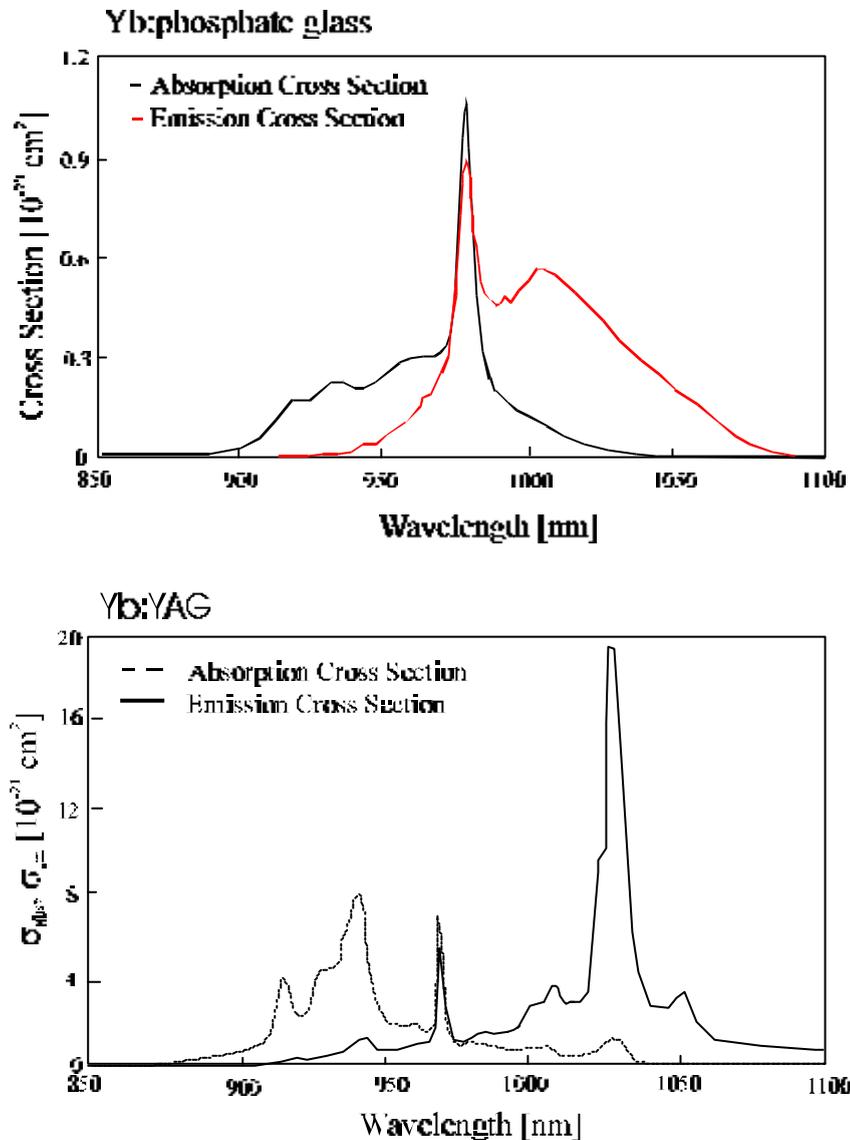


Abbildung 2.1: Emissions- und Absorptionsquerschnitte von Yb:Glas und Yb:YAG

Zur Beurteilung der potentiell zur Verfügung stehenden Bandbreite zur Erzeugung ultrakurzer Impulse muss unter Einbeziehung der Reabsorption die Netto-Verstärkung berechnet werden. Die Yb:YAG-Fluoreszenz erstreckt sich über den Wellenlängenbereich zwischen 920 nm und 1080 nm. Bei Yb:YAG hebt sich neben der Nulllinie nur das Maximum bei 1030 nm deutlich hervor.

Lasertätigkeit wird im Allgemeinen bei der bekannten Hauptlaserwellenlänge von 1030 nm (Yb:YAG) erzielt. Bei niedriger Auskopplung zeigte sich auch ein Anschwingen des Lasers bei 1050 nm. Der Emissionswirkungsquerschnitt bei dieser Wellenlänge beträgt $0,33 \cdot 10^{-20}$ cm², der Absorptionsquerschnitt

ist dagegen mit etwa $0,01^{-20} \text{ cm}^2$ kaum noch messbar. Das hat zur Folge, dass die Laserschwelle, bei kleinen Resonatorverlusten und ausreichender Länge des aktiven Mediums, bei 1050 nm eher erreicht wird.

2.2. Verstärkung unter Verwendung von Quasi-3-Niveau-Modellen für Yb-Laser

Diese Bewertung ist von eher qualitativer Aussagekraft, da alle hierbei verwendeten Größen nicht die Geometrie eines realen Lasers mit seinen zahlreichen ortsabhängigen Parametern berücksichtigt.

Die Kleinsignalverstärkung g_0 wird bei *Hanna* [6] abgeleitet zu

$$g_0 \approx (\mathbf{s}_{el} + \mathbf{s}_{al}) \cdot \frac{P_a}{V} \cdot \frac{\mathbf{t}}{h\mathbf{n}_p} - N\mathbf{s}_{al} \quad (1)$$

mit P_a als absorbierte Leistung und V als Volumen, in der diese Leistung absorbiert wurde.

Um die Laserschwelle zu erreichen, ist neben der Kompensation der Resonatorverluste auch die Kompensation der wellenlängenabhängigen Reabsorption bei den Laserübergängen notwendig. In dieser Abschätzung ist die Geometrie des Laseraufbaus nicht berücksichtigt, es wird vielmehr ein homogenes Pumplichtprofil über die gesamte Probenlänge angenommen. Die erforderliche Schwellpumpleistung ergibt sich sofort aus Gl.(1) für $g_0 = 0$ zu

$$P_{a_{thres}} = NV \cdot \frac{h\mathbf{n}_p}{\mathbf{t}} \cdot k_{\mathbf{I}, Yb-M} \quad (2).$$

Der von Wellenlänge und Lasermedium abhängige Faktor $k_{\lambda, Yb-M}$ errechnet sich zu

$$k_{\mathbf{I}, Yb-M} = \frac{\mathbf{s}_{al}}{\mathbf{s}_{el} + \mathbf{s}_{al}} \quad (3).$$

Der Faktor $k_{\lambda, Yb-M}$ ist die relative Besetzung des angeregten Zustands, die mindestens erforderlich ist, damit sich Verstärkung und Reabsorptionsverluste die Waage halten. Dieser Parameter ist ein Maß für die erforderlichen Schwellpumpleistungen. Der Faktor $k_{\lambda, Yb-M}$ ist auch proportional zum Inversionsgrad $\beta = N_u / (N_u + N_l)$ (N_u und N_l sind die Besetzungsdichten im oberen bzw. unteren Starkmultiplett).

Damit ist die Anzahl der Ionen im angeregten Zustand relativ zur Dotierungskonzentration bezeichnet. Führt man k_s als Maß für die Schwellenüberhöhung ein,

$$k_s = \frac{P_a}{P_{a_{thres}}} \quad (4)$$

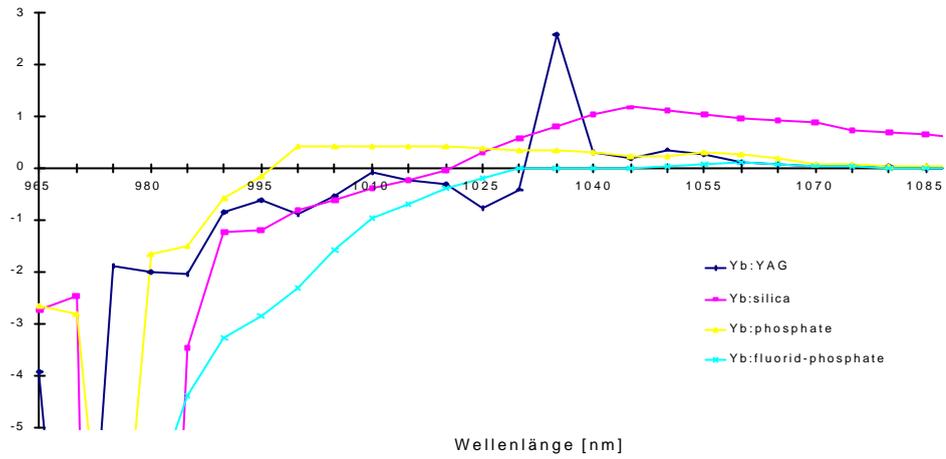
so folgt aus Gl.(1)

$$g_0 = s_{al} N \cdot (k_s - 1) \quad (5).$$

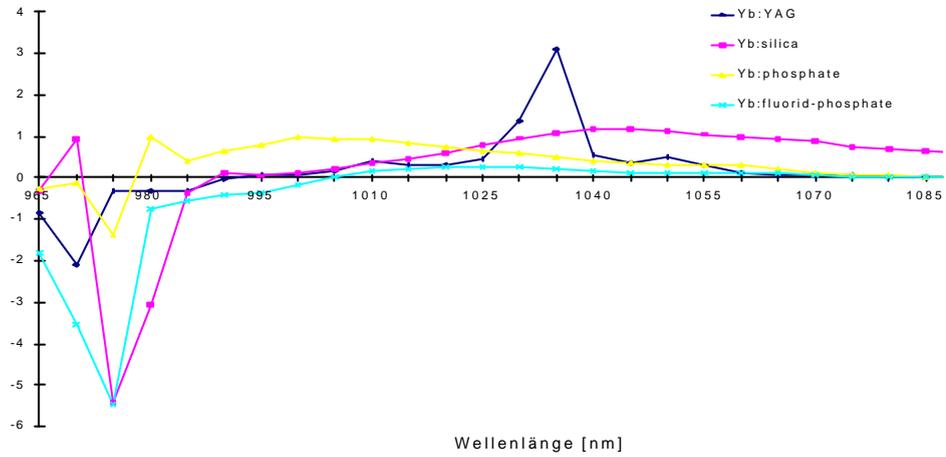
Die aus der absorbierten Leistung P_a folgende Schwellenüberhöhung ist wellenlängen- und materialabhängig, bedingt durch den Faktor $k_{\lambda, \text{Yb-M}}$. Für die Beispiele $P_a = 6$ und 10 Watt sowie $N = 5$ bzw. $15 \text{at.}\%$ Yb-Dotierung, wurde für ein Verstärkungsvolumen von $0,01 \cdot 0,1 \cdot 0,3 \text{ cm}^3$ die spektrale und materialabhängige Verstärkung ermittelt. Die Ergebnisse für Yb:YAG und verschiedene Yb:Gläser sind in den Abbildungen 2.2 a, b, und c dargestellt. Es zeigt sich, dass Yb:YAG schon bei relativ geringer Inversion eine gute Verstärkung aufweist. Wie aus den Spektren Abb. 2.1 zu erwarten, liegen die Verstärkungsmaxima der Yb-Gläser unter denen des Yb:YAG.

Der spektrale Verlauf der Verstärkung der Yb:Gläser ist sehr breitbandig und glatt. Mit zunehmender Inversion steigt auch die zur Verfügung stehende Verstärkungsbandbreite. Die spektrale Lage des Verstärkungsmaximums von Yb:Glas ist im Vergleich zum Yb:YAG vom Inversionsgrad abhängig. Es verschiebt sich von etwa 1050 nm bei geringer Inversion bis zu knapp über 1020 nm für relativ hohe Inversionsgrade. Daraus lassen sich die potentiell möglichen Impulsdauern für Yb:Glas zu kleiner 50 fs abschätzen. Außerdem können kleine Veränderungen der Bedingungen im Laserbetrieb (Verluste, Temperatur) die Emissionswellenlänge stark beeinflussen. Für Yb:YAG sollten Impulsdauern bis zu 200 fs möglich sein. Die kürzeste bisher berichtete Impulsdauer betrug 340 fs [7].

a) $P_a = 10 \text{ W}$, $N = 15\text{at.}\%$



b) $P_a = 10 \text{ W}$, $N = 5\text{at.}\%$



c) $P_a = 6 \text{ W}$, $N = 15\text{at.}\%$

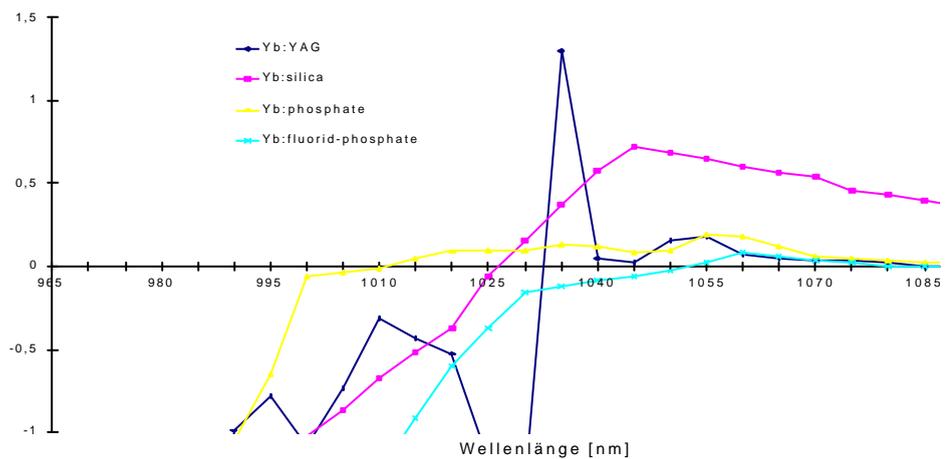


Abbildung 2.2: Spektrale Abhängigkeit der Verstärkung einiger Yb-dotierter Materialien
Parameter: absorbierte Pumpleistung P_a und Dotierung N

2.3. Spektrale Charakteristik von Yb:KYW und Yb:KGW

Yb:KYW und Yb:KGW zeichnen sich gegenüber Yb:YAG und Yb:Glas vor allem durch höhere Absorptionsquerschnitte um etwa einen Faktor 3-4 im Absorptionsmaximum bei 981 nm aus. Ihre Emissionsquerschnitte sind durch einen sehr glatten Verlauf, ähnlich wie bei Yb:Glas, gekennzeichnet und ihre Emissionsbandbreite unterstützt die Erzeugung von Impulsen mit einer Dauer deutlich kleiner 100 fs. Die Absolutwerte der Emissionsquerschnitte liegen selbst über dem von Yb:YAG, ihre thermische Leitfähigkeit ist einen Faktor 4 größer als Yb:Glas

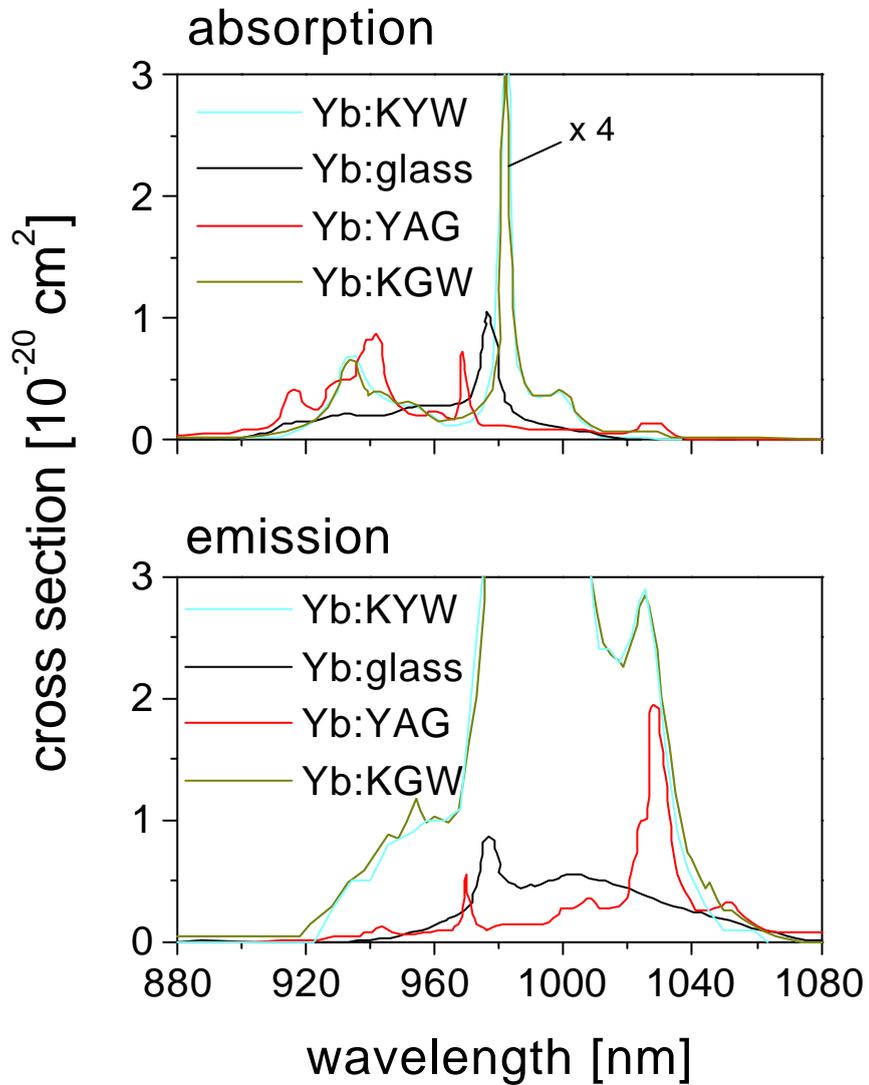
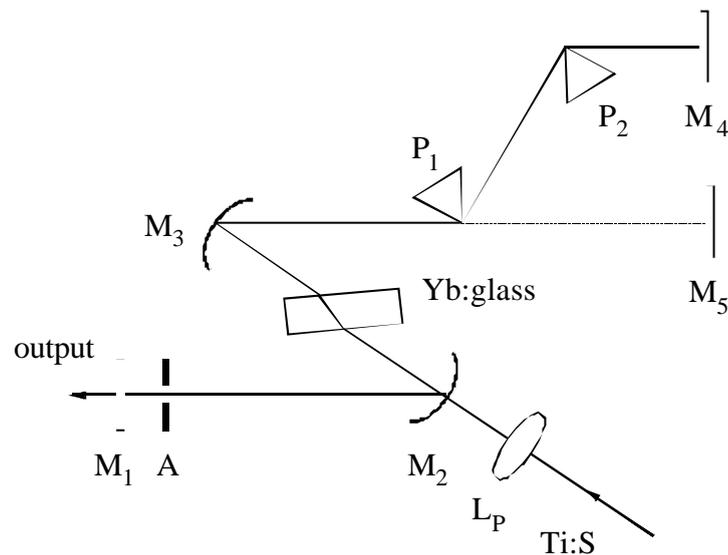


Abbildung 2.3: Emissions- und Absorptionsquerschnitte von Yb:KGW und Yb:KYW im Vergleich zu Yb:Glas und Yb:YAG

3. Femtosekunden Yb:Glas-Laser basierend auf dem Kerr-Linsen-Effekt - gepumpt mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung

3.1. Experimenteller Aufbau und Resultate

In diesen Versuchen kam als aktives Material Yb:Fluorid-Phosphatglas (OSI, Uni Jena) zum Einsatz. Die Yb:Glasprobe hatte Dimensionen von 4 mm Länge, 1 cm Breite und 1 cm Höhe. Diese wurde von nur einer Seite (für 3-Niveau-Systeme im allg. von zwei Seiten günstiger) mit einem selbstgebauten cw-Ti-Saphir-Laser gepumpt. Der Ti-Saphir-Laser lieferte eine stabile Ausgangsleistung von 3 W mit guter Strahlqualität bei einer Wellenlänge von 940 nm. Die 4 mm lange Yb:Glasprobe wurde unter Brewster-Winkel zwischen zwei Faltungsspiegeln mit einem Krümmungsradius von 10 cm in einer standardmäßigen astigmatisch-kompensierten Typ-Z Laserkonfiguration positioniert.



L_P	- 60 mm Pumplinse
M_2 - M_3	- Fokussierungsspiegel ($r = 10$ cm)
M_2 - M_5	- hoch reflektierende Spiegel
M_1	- Auskoppelspiegel (5% Transmission)
P_1 - P_2	- SF10 Prismen
A	- Apertur
Ti:S	- Ti:Saphirlaser Pumpstrahl ($P = 3$ W, $\lambda_P = 940$ nm)
Yb:glass	- Länge: 4 mm
f_{rep}	- 107 MHz

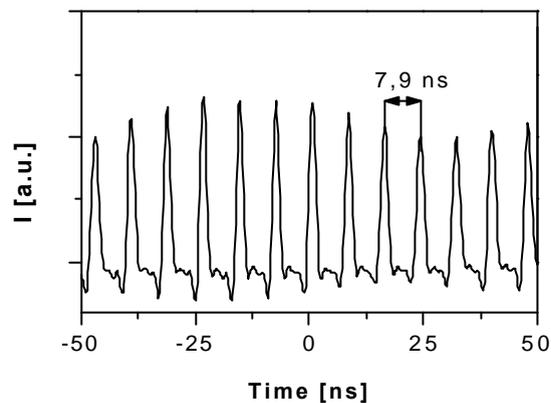
Abbildung 3.1: Aufbau des Kerr-lens modensynchronisierten Yb:Glas Lasers

Etwa 2,4 W der Pumpleistung erreichte die Probe, wovon ca. 50% im einfachen Durchgang bei der gewählten Wellenlänge absorbiert wurden. Thermische Probleme unter diesen kontinuierlichen Anregungsbedingungen traten nicht auf. Der Laser arbeitete im freilaufenden cw-Betrieb unter Verwendung des hochreflektierenden Spiegels M_5 (Abbildung 3.1) und lieferte >350 mW Ausgangsleistung nahe 1035 nm bei 1,2 W absorbierter Pumpleistung. Die zwei 60° -intracavity Prismen zur Kompensation der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion, hatten einen Abstand von 40 cm und führten zu keinem messbaren zusätzlichen Verlust. Der Resonator war nahezu symmetrisch und seine Länge korrespondierte mit einer Repetitionsrate von typischerweise 107 MHz. Aktive Modensynchronisation erhielten wir unter Verwendung eines prismatischen akusto-optischen Modulators, hergestellt für Ar-Laser (APE Modell AOM 100), in der dispersionskompensierten Konfiguration (Abb. 3.1). Obwohl stabile Impulse von etwa 100 ps Dauer erzeugt werden konnten, diente das aktive Mode-locking nicht als Startmechanismus für den passiven Prozess, basierend auf der Kerr-Nichtlinearität des Lasermediums. Der Grund ist wahrscheinlich in den Verlusten des Modulators zu suchen. Wir beobachteten zwei Bereiche stabilen cw-aktiven Mode-lockings nahe der exakten Resonanz und die Tendenz von quasi-stationären Q-switching zwischen diesen beiden Regionen. Abbildung 3.2 zeigt die Zeitverläufe dieser zwei Arbeitsregime.

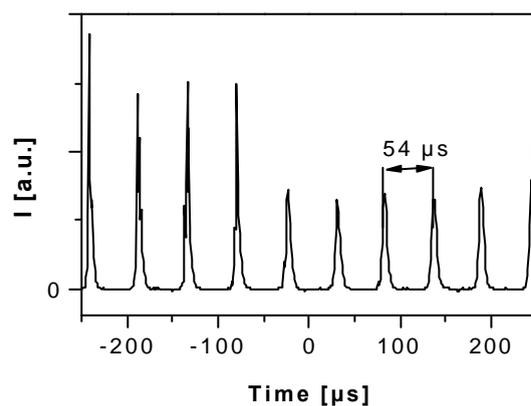
Wesentlich für die Erzielung reiner passiver Modensynchronisation (ohne Modulator) war die Minimierung aller Verluste bei maximaler Pumpleistung. Der Resonator wurde zuerst in cw-freilaufendem Betrieb optimiert und der Abstand zwischen den Faltungsspiegeln nicht mehr geändert und somit der Stabilitätsbereich nicht verlassen. Modensynchronisierter Betrieb wurde erreicht durch exakte Justage der zwei Prismen, der Yb:Glasprobe und des 3 mm breiten vertikalen Spaltes, welcher nahe des Auskoppelspiegels M_1 positioniert war. Wir starteten den Laser durch langsame Translation eines der Endspiegel und anschließender Positionierung in seiner Ausgangslage. Es stellte sich heraus, daß Standardstartmethoden von Übergangsmetall-fs-Lasern, wie Berühren eines der Resonatorspiegel oder plötzliche Translation eines der Prismen, in unserem Fall als Startmechanismus nicht funktionierte. Der Laser war nicht selbststartend, aber sein Betrieb selbsterhaltend mit keinerlei Anzeichen von passiver Güteschaltung. Die Impuls-zu-Impuls Stabilität war vergleichbar mit der hinreichend bekannter Kerr-lens modensynchronisierter Übergangsmetall-fs-Laser. Einmal gestartet konnte der Laser Pumpleistungsfuktuationen von $\pm 5\%$ widerstehen und hatte eine Langzeitstabilität über mehrere Stunden. Die Erzielung des modensynchronisierten Betriebes ging im Allgemeinen mit einer Reduzierung der Ausgangsleistung von $\sim 30\%$ einher. Dieser Abfall der mittleren Leistung konnte auf die Translation des aktiven Mediums und des Prismas P_2 und nicht auf die Anwesenheit

des Spaltes zurückgeführt werden. Die minimale Intracavity-Leistung, die in diesen Experimenten erforderlich war, betrug ~ 4 W.

Das Spektrum des modensynchronisierten Lasers hatte sein Zentrum bei 1041 nm (Abb. 3.3). Unter der Annahme eines Gauß-Impulses ermittelten wir eine Impulsdauer von 160 fs von der entsprechenden Autokorrelationskurve in Abbildung 3.3 und erhielten ein Impulsdauer-Bandbreitenprodukt von 0,46, was nur wenig vom Fourier-Limit abweicht. Unter Annahme einer sech^2 -Impulsform - zum besseren Vergleich mit [7] wird eine Impulsdauer von 148 fs von Abbildung 3.3 abgeschätzt. Anzumerken ist, daß nur eine geringe Justage des Resonators (Translation des aktiven Medium und Prisma P_1) ohne Abbruch des modensynchronisierten Betriebes möglich war. Deshalb waren keine weitergehenden Untersuchungen der Durchstimmbarkeit und der weiteren Optimierung des Lasers möglich.



a)



b)

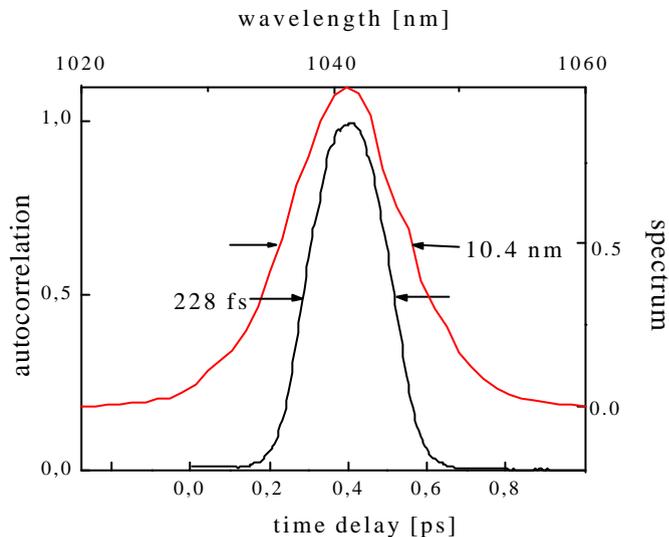
Abbildung 3.2: Zeitverläufe der Emission im aktiv-modensynchronisierten Betrieb (2 Arbeitsregimes)

a) cw-Modensynchronisation ($\tau \sim 100$ ps)

b) quasi stationärer Selbst-Güteschaltungsbetrieb ($\tau_Q \sim 7$ μ s (FWHM))

Der Effekt der harten Apertur ist deutlicher Ausdruck, daß Kerr-lensing als der passive Modensynchronisationsprozess wirkt. Die Position von Prisma P₂ nahe seines Apex, welche einen einseitigen Apertureffekt einführt, ist vergleichbar mit den Beobachtungen mit einer harten Kante in diesem Bereich, welcher das Gainprofil in fs-Nd:Glas-Lasern beeinflusst [8].

Beobachtungen die diese Betrachtungen unterstützten, ist der ~6 nm Wellenlängenshift - gemessen wenn der Laser vom freilaufenden Betrieb in den modensynchronisierten Betrieb springt - auch als sogenanntes Kerr-shift-mode-locking bezeichnet [8]. Die Unterdrückung der Relaxationsoszillations-Instabilitäten trotz der ms-Lebensdauer des oberen Laserniveaus von Yb:Glas ist zurückzuführen auf die hohe Kleinsignalverstärkung, welche mit der relativ starken Fokussierung erhalten wird.



Impulsdauer: 160 fs

$\Delta\tau\Delta\nu = 0.46$ - nahezu bandbreitenbegrenzt

Abbildung 3.3: Spektrum und Autokorrelationskurve der Yb:Glas fs-Laserpulse

4. Neue Pumpgeometrien für Ultrakurzpulslaser basierend auf thermisch gebondeten Strukturen

4.1. Thermisch gebondete Strukturen

Thermisch gebondete Strukturen als aktive Lasermaterialien finden aufgrund verbesserter thermischer Eigenschaften gegenüber ungebundenen Kristallen zunehmend Anwendungen für diodengepumpte Festkörperlaser hoher Ausgangsleistung. Die Ausbildung solcher Kompositstrukturen als Wellenleiter -planar

oder Channel - eröffnet außerdem interessante Optionen, sie als aktive Medien für diodengepumpte fs-Laser einzusetzen. Die Wellenleiterstrukturen weisen eine rechteckige Geometrie auf, welche hervorragend an die Abstrahlcharakteristik von Breitstreifendiodenlasern angepasst werden kann. Unter Verwendung spezifischer Pumpenanordnungen ermöglichen sie hohe Pumpleistungsdichten über die gesamte Länge des aktiven Mediums, woraus eine hohe Verstärkung resultiert. Deshalb sind sie besonders aussichtsreich für Laser mit einer quasi-3-Niveau-Struktur, wie sie bei Yb-Lasern vorliegt. Ein weiterer Vorteil dieser Geometrie ist, dass die Kühlung an zwei gegenüberliegenden Seiten der Kompositstrukturen sehr nahe der gepumpten Region angebracht werden kann.

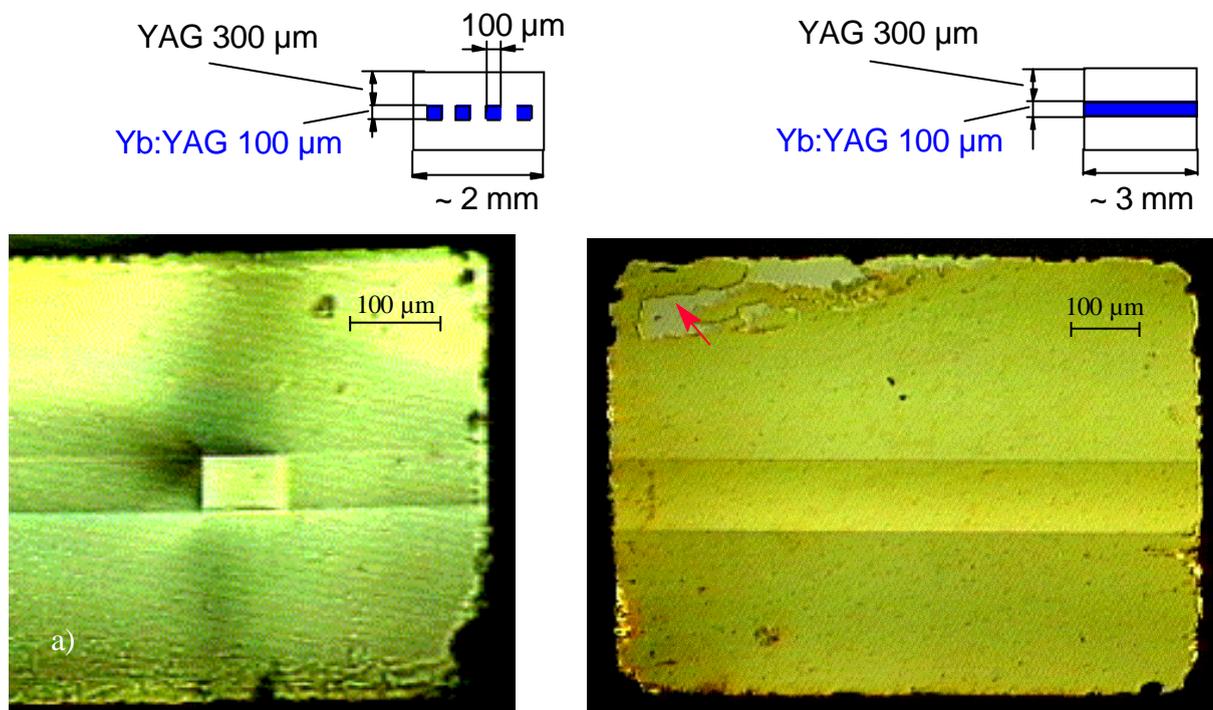


Abb. 4.1: Thermisch gebondete Yb:YAG/YAG-Strukturen - mikroskopische Aufnahme;
a) Channelstruktur, b) planare Struktur

Mit steigender Yb-Dotierung in YAG vergrößert sich die Brechzahl ($\Delta n = 0,2 \times 10^{-3}$ pro 1at% Yb^{3+}), weshalb Yb:YAG/YAG-Strukturen als Wellenleiter ausgebildet werden können. Die verwendeten Yb:YAG/YAG-Strukturen wurden aus Bulk-Material mit einer thermischen Bondtechnik hergestellt (Onyx Optics, CA). Die planare Wellenleiterstruktur besteht aus einer 5 mm langen, 4 mm tiefen und 100 µm dicken

Yb:YAG-Schicht zwischen zwei undotierten YAG-Schichten mit Dicken von 300 μm . Die zweite Geometrie besteht aus rechteckigen Yb-dotierten Kanälen (Channel) mit Abmessungen von 100 μm x 100 μm x 5 mm, welche an allen Längsseiten in eine 300 μm dicke Claddingschicht aus undotiertem YAG eingebettet sind.

Die gewählte Dotierungskonzentration betrug zwischen 5at% und 20at% Yb^{3+} im aktiven Bereich. Die allseitig polierten Kristalle besitzen jeweils 2 Brewsterflächen. Die Grenzfläche zwischen Yb:YAG und YAG weist eine hohe optische Qualität auf. Mikroskopische Aufnahmen beider verwendeter Strukturen zeigt Abbildung 4.1.

4.2. Neue Pumpkonzepte mit Breitstreifen-Diodenlasern für fs-Laser unter Verwendung von thermisch gebondeten Strukturen

Die entwickelten Pumpkonzepte für Breitstreifenlaserdioden nutzen die Rechteckgeometrie der verwendeten thermisch gebondeten Strukturen, wodurch Wellenleitung der Laserstrahlung in zwei zueinander senkrechten Ebenen unabhängig gestaltet werden kann. Das Pumpkonzept basiert auf der Wellenleitung der Pumpstrahlung in einer Ebene - der Slow-axis Ebene der Pumpdiode - während die senkrecht dazu liegende Fast-axis ohne Wellenleitung in der Kompositstruktur frei propagiert, wodurch der Überlapp von Resonator- und Pumpmode wesentlich erhöht wird und hohe Pumpintensitäten erzielbar sind. Zugeschnitten ist dieses Verfahren für aktive Medien mit Längen von 3 bis 10 mm, was typische Längen in fs-Resonatoren darstellt.

In Abb. 4.2a und 4.2b ist der Strahlenverlauf eines Breitstreifendiodenlasers in kompakten Lasermedien dargestellt. Es ist gut zu erkennen, daß nach einer scharfen Fokussierung des Pumplaserstrahls in der Slow-axis-Ebene ($M^2 \gg 1$) seine Rayleighlänge sehr kurz ist, woraus ein sehr schlechter Überlapp von Pump- und Resonatormode resultiert. Durch die Einführung des Wellenleiters wird die Pumpstrahlung der Laserdiode in dieser Ebene geführt (Abb. 4.2d, 4.2e).

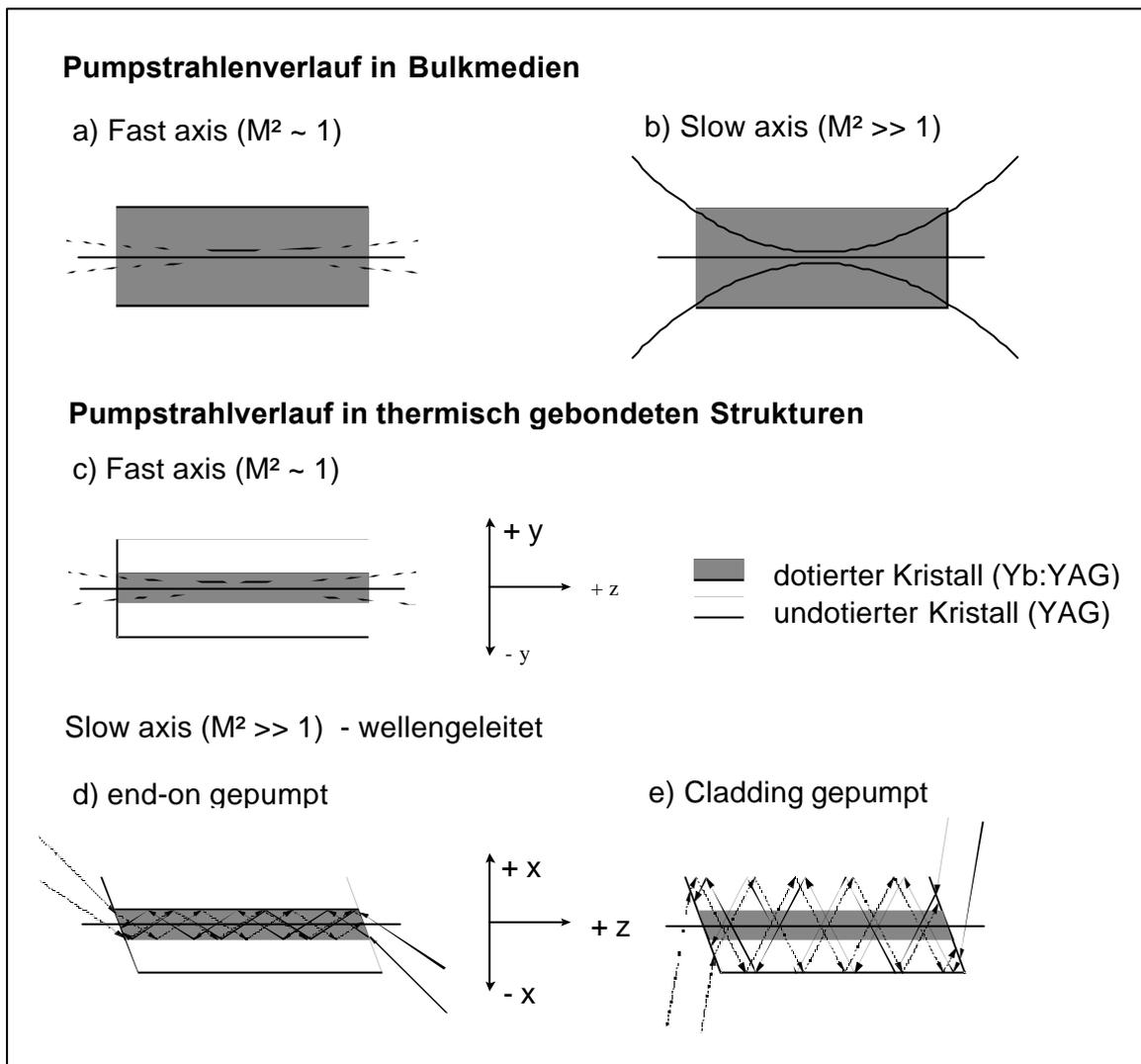


Abbildung 4.2: Gegenüberstellung der Pumpstrahlenverläufe in Bulkmedien und thermisch gebondeten Wellenleiterstrukturen für optisches Pumpen mit Breitstreifen-Laserdioden

4.3 End-on-Pumpgeometrie

Hierbei wird der Brechungsindexunterschied zwischen dem mit Laserionen dotierten, aktiven Medium und dem undotierten Wirtskristall ausgenutzt. Das Lasermedium wird in der beugungsbegrenzten Fast-axis der Laserdiode wie ein Stab ungeleitet gepumpt (Abb. 4.2c). Im Gegensatz dazu liegt der Fokus der Slow-Axis, in welcher die Laserdiode nicht-beugungsbegrenzt emittiert ($M^2 \approx 10$), auf der Endfläche des Wellenleiters, wobei seine Größe dem aktiven Bereich und der numerischen Apertur (NA) angepasst ist. In dieser Ebene wird die Eigenschaft der Wellenleitung der Struktur ausgenutzt (Abb. 4.2d). Damit ist eine relativ hohe Pumpintensität über die gesamte aktive Länge gewährleistet.

4.4 Cladding-Pumpgeometrie

Mit dem Cladding-Pumpschema für gebondete Wellenleiterstrukturen wurde ein Konzept in Anlehnung an das für Faserlaser etablierte Cladding-Pumpen für Doppelkern-Fasern mit Längen im Bereich einiger Meter entwickelt.

Das Cladding-Pumpkonzept funktioniert prinzipiell wie das end-on Pumpen rechteckiger thermisch gebondeter Strukturen. Der wesentliche Unterschied liegt darin, dass nicht in die Yb-dotierte Schicht ($NA = 0,1$), sondern in das Cladding und damit den vollen Querschnitt des Wellenleiters mit einer wesentlich vergrößerten NA eingestrahlt wird, was die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpdiode herabsetzt und gleichzeitig die einkoppelbare Pumpleistung drastisch erhöht. Dazu wird der Brechzahlunterschied zwischen Kristall ($n_1 = 1,82$) und Luft ($n_0 = 1,0$) für die Wellenleitung der Pumpstrahlung ausgenutzt. Die Strahlung wird so durch Totalreflexion im Lasermedium geleitet und bei jeder Durchquerung des dotierten Bereichs absorbiert. Dabei bleiben keine Bereiche im Laserkristall ungepumpt (Abb. 4.2e). Die theoretisch erzielbaren Ausgangsleistungen des cladding-gepumpten planaren Wellenleiters werden dadurch entsprechend hoch. Aufgrund der Reduzierung der notwendigen Elemente für die Pumpanordnung weist dieses Konzept eine hohe Kompaktheit auf.

4.5 Formung der Pumpstrahlung

Zur Strahlanpassung der Laserstrahlung der Pumpdioden an den thermisch gebondeten Wellenleiter wurden für die Anregungskonzepte des longitudinalen „End-on-Pumpen“ und des transversalen „Cladding-Pumpen“ eine Linsenauswahl getroffen. Die Strahlberechnung erfolgte durch eine Simulationssoftware zur Laserstrahlformung mit Win Lens 3.0 (Spindler & Hoyer) und BeamCad Plus (Coherent). Für erste Versuche zur Laserstrahltransformation dienten bereits zur Verfügung stehende Optiken. Die erste Anordnung zum End-on-Pumpen ist in der folgenden Skizze (Abb. 4.3a,b) veranschaulicht. Die Laserdiode LD ist so auf dem Justiertisch aufgebaut, dass sich die nicht beugungsbegrenzte Ebene (Slow-axis) in der xz-Ebene (horizontale Tischebene) befindet. Die in Ausbreitungsrichtung z emittierte Laserstrahlung wurde durch eine asphärische Linse ($f_1 = 8 \text{ mm}$) in der beugungsbegrenzten Ebene (Fast-axis, yz-Ebene) kollimiert. Der parallele Strahl konnte so mit einem Linsensystem, bestehend aus einer Plankonvexlinse ($f_4 = 80 \text{ mm}$) und dem späteren Faltungsspiegel S ($R_S = 100 \text{ mm}$) des Laserresonators, auf eine Mattscheibe fokussiert werden. Es wird hier durch das Spiegelzentrum gepumpt, um die Laserstrahlung an den Kristallenden axial in das aktive Medium

einzukoppeln. In der zweiten Richtung der Laserdiode wurde der Strahlquerschnitt, nach einer teilweisen Kollimation durch die asphärische Linse f_1 , durch ein holländisches Fernrohr aufgeweitet, um den Strahl in dieser Ebene durch die Linse f_4 besser fokussieren zu können. Das Fernrohr bestand aus einer Zylinderlinse ($f_2 = -15 \text{ mm}$) und einer zylindrischen Plankonvexlinse ($f_3 = 340 \text{ mm}$).

Die Position der Mattscheibe wurde so gewählt, daß sie sich im Brennpunkt des Laserstrahls (Fast-axis-Ebene) befand. Die Abbildung der Ebene erfolgte durch ein System, bestehend aus einem Mikroobjektiv und einem Zoomobjektiv, scharf auf eine CCD-Kamera. Durch die Verschiebung der positiven Zylinderlinse in Richtung der Laserstrahlachse war es möglich, die Fokussierung in der zweiten Ebene durchzuführen. Zur Strahlvermessung wurde ein Maßstab mit einer $50 \text{ }\mu\text{m}$ Strichteilung abgebildet. Die ermittelten Strahlabmessungen im Fokus ($2w_{0,x} \times 2w_{0,y}$) betragen mit diesen nicht-optimierten Optiken beim Einsatz einer $200 \text{ }\mu\text{m}$ Breitstreifen-Laserdiode $104 \text{ }\mu\text{m} \times 290 \text{ }\mu\text{m}$ und für eine $60 \text{ }\mu\text{m}$ Breitstreifen-Laserdiode $150 \text{ }\mu\text{m} \times 92 \text{ }\mu\text{m}$. Der Laserstrahl besitzt eine sehr kurze Rayleigh-Länge $z_0 = 1,7 \text{ mm}$. Um abzuschätzen, wieviel Leistung im Querschnitt in den Wellenleiter eingekoppelt werden kann, wurde ein Pinhole ($\varnothing = 100 \text{ }\mu\text{m}$) in die Ebene der Strahlteile positioniert und die hindurchtretende Leistung gemessen. Hinter dieser Lochblende kam es im Fall der $60 \text{ }\mu\text{m}$ Diode zu einer Leistungsabschwächung von $1,05 \text{ W}$ auf $0,84 \text{ W}$. Dies bedeutet, daß 80% der verfügbaren Leistung direkt in das Lasermedium eingekoppelt werden kann. Ein Teil der restlichen, am Wellenleiter vorbei gestrahlten, Laserstrahlung kann im Laserkristall absorbiert werden. Dies wird durch die Brechung in das aktive Medium (höherer Brechungsindex) möglich, wenn bestimmte Anteile der Laserstrahlung den Wellenleiter treffen und der Fokus des Pumpstrahls die Abmessung des Wellenleiters nicht überschreitet. Nach dem Austausch der vorhandenen Linsen durch die verbesserten Optiken wurde die erzielbare Strahlabmessung im Brennpunkt entscheidend verbessert und der Leistungsverlust im Pumpstrahlengang durch die, auf die Linsenoberflächen aufgetragenen Entspiegelungsschichten, minimiert. Als negative Zylinderlinse kam eine Optik mit einer verkürzten Brennweite ($f_2 = -12,7 \text{ mm}$) zum Einsatz. Die Brennweite der zweiten Zylinderlinse wurde auf $f_3 = 100 \text{ mm}$ verkürzt. Als Fokussierungslinse diente eine achromatische Linse mit einer Brennweite von $f_4 = 76,2 \text{ mm}$, bei welcher die Abbildungsfehler korrigiert waren. Die Abmessungen des fokussierten Pumpstrahls reduzierten sich auf $2w_{0,x} = 97 \text{ }\mu\text{m}$ in der wellengeleiteten Richtung (Slow-axis) und $2w_{0,y} = 33 \text{ }\mu\text{m}$ in der beugungsbegrenzten Richtung der Laserdiode. Der Linienfokus für diese Pumpkonfiguration ist im oberen Teil der Abbildung 4.4 dargestellt. Es zeigte sich, daß das Strahlprofil in der Fast-axis sehr gut durch das typische Profil eines Gaußstrahls beschrieben werden kann. In der Strahlrichtung mit der schlechteren Qualität sind mehrere

Intensitätsspitzen im Strahlprofil zu erkennen. Hierbei handelt es sich um angeschwungene höhere Moden innerhalb der Laserdiode.

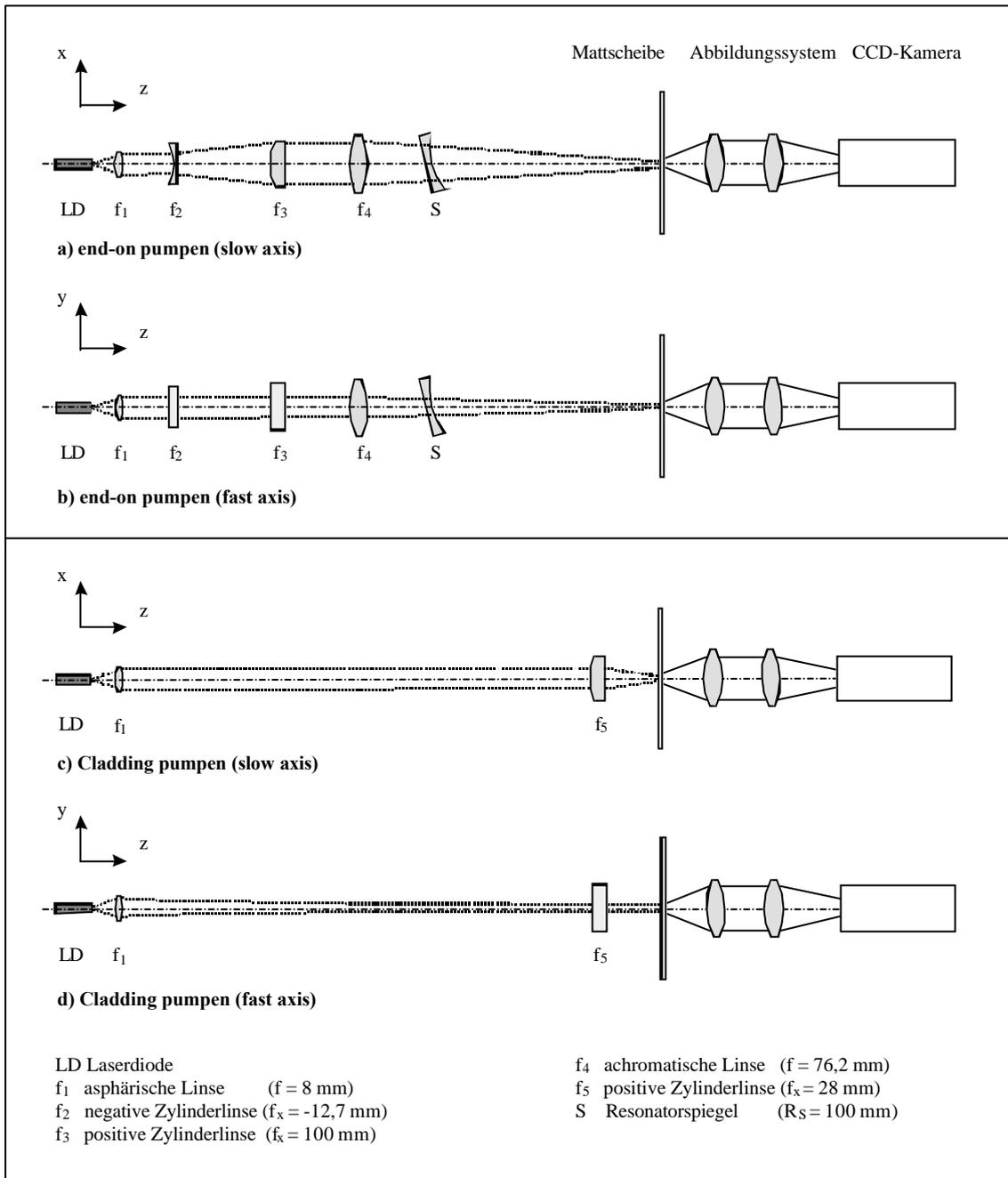


Abbildung 4.3: Strahltransformation der Pumpstrahlung für die verschiedenen Anregungskonzepte (End-on-Pumpen (a, b) und Cladding-Pumpen (c, d))

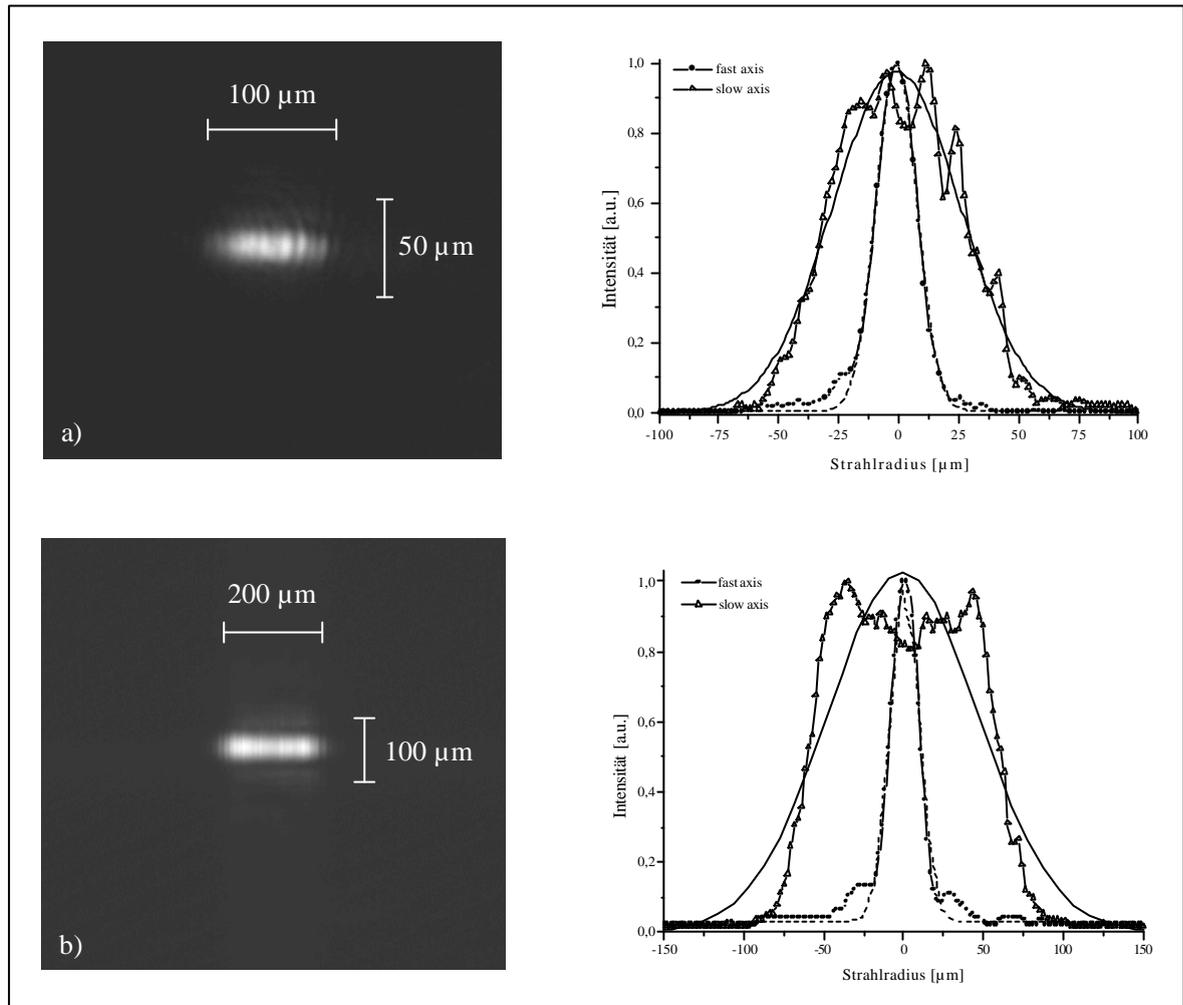


Abbildung 4.4: Aufnahme der Foki der Pumpstrahlung für die untersuchten Anregungskonzepte a) End-on-Pumpen mit einer 60 µm Breitstreifen-Laserdiode und b) Transversales Cladding-Pumpen mit einer 200 µm Breitstreifen-Laserdiode

Im zweiten Teil der Abbildung 4.4 ist der Pumpfokus für das Konzept gezeigt, in welchem die Pumpstrahlung im Cladding durch Totalreflexion geleitet wird (Prinzip Abb. 4.3c,d). Hierbei wurde die Position der Laserdiode zur asphärischen Linse $f_1 = 8$ mm so verschoben, daß sich im Abstand von 250 mm eine Strahltaile in der Fast-axis einstellte. An dieser Stelle befand sich eine Mattscheibe, die durch ein Abbildungssystem auf einer CCD-Kamera betrachtet wurde. Die für die „end-on“ Pumpkonfiguration benötigten Zylinderlinsen und die Fokussierungslinse konnten entfernt werden. Außerdem musste die Pumpstrahlung nicht den sphärischen Resonatorspiegel passieren. Die Fokussierung in der Slow-axis-Ebene erfolgte durch Zylinderlinsen der Brennweiten $f = 6$ mm, 13 mm und 28 mm. Während der Auswertung der

Pumpspots stellte sich heraus, daß die Verwendung der kürzeren Brennweiten für einen Einsatz als Fokussierungslinsen weniger geeignet sind. Dies ging aus der Betrachtung der erzielbaren Rayleigh-Längen z_0 und den Strahlabmessungen in der nicht-geleiteten Richtung hervor. Für eine 60 μm Breitstreifen-Laserdiode wurde bei einer Fokussierung durch die 6 mm-Linse eine Länge von $z_{0,x} = 0,3$ mm festgestellt, wodurch eine hohe Pumpintensität über längere Entfernungen nicht möglich war. Durch die Verwendung der 28 mm langen Zylinderlinse konnten, bei einem Diodenstrom von 2 A, Pumpstrahl-abmessungen im Fokus von $2w_{0,x} = 134$ μm und $2w_{0,y} = 42$ μm mit einer Rayleigh-Länge $z_{0,x} = 4,7$ mm erzielt werden. In diesem Fall kann der gesamte Laserkristall innerhalb der Schärfentiefe des Pumpstrahls angeregt werden. Für den Einsatz der, in der optischen Leistung stärkeren, 200 μm breiten Laserdioden wurden sehr ähnliche Ergebnisse erzielt. Wenn die kürzere Fokussierungslinse ($f = 13$ mm) in den Pumpstrahl eingebaut wird, ergeben sich Rayleigh-Längen von 0,6 mm. Der Laserstrahl kann bis auf 150 $\mu\text{m} \times 35$ μm fokussiert werden, wenn die 28 mm lange Zylinderlinse benutzt wird. Die mögliche Schärfentiefe wurde aus dem Verlauf des Pumpstrahls mit $z_{0,x} = 2,2$ mm bestimmt. Dieser Pumpstrahlquerschnitt ist im unteren Teil der letzten Abbildung gezeigt. Es wird hier deutlich, daß durch die größere Beugungsmaßzahl der Strahlung die Intensitätsverteilung in der fokussierten Slow-axis erheblich vom Gaußförmigen Strahlprofil abweicht.

5. Abschätzungen und experimentelle Ergebnisse der neuen Pumpschemata unter Verwendung von Hochleistungs-Breitstreifendioden

5.1. Abschätzung der erzielbaren Ausgangsleistung der untersuchten Pumpschemata

In Abb. 5.1 sind die zu erwartenden Ausgangsleistungen für das End-on-Pumpen und das Cladding-Pumpen berechnet. Aufgrund der $NA \sim 0,1$ des Wellenleiters ist die maximale Pumpleistung, die in die aktive Schicht (Dicke: 100 μm) end-on eingekoppelt werden kann, auf ca. 3 W begrenzt. Im Gegensatz dazu ist es beim Cladding-Pumpen möglich, mit einer NA bis nahezu 1 zu arbeiten, was die Einkopplung von bis zu einigen 10 W bei einer Breite des "Gesamt"-Wellenleiters von 700 μm erlaubt.

Als vergleichende Berechnungsgrundlage wurden zunächst die vorhandenen 200- μm Breitstreifendioden für das Cladding-Pumpen verwendet, woraus die 7 W Pumpleistung resultieren. Man erkennt, daß beim Cladding-Pumpen mit steigender Yb-Dotierungskonzentration (die theoretische Grenze der Yb^{3+} -Dotierung in YAG liegt bei nahezu 100at%) deutlich höhere Ausgangsleistungen erzielt werden können. Das resultiert im Wesentlichen aus der steigenden Pumplichtabsorption. Das Endpumpen ist für niedrigere Yb-Dotierungen

günstiger, jedoch sinkt gleichzeitig die numerische Apertur der Struktur, was wiederum die eingekoppelte Pumpleistung limitiert.

End-guided Pumpen ($P_{\text{pump}} = 3 \text{ W}$) Clad-Pumpen ($P_{\text{pump}} = 7 \text{ W}$)

Optimale Ausgangsleistung [W]

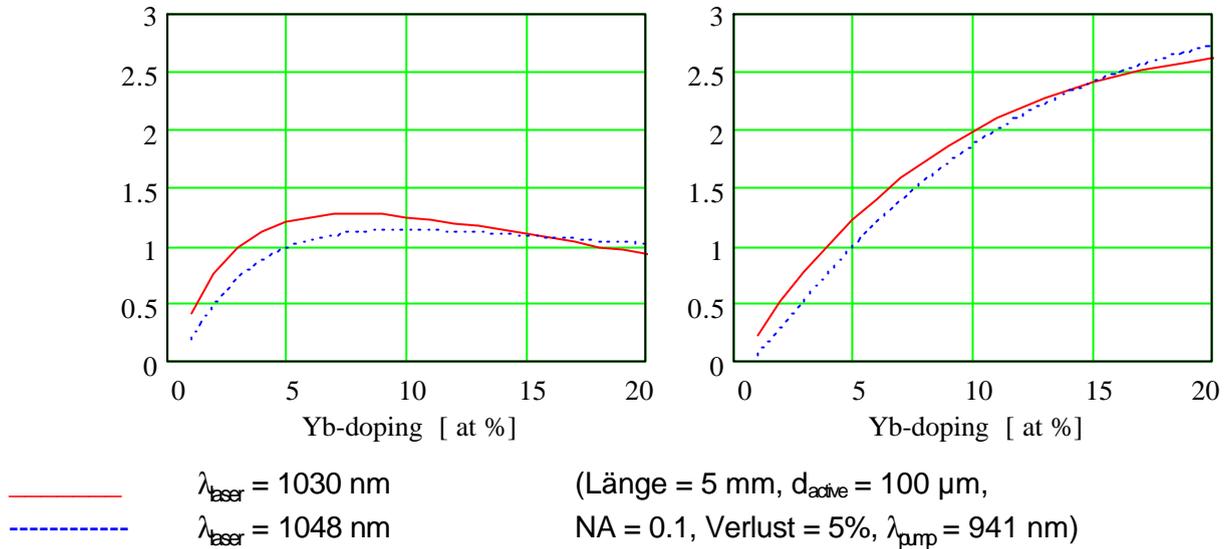


Abbildung 5.1: Berechnete erzielbare Ausgangsleistung für End-on- und Cladding-Pumpen eines planaren Yb:YAG Wellenleiters als Funktion der Yb-Dotierungskonzentration

5.2. End-on gepumpter Yb:YAG/YAG Laser - cw-Ausgangsparameter

Durch eine geeignete Auswahl der Transferoptiken kann der Pumpstrahl so geformt werden, daß beide Emissionsebenen der Breitstreifenpumpdiode nahezu unabhängig geformt werden können. Als Pumpdioden kamen 60- μm Breitstreifendioden (FBH, Berlin) mit einer Ausgangsleistung von 2 W bei einer Wellenlänge von 941 nm (Absorptionsmaximum von Yb:YAG) zum Einsatz. Zur Strahlformung ist ein System aus vier Linsen notwendig (Abb. 5.2). Die besten Ergebnisse wurden unter Verwendung eines 5 mm langen Channel-Wellenleiters (Abb. 4.1a, 15at% Yb^{3+}) erzielt.

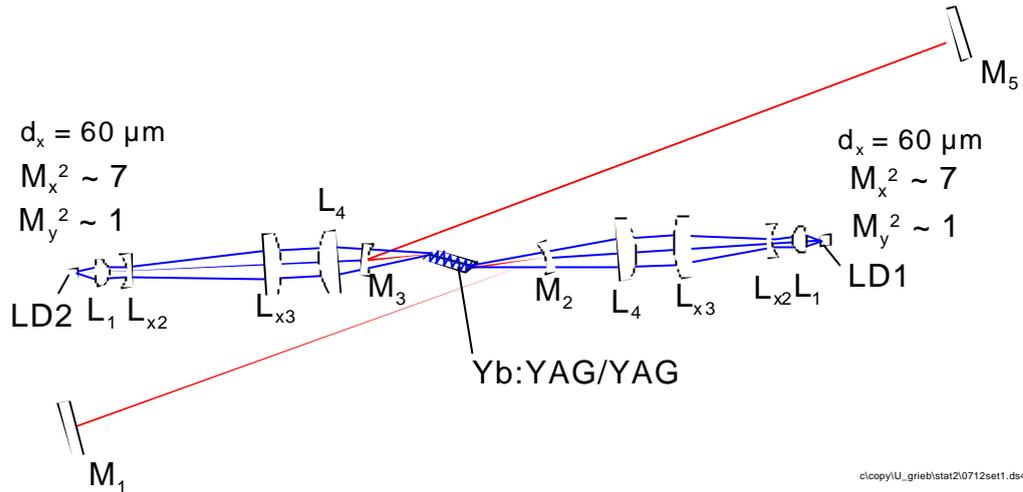


Abbildung 5.2: Schema des end-on gepumpten Yb:YAG/YAG Lasers

Die gemessenen Ausgangsleistungen bei einer Laserwellenlänge von $\lambda_L = 1,03 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit vom Auskoppelgrad sind in Abb. 5.3 dargestellt. Die maximale Ausgangsleistung betrug etwa 700 mW, womit der Wert im Rahmen dessen, was die Abschätzungen (Abb. 5.1) liefern, liegt. Damit bestätigten sich die Vorteile dieses Pumpkonzeptes, bei dem der Überlapp von Pump- und Resonatormode etwa 68% beträgt. Zum Vergleich - für ein 5 mm langes Bulk-Medium erreicht man für diesen Wert nur 25%.

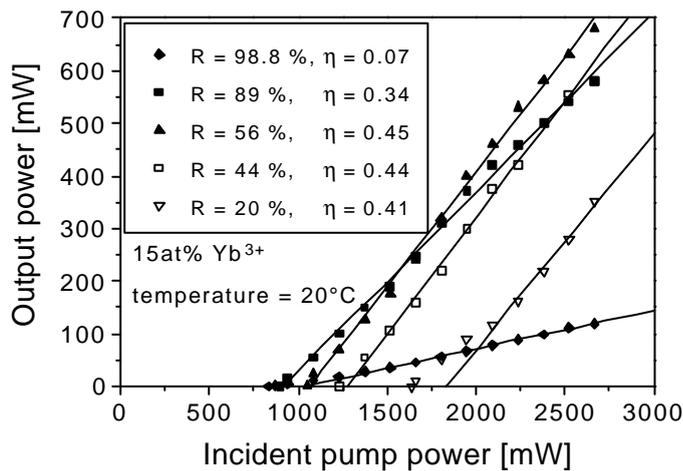


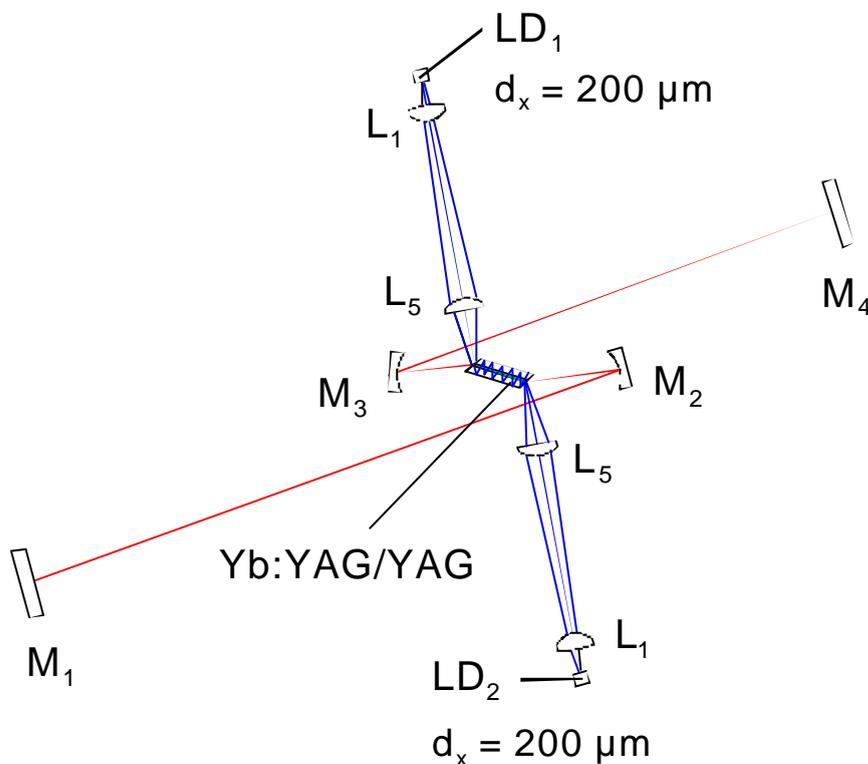
Abbildung 5.3: Cw-Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Diodenpumpleistung für einen 5 mm langen cladding-gepumpten Yb:YAG/YAG Channel-Wellenleiter ($d_{\text{Yb:YAG}} = 100 \mu\text{m}$)

Der Laserresonator wurde so gewählt, dass der Resonatormode im aktiven Bereich frei propagieren kann, womit keine Wellenleitung und nahezu keine Beugungsverluste an der Yb:YAG/YAG Grenzfläche auftritt.

Damit wird ein sehr gutes Strahlprofil gewährleistet, was sich in den Strahlqualitätsparametern in beiden Ebenen ($M_y^2 \sim 1,1$, $M_x^2 \sim 1,5$) dokumentiert.

5.3 Cladding-gepumpter Yb:YAG/YAG Laser - cw-Ausgangsparameter

Das Cladding-Pumpen zeichnet sich durch eine Reduzierung des Aufwandes in der Pumpstrahltransformation aus. Wie aus Abb. 5.4 ersichtlich, sind nur noch zwei Linsen dafür notwendig. Außerdem treten mit diesem Pumpprinzip im Vergleich zum Endpumpen keine Verluste, hervorgerufen vom Pumpen durch einen Endspiegel hindurch, auf. Die Faltungsspiegel (Abb. 5.4 M_2 , M_3) können ohne Beeinträchtigung der Pumpstrahljustage bewegt werden.



- L_i - lenses
- M_2 - M_3 - focussing mirrors ($r = 10$ cm)
- M_1 - output coupler
- Yb:YAG - length: 5 mm (sandwich)
- LD_i - laser diode: 2 x 200 μ m broad-stripe, ($M_y^2 \sim 1$, $M_x^2 \sim 22$)
 $P = 4$ W, $\lambda_p = 941$ nm

Abbildung 5.4: Schema des Cladding-gepumpten Yb:YAG/YAG Lasers

Für diese Untersuchungen kamen planare Wellenleiterstrukturen zum Einsatz, deren Herstellung einen deutlich geringeren technologischen Aufwand im Vergleich zur Channel-Struktur erfordern. Die planaren Yb:YAG/YAG Wellenleiter mit einem aktiven Querschnitt von $100\ \mu\text{m}$ wurden über beide Brewster-Flächen mit jeweils einer $200\text{-}\mu\text{m}$ Breitstreifendiode (FBH, Berlin), deren Ausgangsleistung $4,5\ \text{W}$ bei einer Wellenlänge von $941\ \text{nm}$ betrug, gepumpt. Der Fokus der Slow-axis liegt auf der Brewsterfläche des Wellenleiters mit einer Gesamtdicke von $700\ \mu\text{m}$ und wird auf der gesamten Länge der Kompositstruktur geleitet, während für die Fast-axis der Pumpdiode keine Wellenleitung auftritt.

Die so entstehende Pumplichtverteilung besitzt auf der gesamten aktiven Länge einen maximalen Durchmesser von $150\ \mu\text{m}$ (Fall Bulk-Medium: maximaler Durchmesser $600\ \mu\text{m}$). Der Resonator ist so konfiguriert, dass sich der Gaußsche Grundmode näherungsweise ohne Beugungsverluste, hervorgerufen durch die Wellenleiterstruktur, ausbreiten kann, was sich im gemessenen, nahezu beugungsbegrenzten Strahlprofil dokumentiert.

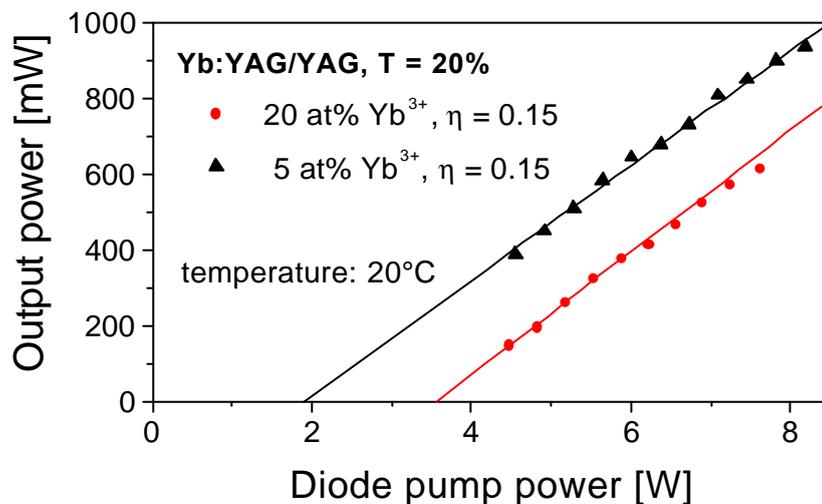


Abbildung 5.5: Cw-Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Diodenpumpleistung für zwei $5\ \text{mm}$ lange cladding-gepumpte planare Yb:YAG/YAG Wellenleiterstrukturen verschiedener Yb^{3+} -Dotierungskonzentrationen ($d_{\text{Yb:YAG}} = 100\ \mu\text{m}$)

Etwa $6\ \text{W}$ der Pumpleistung erreichte die Probe, wovon ca. 75% bei Verwendung einer $20\text{at}\%$ Yb^{3+} -dotierten Probe und 25% mit dem entsprechenden $5\text{at}\%$ Yb^{3+} -dotierten Yb:YAG absorbiert wurden. Die in Abb. 5.5 gezeigten Abhängigkeiten bestätigen zunächst im Wesentlichen die nach den Abschätzungen (Abb. 5.3) zu erwartende Ausgangsleistung für die $5\text{at}\%$ dotierte Probe. Die experimentellen Leistungsdaten

des 20at% dotierten Yb:YAG liegen jedoch nach den Berechnungen etwa um einen Faktor vier unter dem Erwartungswert. Der 20at% dotierte Yb:YAG Kristall zeigt im gepumpten Zustand eine starke Fluoreszenz im blau-grünen Bereich, welche Verunreinigungen im Material (Er, Tm) vermuten lässt. Ein weiterer Grund für die relativ schlechte Effizienz kann auch in einem kooperativen Prozess zweier angeregter Yb-Ionen liegen, die dann bei der halben Wellenlänge emittieren [9], was für höhere Dotierungen stärker ausgeprägt sein sollte.

5.4 Einfluss der Wellenleitungsstruktur auf das Strahlprofil

Zur Bestimmung des Einflusses der Wellenleitungsstruktur auf das Strahlprofil des Lasers wird der Strahlenverlauf hinter einer Linse vermessen. Dies dient dazu festzustellen, ob im Resonator höhere Moden zum Laserbetrieb beitragen und wie groß die Beugungsmaßzahl der austretenden Strahlung ist. Zur Aufnahme des Intensitätsprofils des Laserstrahls wurde im Abstand von 1,35 m zum Auskoppelspiegel eine Plankonvexlinse mit einer Brennweite von 250 mm in den Laserstrahl gestellt. Die fokussierte Strahlung wurde durch ein Abbildungssystem, bestehend aus einem Mikroskopobjektiv ($10 \times 0,3/160$) und einem Zoomobjektiv (Vario-Tevidon 2/18 - 90, Fa. Carl Zeiss Jena), auf eine CCD-Kamera abgebildet. Durch das Verschieben des Mikroskop-objektivs in der optischen Achse des Laserstrahls erfolgte die Aufnahme der Strahlprofile. Diese wurden durch eine graphische Bearbeitung (Optimas 5.2) ausgewertet, worin die Bestimmung der Strahlabmessungen erfolgte. Der Strahldurchmesser ist, wie bei den anderen Messungen, durch den Intensitätsabfall auf 13,53% der Spitzenintensität definiert. Aus dem bestimmten Strahldurchmesser an dieser Position wurde mit der Angabe der Emissionswellenlänge $\lambda = \lambda_L$, die Ausbreitung eines Gaußstrahls im freien Raum berechnet und durch einen Kurvenfit die Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt. Die Überprüfung der Berechnung erfolgte aus der Bestimmung des realen Winkels der Fernfelddivergenz und dem Vergleich mit der beugungsbegrenzten Divergenz aus dem Strahlparameterprodukt. Der Quotient aus beiden Winkeln ergab den Faktor der Abweichung zur Beugungsgrenze. Diese Messung wurde in der waagerechten (xz) und in der senkrechten (yz) Ebene durchgeführt.

Die Strahlenverläufe hinter der Linse in den zwei verschiedenen Ebenen sind in den Abbildungen 5.2a und 5.2b dargestellt. Es zeigte sich, dass die Strahlqualität des Laserstrahls in den beiden Ebenen unterschiedlich ist. Dies geht aus den verschiedenen Durchmessern der Foki und den Fernfelddivergenzen hervor. Durch die kleinere begrenzende Apertur im Resonator an der schmalen Seite der Wellenleiterstruktur (80 μm) erfolgt eine stärkere Beugung des Laserstrahls, wodurch sich nach dem Strahlparameterprodukt die Divergenz der Strahlung vergrößert. Der auf die Linse auftreffende Strahl besitzt somit in dieser Ebene einen

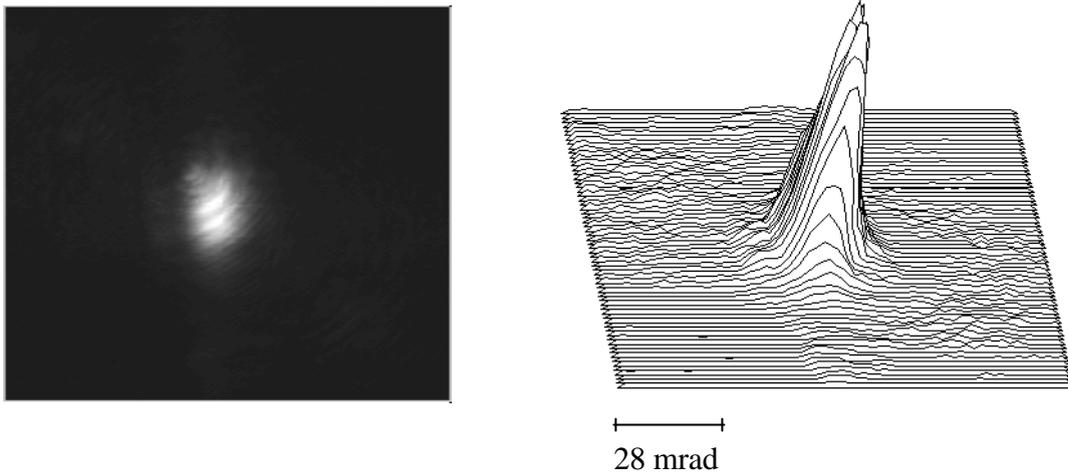


Abbildung 5.1: Intensitätsprofil des Laserstrahls im Fernfeld. Die Aufnahme erfolgte in der Brennweite einer Linse ($f = 250 \text{ mm}$).

größeren Durchmesser, wie es bei der $100 \mu\text{m}$ - Abmessung der Fall ist. Hierdurch wird durch die fokussierend wirkende Linse Astigmatismus eingeführt, welcher zum Teil in den Abbildungen zu erkennen ist. Im Bild 5.2a besitzt der Strahlenverlauf eine größere Divergenz vor dem Fokus, währenddessen im unteren Teil (5.2b) der Abbildung die Divergenz hinter der Fokussierung größer wird. Die bestimmten Fernfelddivergenzen betragen $\theta_{0,x} = 9 \text{ mrad}$ bei einem Fokusradius $w_{0,x} = 40 \mu\text{m}$ ($80 \mu\text{m}$ - Begrenzung) und $\theta_{0,y} = 5 \text{ mrad}$ bei einem Fokusradius von $w_{0,y} = 67,5 \mu\text{m}$ ($100 \mu\text{m}$ - Begrenzung). Der Fehler dieser Bestimmungsmethode betrug 15%. Basierend auf der beugungsbegrenzten Divergenz, berechnet aus dem realen Fokusradius $2 w_{0M}$, wurden die Beugungsmaßzahlen des Laserstrahls ermittelt. In der xz -Ebene betrug der Wert $M^2_x = 1,1 \pm 0,1$, und in der yz -Ebene wurde eine Maßzahl von $M^2_y = 1,5 \pm 0,2$ festgestellt. Die Bestimmung des Nahfeldes erfolgte durch die Aufnahme des Intensitätsprofils auf den Endflächen des Wellenleiters. Zur Abbildung dieser Ebene dienten die Faltungsspiegel des Resonators. Diese besaßen eine Brennweite $f = 50 \text{ mm}$. Da sich die abzubildenden Flächen durch die Fokussierung des Laserstrahls nicht in der Brennweite befanden, wurde eine Zwischenabbildung in der Brennweite eines Objektivs (Tessar 2,8/50, Fa. Carl Zeiss Jena) erzeugt. Diese Optik und der Faltungsspiegel befanden sich in der gleichen Entfernung zum ebenen Resonatorspiegel. Die gleich große Zwischenabbildung wurde durch ein verschiebbares Mikroskopobjektiv ($16\times 0,32 / 160 0,17$) auf eine CCD-Kamera abgebildet.

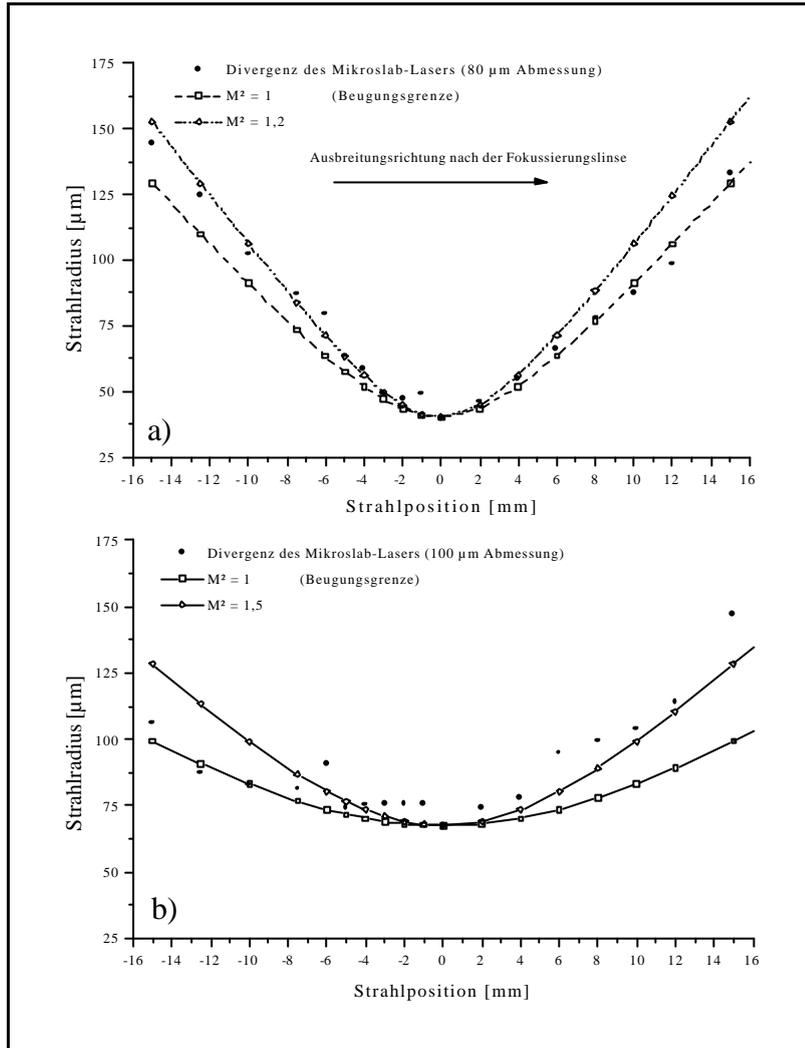


Abbildung 5.2:
 Strahlenverläufe des
 Mikroslab-Laserstrahls hinter
 der einer Linse
 ($f = 250 \text{ mm}$), die in einer
 Entfernung von $1,35 \text{ m}$ hinter
 dem Auskoppel-
 spiegel positioniert wurde.

a) in der schmalen
 Abmessung ($80 \mu\text{m}$)
 des Wellenleiters

b) in der breiten
 Abmessung ($100 \mu\text{m}$)
 des Wellenleiters

Wie aus der Abbildung 5.3 entnommen werden kann, ist im Nahfeld der Wellenleiterstruktur ein nahezu symmetrisches Laserstrahlprofil zu erkennen. Abbildungsfehler der Kristallendfläche treten hier vor allem durch die Betrachtung des Bildes unter dem Brewsterwinkel auf. Bei einem idealen Grundmode des Lasers ist in dieser Abbildungsebene ebenfalls eine Gaußförmige Intensitätsverteilung zu erkennen.

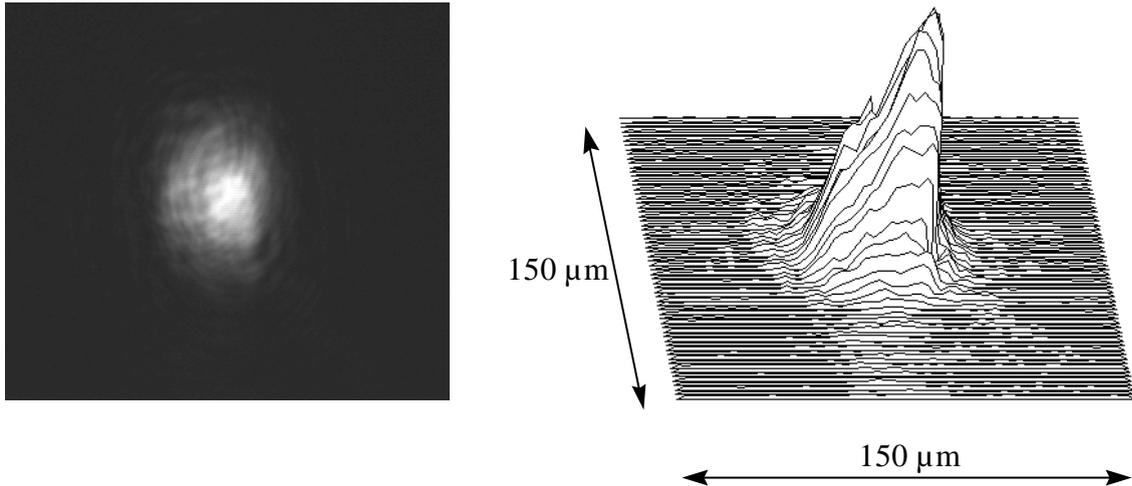


Abbildung 5.3: Intensitätsprofil des Laserstrahls im Nahfeld. Die Aufnahme erfolgte durch die Abbildung der Endfläche durch einen sphärischen Faltungsspiegel.

6. Halbleiterstrukturen zur Erzeugung ultrakurzer Impulse

Die Verwendung von Halbleiterstrukturen stellt heute ein wichtiges Element der passiven Modensynchronisation dar. Zu den entscheidenden Vorteilen dieser Art der Impulserzeugung zählt sowohl die Möglichkeit, das nichtlineare Element mit spezifischen Eigenschaften auszustatten, welche an die angestrebten Laserparameter wie Wellenlänge, Impulsdauer und Leistung angepasst werden können, als auch einen hohen Grad an nichtlinearer Modulationstiefe, die das Selbststarten des gepulsten Regimes ermöglicht.

Die Experimente mit sättigbaren Halbleiterabsorbern (SESAM) wurden mit Strukturen, die auch Untersuchungsgegenstand im BMBF-Projekt „Erforschung eines diodengepumpten multi-core M-Profil Faserlasers im Ultrakurzzeitbetrieb“ sind, durchgeführt. Dabei geht es um passive Modensynchronisation von Nd:Glas-Faserlasern, welche mit den neu entwickelten Strukturen vom PDI (Paul-Drude-Institut) für diese Medien erfolgreich realisiert wurden. Zum einen werden sogenannte Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM) eingesetzt, deren Nichtlinearität in einer intensitätsabhängigen (sättigbaren) Absorption besteht. Diese Methode stellt mittlerweile eine etablierte Art der Impulserzeugung dar.

Da die Absorptionskanten der SESAMs für Nd:Glas aufgrund der möglichen Durchstimmung über Temperaturänderungen sowohl mit den Gainkurven von Yb:Glas als auch Yb:YAG überlappen, sollten sich die SESAMs, bestehend aus Multi Quantum Well (MQW) Strukturen, für diese Medien eignen. Bei den

verwendeten SESAMs handelt es sich um sogenannte low-finesse antiresonant Fabry-Perot Absorber (low-finesse A-FPSA) [10].

6.1. Sättigbare Halbleiterabsorber (SESAM)

Das Funktionsprinzip des SESAM basiert auf einer nichtlinearen, intensitätsabhängigen Reflexionsänderung eines sättigbaren Absorbers. Diese Reflexionsänderung ergibt sich aus dem Ausbleichen der Absorption einer Multi-Quantum-Well (MQW) Halbleiterstruktur deren Absorptionsresonanz exakt an die Laserwellenlänge angepasst ist. Durch Variation der Wachstumsbedingungen kann die Lage der Absorptionsresonanz geändert und an eine Vielzahl von Laserwellenlängen angepasst werden, wobei die Problemstellung aufgrund mehrerer eingehender Parameter sehr komplex ist. Die Abstimmung dieser Absorptionsresonanz geschieht im Wesentlichen über die Dicken der einzelnen Schichten, sowie durch die Materialzusammensetzung. Die Lage der exzitonische Resonanz ist neben den schon erwähnten Faktoren auch von den Verspannungen innerhalb des Halbleiters abhängig, die bei Erniedrigung der Wachstumstemperatur stärker ausgeprägt sind. Dies führt gleichzeitig zur Verkleinerung der Rekombinationszeit der Ladungsträger, was andererseits eine Abschwächung der exzitonischen Resonanz und somit der Modulationstiefe zur Folge hat. Dies verschlechtert wiederum die Eigenschaften des SESAM als sättigbaren Absorber im Resonator. Die MQW-Struktur ist auf einem Bragg-Reflektor, bestehend aus alternierenden $\lambda/4$ -Schichten (GaAs/AlAs) aufgewachsen, welcher als Resonatorspiegel fungiert.

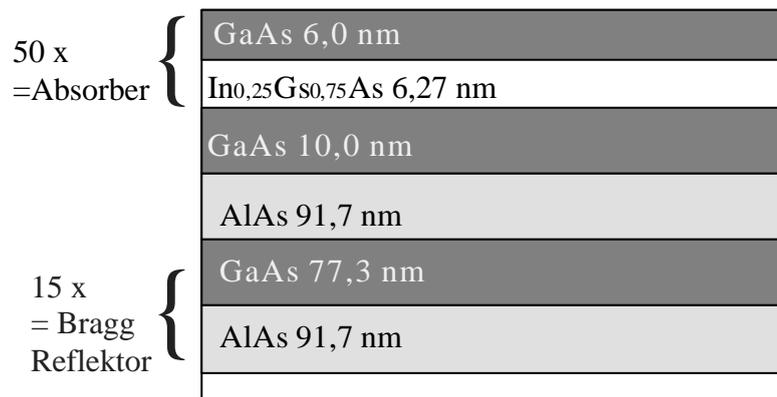


Abbildung 6.1: Aufbau des verwendeten SESAM (semiconductor saturable absorber mirror), bestehend aus MQW-Struktur und Bragg-Reflektor.

Die verwendete MQW-Halbleiterstruktur mit Bragg-Reflektor ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Das Gesamtsystem kann nun durch eine effektive Reflektivität beschrieben werden. Da diese Reflektivität in Folge des Ausbleichvorgangs intensitätsabhängig ist, sind die Verluste im Intensitätsmaximum relativ zu denen der Flanken kleiner. Diese Änderung der Reflektivität kann mit der Modulationstiefe des Absorbers beschrieben werden. Sie ist entscheidend für die Generation der Frequenzseitenbänder im Spektrum und übt somit maßgeblichen Einfluss auf die Kürze der Impulse aus. Ein weiteres wesentliches Kriterium einer solchen Absorberstruktur ist die schnelle Rekombinationszeit der angeregten Zustände, um eine effektive Reduktion der Rückflanke des Impulses zu erreichen. Diese beiden Parameter bestimmen maßgeblich die Kürze der generierten Impulse.

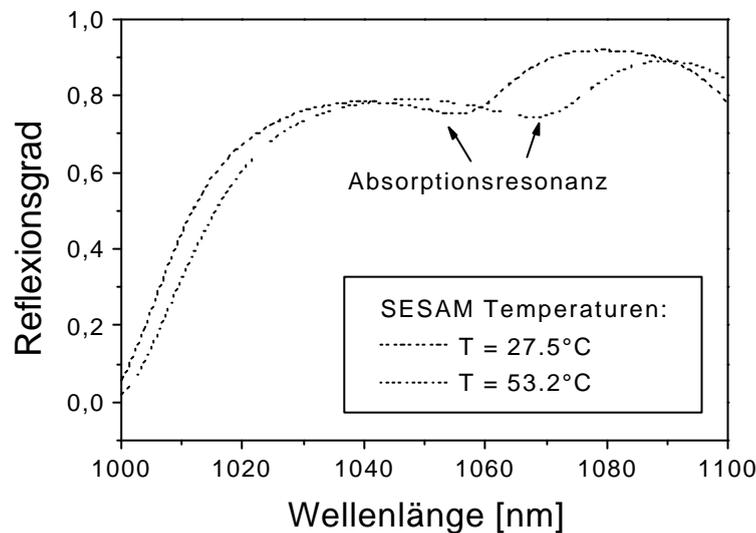


Abbildung 6.2: Reflexionscharakteristik des SESAM für zwei verschiedene Temperaturen mit gut erkennbarer exzitonischer Resonanz.

Wie schon erwähnt, ist der spektrale Einsatzbereich eines SESAM beschränkt. Man kann jedoch durch Änderung der SESAM-Temperatur seine exzitonische Resonanz in gewissen Grenzen spektral verschieben. In Abbildung 6.2 ist die gemessene Reflexionscharakteristik eines SESAMs bei zwei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Deutlich ist die exzitonische Resonanz zu erkennen. Die beiden Minima bei 980 nm und 1100 nm sind auf die Fabry-Perot-Struktur des Absorbers zurückzuführen, weshalb diese Strukturen auch antiresonant Fabry-Perot saturable absorber (A-FPSA) genannt werden. Die Gesamtdicke des MQW betrug $0,61 \mu\text{m}$, so dass die durch die FP-Resonanzen vorgegebene spektrale Breite wesentlich größer ist, als die der untersuchten Yb- und Nd-dotierten Lasermaterialien. Somit sind keine, die Laserbandbreite reduzierenden Effekte durch die FP-Struktur, zu erwarten.

Wie bereits erläutert, muss die spektrale Lage der exzitonischen Resonanz der Laserwellenlänge entsprechen. Um die Frage zu klären, in welchem Bereich die Absorptionsresonanz eines SESAM spektral verschoben werden kann, wurde deren Temperaturabhängigkeit untersucht. In Abb. 6.3 ist die spektrale Lage der exzitonischen Resonanz des verwendeten SESAMs in Abhängigkeit von der Proben temperatur dargestellt. Hierbei zeigt sich ein linearer Verlauf mit einer Steigung von ca. $0.5 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, woraus ein realistischer Arbeitsbereich von ca. 20 nm resultiert. Die jeweiligen Emissionsbereiche der von uns untersuchten Lasermedien sind grafisch in Abb. 6.3 hervorgehoben. Daraus ist ersichtlich, daß der SESAM auch für die langwellige Emissionslinie des Yb:YAG geeignet sein sollte. Yb:Glas ist nicht eingezeichnet, da dessen Bandbreite den gesamten, vom SESAM modulierbaren, spektralen Bereich überstreicht.

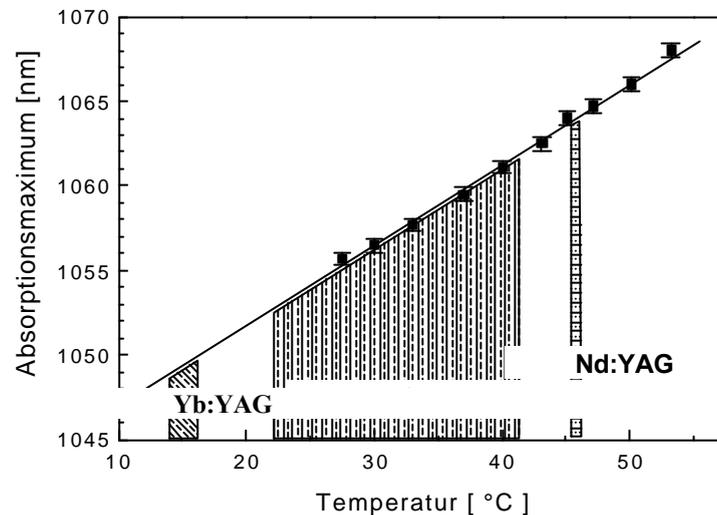


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der exzitonischen Resonanz von der Temperatur des SESAM und Arbeitsbereiche der verwendeten aktiven Medien.

6.2. End-on gepumpter modensynchronisierter Nd:YAG Laser mit SESAM

Um die Leistungsfähigkeit des Kurzpuls Multipath-Konzepts beurteilen zu können, wurden vergleichende Messungen mit einer fasergekoppelten „einfach“ end-on gepumpten Anordnung durchgeführt. Um eine annähernde Vergleichbarkeit zu gewährleisten, haben wir in beiden Fällen Nd:YAG als aktives Medium verwendet und etwa die gleiche Pumpleistung eingestrahlt.

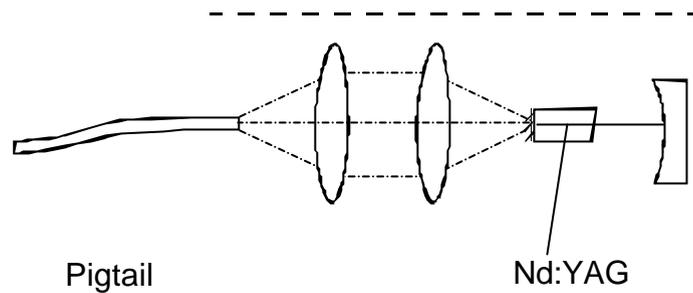


Abbildung 6.4: End-on gepumpter Nd:YAG-Laser (SLS GmbH) mit einer maximalen cw-Ausgangsleistung von 6 W

Bei dem verwendeten end-on gepumpten Nd:YAG Gainmodul handelt es sich um ein Lasersystem von Smart Laser Systems (SLS). Dieses liefert bei einer Pumpleistung von 20 W eine maximale cw-Ausgangsleistung von 6 W bei 1064 nm. Der Laser ist luftgekühlt und zeichnet sich durch Kompaktheit aus. Im Vergleich zum Multipath-Konzept verliert man aufgrund der Einkopplung der Pumpstrahlung in das Faserpigtail ca. 30% der Pumpleistung (Verlust Pumpoptik Multipath: ca. 10%).

Dieses fasergekoppelte Nd:YAG Gainmodul wurde verwendet, um einerseits die Eignung der SESAMs - hergestellt vom Paul-Drude-Instituts - für Bulk-Laser zu testen und den direkten Vergleich zum Multipath-Konzept zu ziehen.

Der Aufbau, dargestellt in Abbildung 6.4, zeigt das fasergekoppelte Gainmodul mit einem 4 mm langen Nd:YAG Kristall. Die Dotierung beträgt 1 at.% Nd. Zur Vermeidung von Subresonatoren ist das freie, AR-beschichtete Ende mit einem leichten Keil versehen. Der verwendete Resonator entspricht einer typischen Z-Kavität (Abb. 6.5). Auf eine Dispersionskompensation wurde zunächst verzichtet. Die für diese Anordnung charakteristischen zwei ausgekoppelten Strahlen konnten zur Bestimmung der eingebrachten Verluste durch den SESAM benutzt werden.

In Abbildung 6.6 ist das zeitliche Verhalten des Lasers mit SESAM im μs -Bereich dargestellt, was die Eignung der SESAMs vom Paul-Drude-Institut zur cw-Modenkopplung für kompakte Bulk-Laser nachweist. Es zeigt sich eine hohe Amplitudenstabilität über lange Zeiträume. Die sichtbare Amplitudenmodulation ist auf das verwendete digitale 250 MHz Oszilloskop zurückzuführen.

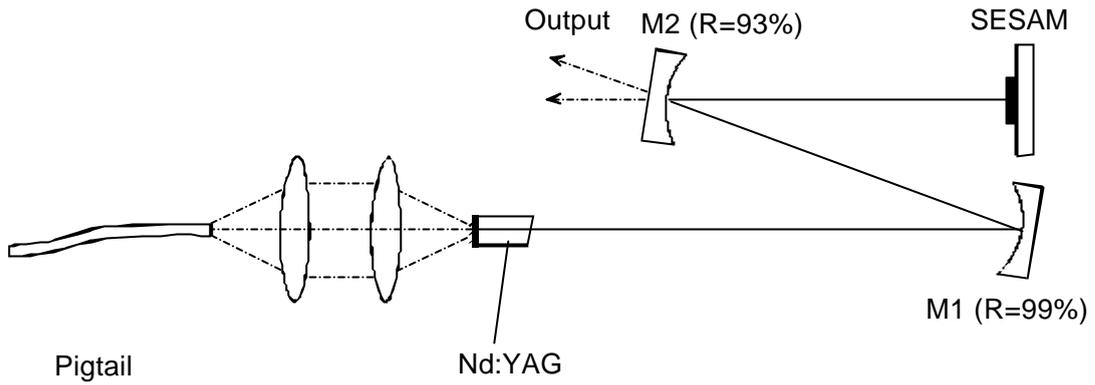


Abbildung 6.5: Schema des „einfach“ end-on gepumpten cw-modengekoppelten Nd:YAG Lasers unter Verwendung eines SESAM (PDI),
 Faltungsspiegel: $r_1 = 500 \text{ mm}$, $r_2 = 250 \text{ mm}$.

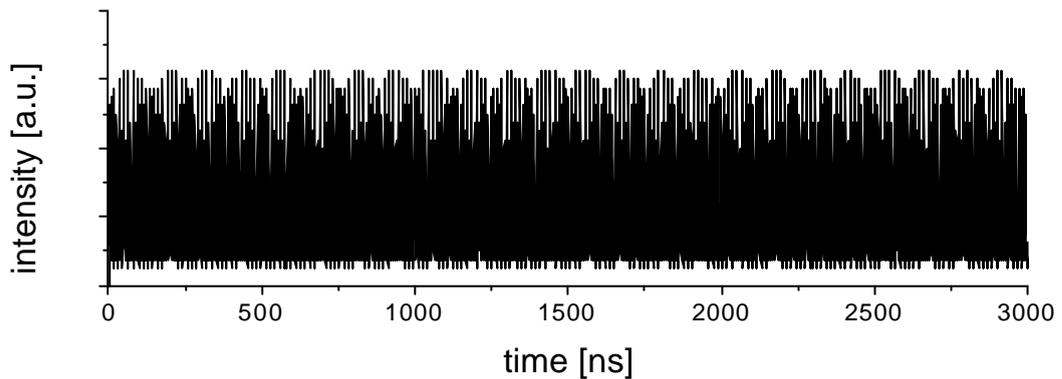


Abbildung 6.6: Langzeitverhalten des modensynchronisierten Nd:YAG-Lasers mit SESAM (PDI)

In Abbildung 6.7 sind die Messung der Autokorrelation und das Emissionsspektrum dargestellt. Die relative Schmalbandigkeit dokumentiert sich erwartungsgemäß im Spektrum des Nd:YAG.

Die Korrelation kann am besten mit einer sech^2 -Funktion angepasst werden. Aus der gemessenen spektralen Breite und der Impulsdauer ergibt sich ein Impuls-Bandbreitenprodukt von 1,44. Die maximale Ausgangsleistung in dieser Laserkonfiguration beträgt bei einer Folgefrequenz von 142 MHz und einer Pumpleistung von 13,6 W für beide Ausgänge zusammen ca. 700 mW. Die damit erreichte Effizienz liegt bei 6,25%. Aus dem Vergleich der Ausgangsleistungen an beiden Ausgängen (vor und nach passieren des

SESAMs) konnte der Umlaufverlust, hervorgerufen durch die Halbleiterstruktur zu 45% bestimmt werden, woraus letztlich die relativ geringe Gesamteffizienz resultiert. Belegt werden diese hohen linearen Verluste auch durch Einsetzen eines HR-Spiegels anstelle des SESAM. Dabei erhält man für die Pumpleistung von 13,6 W eine cw-Ausgangsleistung von 2,5 W.

Die maximale Impulsenergie berechnet sich bei einer Umlaufzeit von 7,6 ns zu 2,7 nJ. Bei höheren Pumpleistungen bricht der modensynchronisierte Betrieb des Lasers zusammen. Die in diesem Leistungsbereich erreichten Impulsdauern von ca. 8 ps sind durchaus bemerkenswert. Mittels einer externen Nachkomprimierung des Impulses sollte sich diese Zeit noch weiter verringern lassen.

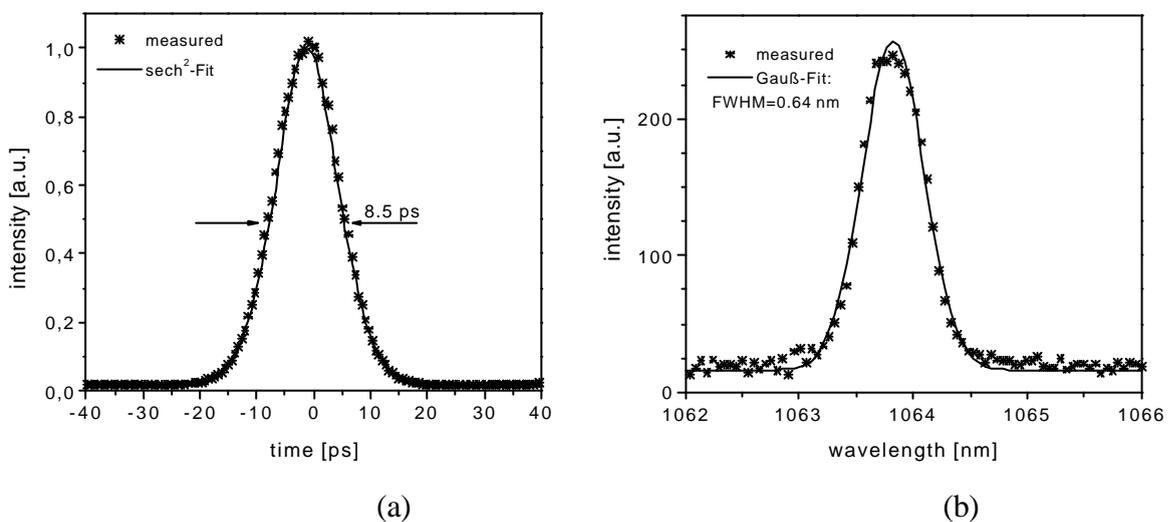


Abbildung 6.7: Autokorrelation (a) und Emissionsspektrum (b) des cw-moden-gekoppelten Nd:YAG Lasers unter Verwendung eines SESAM (b)

6.3 Barrengepumpte Kurzpuls Multipath-Systeme

Der Multipath-Laser wurde in seiner Ausführung dahingehend verbessert, dass das System jetzt nicht mehr mit einer Wasser- sondern einer Luftkühlung arbeitet, wobei diese Umstellung keine Leistungseinbußen mit sich brachte. Bei einer Pumpleistung von 30 W lieferte der cw-Multipath-Laser eine Ausgangsleistung von 10 W. Für das kompakte Kurzpuls-Lasersystem auf der Basis des Multipath-Prinzips kommen sättigbare Halbleiterabsorber zum Einsatz. Im Ergebnis der bisherigen Untersuchungen erfolgte die Fortsetzung der Arbeiten am Kurzpuls Multipath-Laser mit einer geänderten Geometrie des aktiven Mediums. Die dem gekrümmten Resonatorspiegel zugewandte Endfläche des aktiven Mediums wurde mit einem Keil von 4°

versehen, um die Ausbildung von Unterresonatoren im Multipath-Laser zu vermeiden (siehe 2. Zwischenbericht → zeitliche Emission).

6.4. Multipath-Resonator der Ordnung 6 mit externem Strahl für einen SESAM

Abbildung 6.8 zeigt ein Schema des verwendeten Kurzpuls-Multipath-Systems mit einem 4 mm langen Nd:YAG Kristall, dessen freie, gekeilte Seite entspiegelt ist. Um die Kompaktheit des Multipath-Lasers auch im Kurzpulsbetrieb, d.h. mit integriertem SESAM zu gewährleisten, wurde ein speziell strukturierter Spiegel verwendet. Der gekrümmte Resonatorspiegel weist zusätzlich einen für die Laserwellenlänge AR-beschichteten Teilbereich auf, um dahinter den SESAM zu platzieren. Außerdem ist die Rückseite des Resonatorspiegels so gekrümmt, dass hinter dem Spiegel nahezu ein Parallelstrahl entsteht. Dieser wird mittels eines Faltungspiegels ($r = 100 \text{ mm}$) auf den SESAM fokussiert. Im Aufbau kam der gleiche SESAM zum Einsatz wie in der „einfach“ endgepumpten Anordnung. Ein Vorteil dieser Anordnung gegenüber dem „einfach“ endgepumpten System ist der gewünschte Zustand des singulären Auskoppelstrahls.

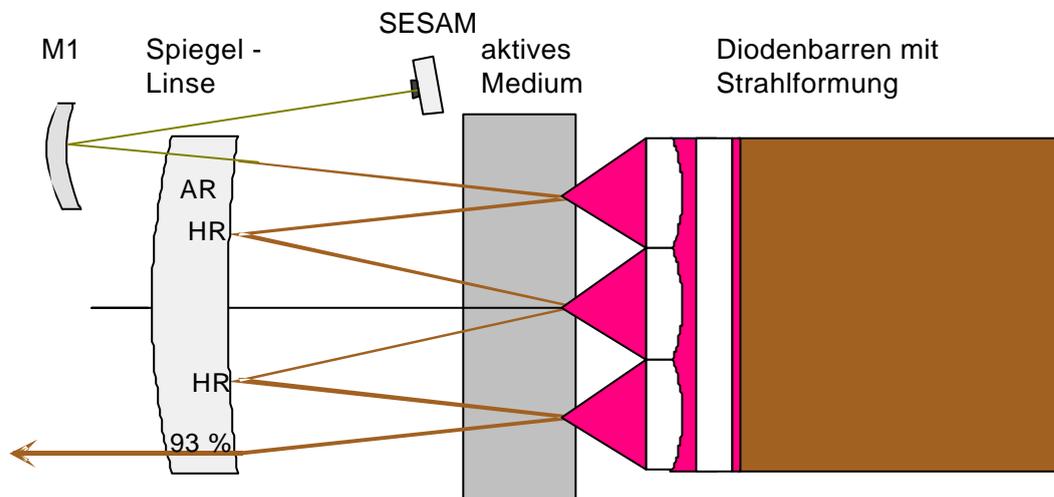


Abbildung 6.8: Aufbau des Multipath-Lasers mit sättigbarem Halbleiterabsorber

In dieser Konfiguration gelang es, den Multipath-Laser cw-modensynchronisiert und selbststartend zu betreiben. In Abbildung 6.9 ist die Messung der Autokorrelation gezeigt. Das Spektrum wies keinen signifikanten Unterschied im Vergleich zum „einfach“ endgepumpten System auf.

Die Autokorrelation ließ sich ebenfalls mit einer sech^2 -Funktion fitten, wobei die schlechtere Übereinstimmung im Vergleich zu Abb. 6.7 deutlich wird. Für verschiedene Leistungen wurden Korrelationsmessungen der Impulse durchgeführt. Dabei zeigte sich sowohl in der Impulsform als auch in der Impulslänge keine Veränderung. Die gemessene Impulsdauer ist mit 12 ps länger, als im Doublepass-Resonator. Diese Resultate sind im Wesentlichen auf den 6x längeren Kristallweg und der damit verbundenen größeren GVD im Multipath zurückzuführen. Das Impuls-Bandbreitenprodukt ergibt sich zu 2,4. Für die Mode-locking Schwelle wurde in unserem Fall eine Pumpleistung von 9 W gemessen. Diese Schwelle gilt allerdings nur für den Übergang vom cw-Modus (kleine Pumpleistung) in den modensynchronisierten Zustand. Für den umgekehrten Fall (vom modensynchronisierten in den cw-Zustand) ermittelt man eine geringere Pumpleistung. Diese Hysterese wurde bei beiden Anordnungen beobachtet. Die maximale Ausgangsleistung in dieser Laserkonfiguration beträgt bei einer Folgefrequenz von 310 MHz und 14 W Pumpleistung 400 mW. Die hohen linearen Verluste des SESAM dokumentiert auch hier der Ersatz des SESAM durch einen HR-Spiegel mit einer cw-Ausgangsleistung von 2 W. Die maximale Impulsenergie liegt bei 1,4 nJ. Auch im Multipath-Laser ist dies die höchste erreichte Impulsenergie - für höhere Pumpleistungen bricht der modensynchronisierte Betrieb des Lasers zusammen.

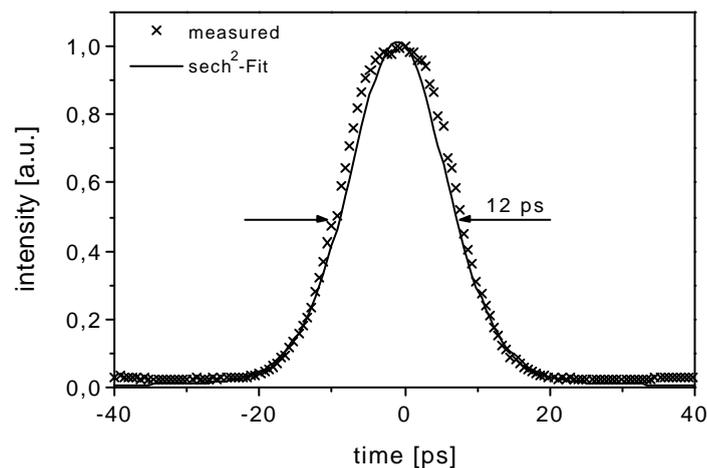


Abbildung 6.9: Autokorrelation des cw-modengekoppelten Nd:YAG Multipath-Lasers unter Verwendung eines SESAM (PDI)

6.5. Barrengepumpter Kurzpuls Multipath-Verstärker

Wie die Untersuchungen gezeigt haben, sind die Leistungsparameter eines Kurzpuls Multipath-Oszillators mit dem eines "einfach" endgepumpten Pikosekunden-Oszillators vergleichbar. Die Vorteile des Multipath-Konzepts wie der sehr kompakte Aufbau, Vielfachdurchgang des aktiven Mediums und die im Vergleich zu fasergekoppelten Systemen sehr gute Ausnutzung der Strahlung der Laserdioden, was zu entscheidenden Reduzierung im Kühlaufwand führt, kommen ausgeprägter als Verstärker für Kurzpuls-Oszillatoren zum tragen. Das Schema eines solchen Verstärkers zeigt Abbildung 6.10. Der strukturierte Spiegel weist für diesen Aufbau zwei AR-beschichtete Bereiche zur Ein- und Auskopplung der Laserstrahlung auf.

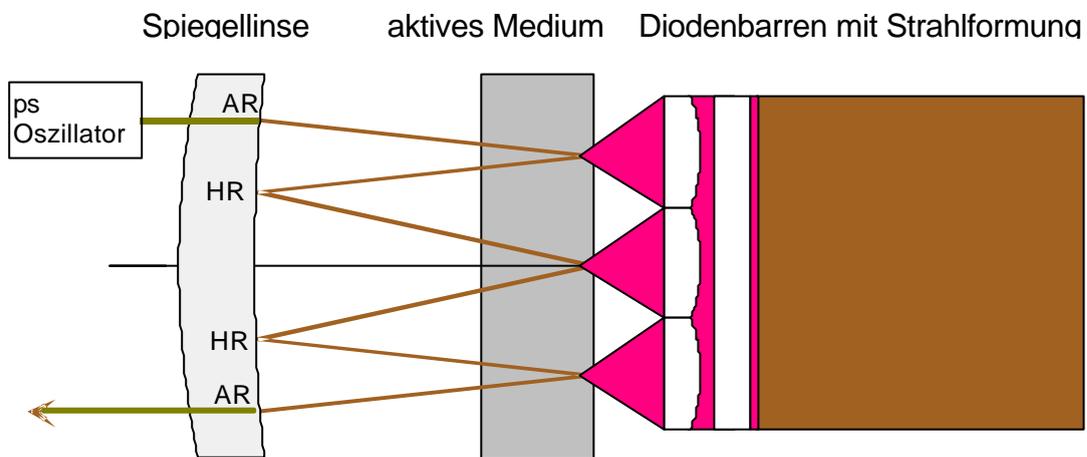


Abbildung 6.10: Scheme des Pikosekunden Multipath-Verstärkers

Nachdem die Tests zur cw-Verstärkung sehr erfolgreich verliefen (2. Zwischenbericht) wurden die Verstärkung von ps-Impulsen mit einem Nd:YVO₄-System durchgeführt. Der modensynchronisierte Nd:YVO₄-Oszillator lieferte 10 ps Impulse mit einer mittleren Leistung von 2 W bei einer Folgefrequenz von 100 MHz. Durch Verstärkung dieser Impulse mit einem Nd:YVO₄-Multipath-Verstärker der Ordnung 6 konnte die mittlere Leistung unter Beibehaltung der Impulsdauer im einfachen Durchgang auf 6 W erhöht werden. Die Leistungscharakteristik des ps-Multipath-Verstärkers mit Nd:YVO₄ als aktivem Medium sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Dieses Konzept lässt sich natürlich auch auf andere ps-Oszillatoren übertragen. Eine sehr attraktive Variante, die sich durch außerordentliche Kompaktheit auszeichnet, stellt ein ps- Dioden-

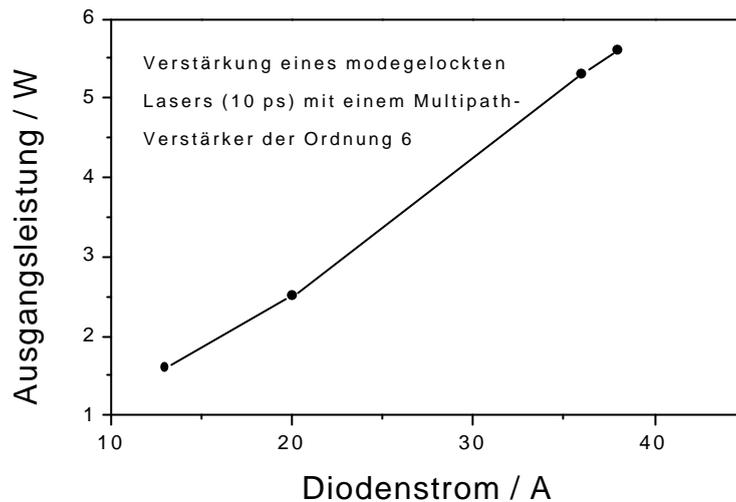


Abbildung 6.11: Ps-Multipath-Verstärker mit Nd:YVO₄ als aktives Medium

Oszillator, kombiniert mit dem Multipath-Verstärker dar. Mit der Verfügbarkeit von ps-Diodenoszillatoren im Wellenlängenbereich um 1060 nm konnte die Realisierung eines solchen Systems vorangetrieben werden. Die verwendeten Dioden sind Entwicklungen des Ferdinand-Braun-Instituts (Berlin). Es handelt sich dabei um DBR-Laser (Distributed Bragg-Reflektor), welche mit einer spektralen Breite von ≤ 1 nm bei einer Wellenlänge von 1060 nm nahezu im Grundmode emittieren. Die Impulsdauer beträgt ca. 50 ps bei einer maximalen mittleren Leistung von 50 mW. Folgefrequenzen bis in den GHz-Bereich sind möglich, wobei die Modulation über Stromimpulse erfolgt. Die bei den Experimenten eingesetzte Diode lieferte eine Ausgangsleistung von ca. 30 mW. Mit dem verwendeten Nd:YAG-Multipath-Verstärker der Ordnung 6 konnten Verstärkungsfaktoren bis zu 60 realisiert werden, was in einer maximalen mittleren Ausgangsleistung von 2 W resultiert.

Das Potential des Multipath-Verstärkers ist mit diesen Leistungsparametern noch nicht völlig ausgeschöpft. Ein wesentlicher Grund dafür ist in der nicht optimalen Modenanpassung von Oszillator und Verstärker zu suchen.

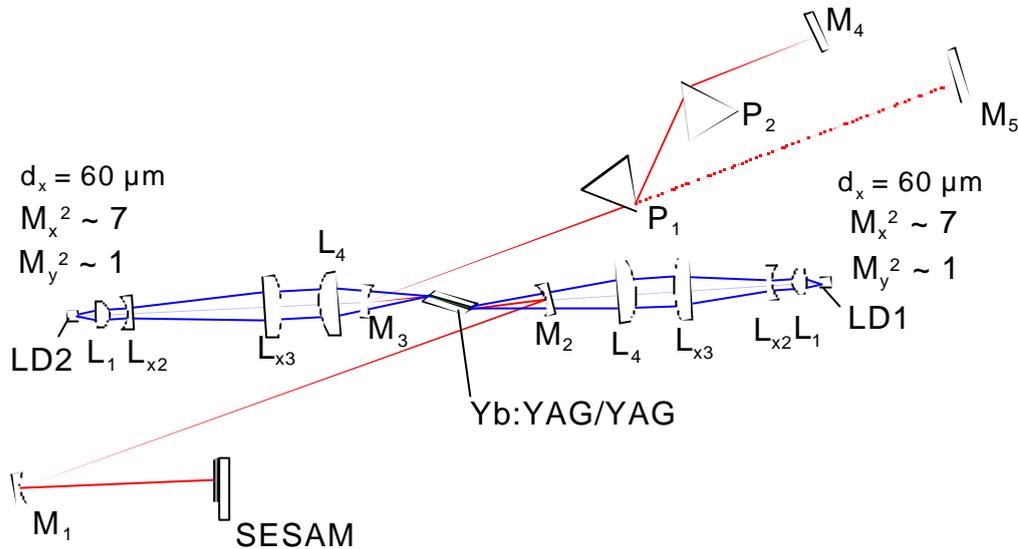
7. Modensynchronisierte Yb:YAG/YAG Laser unter Verwendung von SESAM

7.1. End-on gepumpter modensynchronisierter Yb:YAG/YAG Laser unter

Verwendung sättigbarer Absorber (Channel-Geometrie)

Den Aufbau des Resonators und die beidseitige end-on Pumpanordnung zeigt Abb. 7.1. Die 5 mm lange Yb:YAG/YAG Channel-Struktur mit Brewsterendflächen wurde zwischen zwei Faltungsspiegeln in einer

standardmäßigen astigmatisch-kompensierten Typ-Z Laserkonfiguration positioniert. Die zwei Brewster-intracavity Prismen zur Kompensation der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion, hatten einen Abstand von 40 cm und führten zu keinem messbaren zusätzlichen Verlust. Der Resonator war leicht asymmetrisch und seine Länge korrespondierte mit einer Repetitionsrate von typischerweise 100 MHz. Der Krümmungsradius des Spiegels M_1 wurde variiert, um die Energiedichte auf dem SESAM zu ändern.



M_1 - M_3	- Faltungsspiegel ($r = 100$ mm)	M_5	- Auskoppelspiegel - cw-Betrieb
M_4	- Auskoppelspiegel	P_1 - P_2	- SF10 Prismen
Yb:YAG	- Länge: 5 mm, 15at% Yb ³⁺	L_1	- Linsen für Pumpstrahlengang
LD1, LD2	- 60- μ m Breitstreifen-Diodenlaser ($P = 1,8$ W, $\lambda_p = 940$ nm)		

Abbildung 7.1: Schema des cw-modensynchronisierten end-on gepumpten Yb:YAG/YAG Lasers mit einem sättigbaren Halbleiterabsorber (SESAM)

Der Laser zeigte eine starke Tendenz zu Self-Q-switching, wobei sich unter der Güteschaltung einhüllenden ein modensynchronisierter Impulszug befindet. Mit Änderung der Parameter des SESAM konnten diese Probleme überwunden und cw-modensynchronisierter Betrieb erreicht werden.

Das Spektrum des modensynchronisierten Lasers hatte sein Zentrum bei 1030 nm (Abb.7.2). Unter der Annahme eines sech^2 -Impulses ermittelten wir eine Impulsdauer von 2,5 ps von der entsprechenden Autokorrelationskurve in Abb. 7.2. Das Impulsdauer-Bandbreitenprodukt wich stark vom Fourier-Limit ab. Die Eigenschaften des verwendeten SESAM (Modulationstiefe, Lage der Resonanz, Reduzierung der Verluste) konnten noch nicht optimal an das Yb:YAG-System angepasst werden. Bei einer Diodenpumpleistung von 3 W lieferte der Laser im cw-modensynchronisierten Betrieb eine Ausgangsleistung von 310 mW ($T_{\text{out}} = 5\%$).

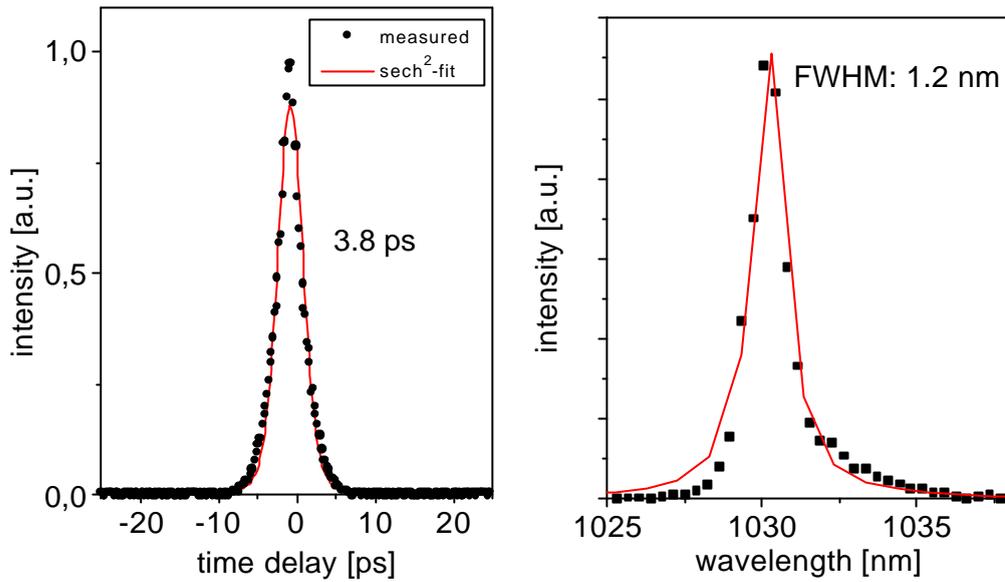
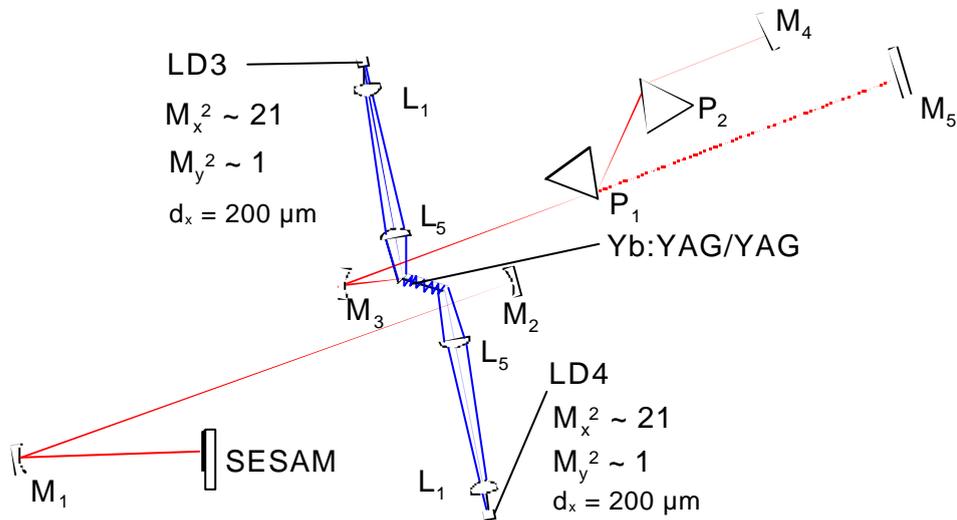


Abbildung 7.2: Autokorrelation und Emissionsspektrum des cw-modensynchronisierten Nd:YAG Lasers unter Verwendung eines SESAM

7.2. Cladding-gepumpter modensynchronisierter Yb:YAG/YAG Laser unter Verwendung sättigbarer Absorber (planare Geometrie)



Yb:YAG - Länge: 5 mm, 5at% Yb³⁺ L₁ - Linsen für Pumpstrahlengang
 LD3, LD4 - 200-μm Breitstreifen-Diodenlaser (P = 4,5 W, λ_p = 940 nm)

Abbildung 7.3: Schema des cw-modensynchronisierten cladding-gepumpten Yb:YAG/YAG Lasers mit sättigbarem Halbleiterabsorber (SESAM)

Den Aufbau der cladding-gepumpten Laseranordnung unter Verwendung von sättigbaren Halbleiterstrukturen zeigt Abb. 7.3. Die Einstrahlung der Hochleistungspumpdioden erfolgt über die Brewster-Flächen der eingesetzten planaren Yb:YAG/YAG-Wellenleiter. Die Resonatorkonfiguration entspricht im Wesentlichen der der end-on gepumpten Konfiguration.

Prinzipiell wurden im cw-modensynchronisierten Betrieb das gleiche Verhalten wie mit dem end-on gepumpten Yb:YAG/YAG-Laser beobachtet. Das verwundert nicht, da SESAM und aktives Medium quasi identisch sind. Die Autokorrelationskurve und das Spektrum entsprechen in guter Näherung Abb. 7.2. Die erreichten Impulsdauern betragen 1-3 ps bei einer Impulsenergie von 5,5 nJ. Die mittlere Leistung im modensynchronisierten Betrieb erreichte einen Wert von 550 mW ($T_{\text{out}} = 5\%$).

8. Tapered Diode Laser-gepumpter modensynchronisierte Yb-dotierte Laser unter Verwendung sättigbarer Absorber

8.1. Tapered Diode Laser (TDL)

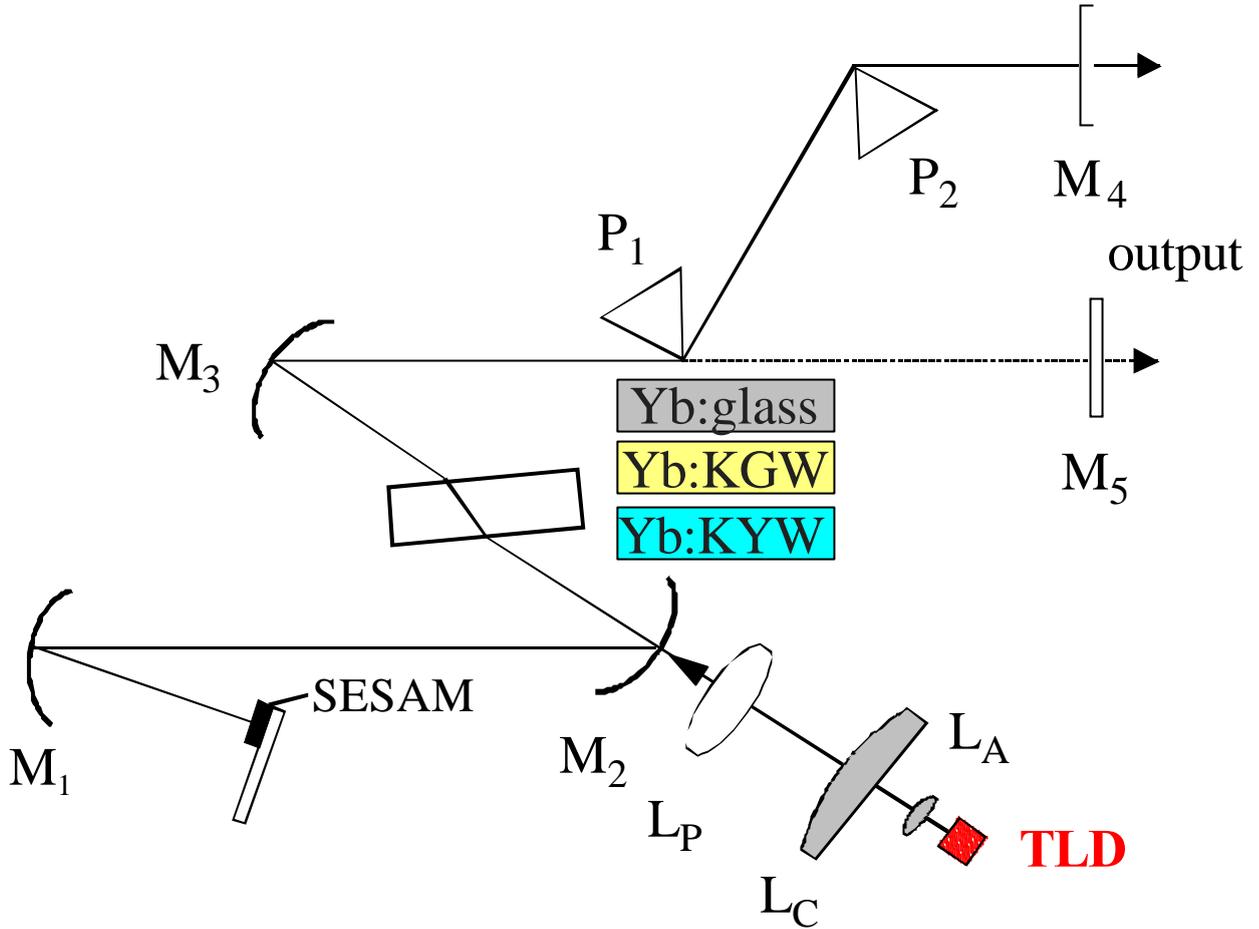
Tapered Diode Laser (TDL) zeichnen sich durch eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität aus. Jüngste Weiterentwicklungen von TDLs hinsichtlich höherer Ausgangsleistung prädestinieren sie als Pumpquelle für Ultrakurzpulsoszillatoren. Am FBH Berlin entwickelte TDL-Strukturen einer maximalen Streifenbreite des Tapers von 300 μm liefern bei einer Wellenlänge von 975 nm eine maximale Ausgangsleistung von 2 W, womit sie als Pumpquelle speziell für Yb-dotierte Medien (Absorptionsmaximum) interessant sind.

8.2. Experimenteller Aufbau und Resultate der passiv modensynchronisierten Yb:Glas, Yb:KGW und Yb:KYW Laser unter Verwendung von TDL als Pumpquelle

Mit zwei Linsen wurde die Formung des astigmatischen Strahlprofils der MOPA-Emission zum Endpumpen realisiert. Die Resonatorkonfiguration mit SESAM entspricht im Wesentlichen den schon diskutierten unter Verwendung von Yb:YAG (Abb. 8.1). Mit dieser Anordnung konnte ein sehr stabiles cw-Modelocking erzielt werden, wobei die kürzeste

Impulsdauer 72 fs für Yb:Glas betrug ($P = 23 \text{ mW}$). Es wurden keine Relaxationsoszillations-Instabilitäten trotz der ms-Lebensdauer des oberen Laserniveaus der Yb-dotierten Medien beobachtet, was wahrscheinlich auf eine hohe Kleinsignalverstärkung zurückzuführen ist. Die maximale mittlere Ausgangsleistung betrug für Yb:Glas im modensynchronisierten Betrieb 210 mW bei 95 MHz mit einer Impulsdauer von 167 fs. Die

erzielten Ergebnisse für die untersuchten Materialien mit nahezu bandbreitenbegrenzten Impulsen zeigen die Abbildungen 8.2-8.4.



TLD: high brightness diode laser (FBH)
 $P = 1.8 \text{ W}$, $\lambda_P = 975 \text{ nm}$, $M_{\text{slow}}^2 \approx 2.3$

SESAM: Semiconductor Saturable Absorber Mirror

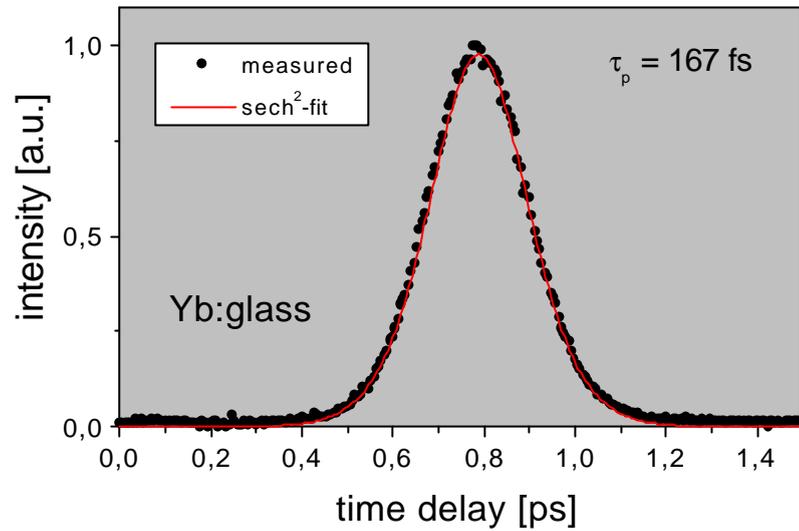
Yb:glass: 5wt% Yb_2O_3 doped, length: 4 mm

Yb:KGW: 5at% Yb^{3+} -doped, length: 3 mm

Yb:KYW: 5at% Yb^{3+} -doped, length: 3 mm

Abbildung 8.1: Schema der cw-modensynchronisierten TDL-gepumpten Yb:Glas, Yb:KGW, Yb:KYW Lasers mit einem sättigbaren Halbleiterabsorber (SESAM)

Autocorrelation trace



Spectrum

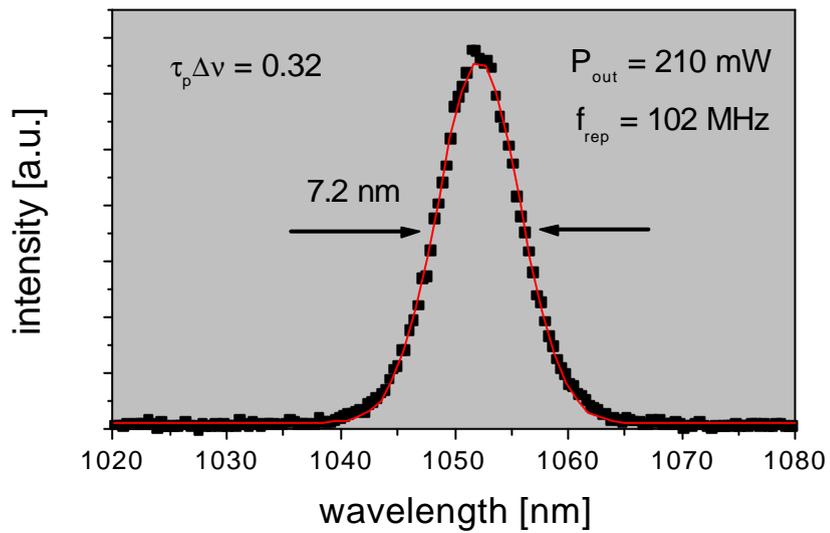
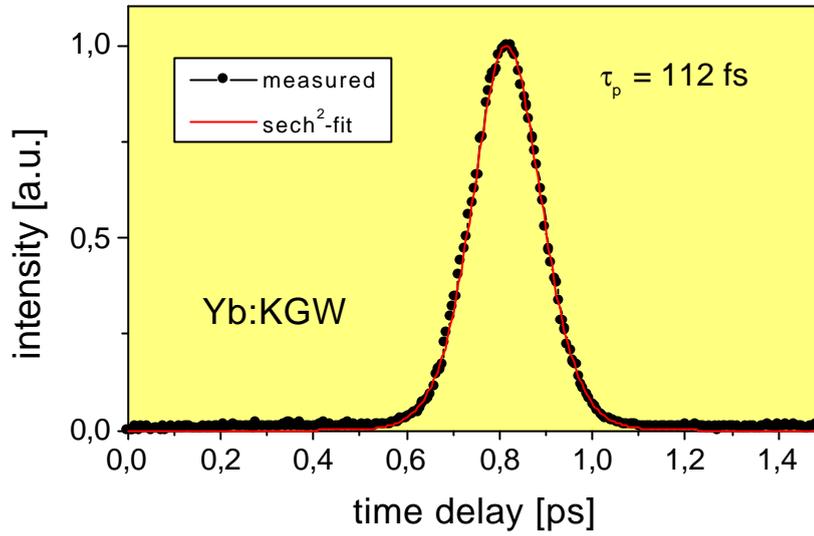


Abbildung 8.2: Autokorrelation und Emissionsspektrum des TDL gepumpten modensynchronisierten Yb:Glas Lasers unter Verwendung eines SESAM

Tabelle 1: Ausgangsparameter des modensynchronisierten Yb:Glas Lasers

ml-mechanism	τ_p [fs]	$\Delta\lambda$ [nm]	$\tau_p \Delta\nu$	P_{out} [mW]	pump
SESAM	72	17.1	0.32	25	TDL
SESAM	181	6.6	0.32	155	TDL
SESAM	167	7.2	0.32	210	TDL + broad-stripe
KLM	167	10.4	0.44	250	Ti:Sa

Autocorrelation trace



Spectrum

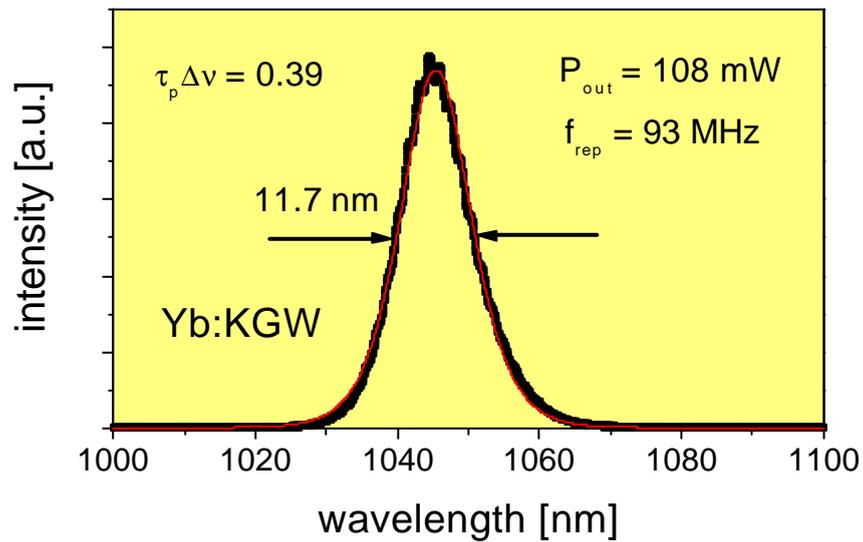
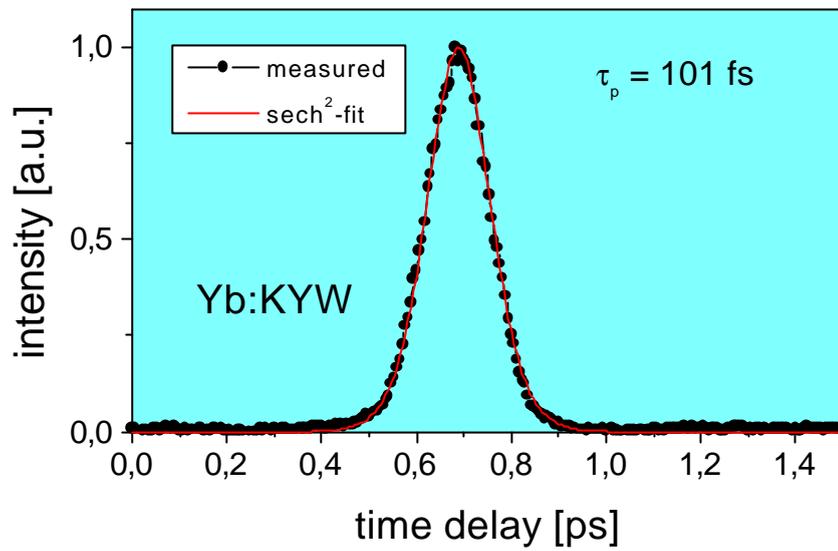


Abbildung 8.3: Autokorrelation und Emissionsspektrum des TDL gepumpten modensynchronisierten Yb:KGW Lasers unter Verwendung eines SESAM

Autocorrelation trace



Spectrum

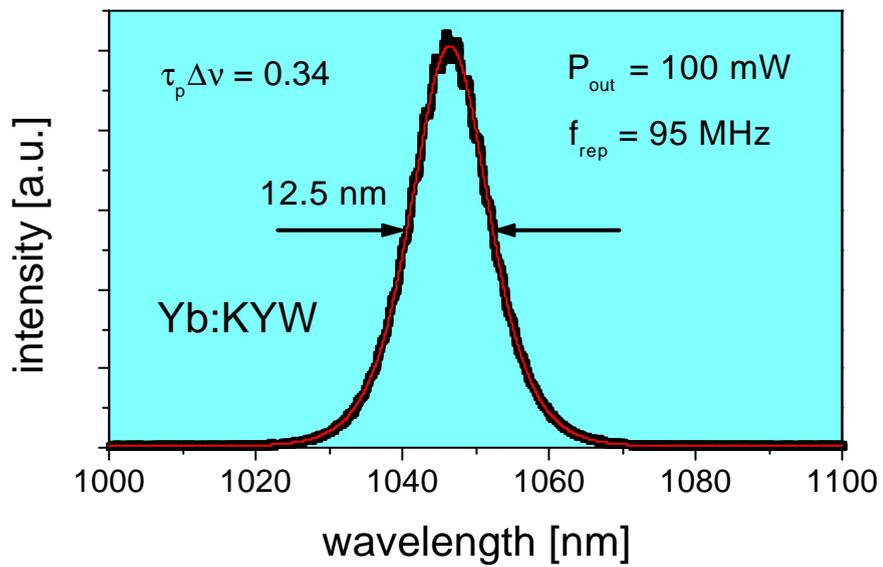


Abbildung 8.4: Autokorrelation und Emissionsspektrum des TDL gepumpten modensynchronisierten Yb:KYW Lasers unter Verwendung eines SESAM

9. Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass sich die zur Verfügung stehenden Pumpleistungen von Hochleistungsdiodenlasern trotz ihrer relativ schlechten Strahlqualität direkt zum Pumpen von UltrakurzpulsLasern eignen. Unter Verwendung von sättigbaren Halbleiterstrukturen (SESAM) wurde stabiler, selbststartender modensynchronisierter Betrieb mit Yb-dotierten Lasermaterialien und Nd:YAG realisiert.

Neuartige Tapered Laser Diode-Strukturen ($P = 2 \text{ W}$ @978 nm) erwiesen sich aufgrund ihrer sehr guten Strahlqualität als ausgezeichnete Pumpquellen, was mit der Erzeugung nahezu bandbreitenbegrenzter Femtosekunden-Impulse unter Verwendung von Yb:Glas, Yb:KGW und Yb:KYW im Wellenlängenbereich um $\lambda = 1045 \text{ nm}$ eindrucksvoll bestätigt wurde ($\tau \approx 100 \text{ fs}$, $P \approx 125 \text{ mW}$, $\eta_{\text{opt}} \leq 9,2\%$). End-on-Pigtail gekoppeltes Pumpen eines Nd:YAG-Lasers lieferte $P = 700 \text{ mW}$ ($\tau = 8 \text{ ps}$, $f_{\text{rep}} = 142 \text{ MHz}$).

Mit dem Einsatz thermisch gebondeter Wellenleiterstrukturen als aktive Medien (Yb:YAG/YAG), die sich auch durch vorteilhafte thermische Eigenschaften auszeichnen, eröffneten sich neue Möglichkeiten effiziente Pumpschemata unter Verwendung von Hochleistungs-Breitstreifendioden zu realisieren, wobei ihre Wellenleitungseigenschaft für die Slow-axis Emission der Pumpdioden ausgenutzt wurde. Damit konnte ein end-on diodengepumpter passiv modensynchronisierter Yb:YAG-Laser realisiert werden ($\tau = 2,5 \text{ ps}$, $P = 310 \text{ mW}$, $\eta_{\text{opt}} \leq 8,5\%$, $\lambda = 1045 \text{ nm}$). Um diese Systeme kompakter, justierfreundlicher und in der Ausgangsleistung skalierbar zu gestalten, wurde eine neue Pumpanordnung - modifiziertes Cladding-Pumpen - entwickelt, welches vor allem die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpdioden herabsetzt und somit größere Pumpleistungen zulässt. Unter Einsatz von SESAM's lieferte das System modensynchronisiert $\tau = 1-3 \text{ ps}$ mit $P = 550 \text{ mW}$. Die Repetitionsrate der untersuchten Yb-dotierten KurzpulsLasersysteme lag typischerweise bei $f_{\text{rep}} \approx 100 \text{ MHz}$.

10. Literaturverzeichnis

- [0] B.N. Chichkov et al., Appl. Phys. A **63** (1996) 109]
- [1] H. Breuesselbach and D.S. Sumida, '69-W-average-power Yb:YAG laser' Opt. Lett. 21, 480-482 (1996).
- [2] D.S. Sumida, T.Y. Fan, 'Room-temperature 50-mJ/pulse side-diode-pumped Yb:YAG laser' Opt. Lett. 20, 2384-2386 (1995).

- [3] R. Scheps, J.F. Myers, and S.A. Payne, 'End-Pumped Yb-Doped Fluoroapatite Laser', IEEE Photonics Technology Lett. **5**, 1285-1287 (1993).
- [4] U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, Chr. Stewen, A. Voss, Opt. Lett. **20**, 713 (1995).
- [5] R. Koch, W.A. Clarkson, D.C. Hanna, S.Jiang, M.J. Myers, D. Rhonehouse, S.J. Hamlin, U. Griebner, H. Schönngel 'Efficient room temperature cw Yb:lass laser pumped by 946 nm Nd:YAG laser,' Optics Communications **134**, 175-178 (1997).
- [6] H.M. Pask, R.J. Carman, D.C. Hanna, A.C. Tropper, C.J. Mackechnie, P.R. Barber, J.M. Dawes, IEEE J. of sel. top. in QE, Vol. 1, p. 2-13 (1995).
- [7] C. Hönninger, G. Zhang, U. Keller, and A. Giesen, Opt. Lett. **20**, 2402 (1995).
- [8] U. Keller, T. H. Chiu, and J. F. Ferguson, Opt. Lett. **18**, 1077 (1993); D. Kopf, F. X. Kärtner, K. J. Weingarten, and U. Keller, Opt. Lett. **19**, 2146 (1994).
- [9] P. Wang et al., OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), **26** (1999) 631
- [10] U. Keller et al., IEEE J. of sel. top. in QE, Vol. 2, p. 435-453 (1998)]

11. Publikationen im Zusammenhang mit dem Projekt

V. Petrov, U. Griebner, D. Ehrt, W. Seeber, "Femtosecond self mode-locking of Yb:fluoride phosphate glass laser", Opt. Lett. **22** (1997), 408-410.

R. Grunwald, S. Woggon, U. Griebner, R. Ehlert, W. Reinecke, "Axial beam shaping with non-spherical microoptics" - Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998), 3701-3707.

U. Griebner, R.A. Kaindl, T. Elsässer, W. Seeber, "Frequency doubling and autocorrelation studies of 20 fs pulses using polycrystalline ZnO thin films" - Appl. Phys. B **67** (1998), 757.

R. Grunwald, U. Griebner, J. Huschke, H. Schönngel, "Compact diode-pumped microlaser with mode-selective thin film micro-mirrors" OSA Trends in Optics and Photonics Series (TOPS) on Advanced Solid State Lasers **26** (1999), 208.

U. Griebner, H. Schönngel, "Laser operation with nearly diffraction limited output from a Yb:YAG multimode channel waveguide", Opt. Lett. **24**(1999), 750.

U. Griebner, H. Schönngel, R. Grunwald, "Thermally bonded Yb:YAG planar waveguide laser", Opt. Comm. **164** (1999), 185.

U. Griebner, R. Grunwald, H. Schönngel, J. Huschke, G. Erbert, "Cladding-pumped Yb:YAG planar waveguide laser", OSA Trends in Optics and Photonics Series (TOPS) on Advanced Solid State Lasers **34** (2000), 431.

R. Grunwald, U. Griebner, F. Tschirschwitz, E.T.J. Nibbering, T. Elsaesser, V. Kebbel, H.-J. Hartmann, W. Jüptner; "Generation of femtosecond Bessel beams with microaxicon arrays", Opt. Lett. **25** (2000), 981.

U. Griebner, M. Leitner, P. Glas, B. Ozygus, R. Hey, L. Däweritz, "Compact semiconductor absorber mode-locked Nd:YAG laser", CLEO/EU 2000, paper CTuK111, Tech. Dig. p. 142.

U. Griebner, R. Grunwald, H. Schönngel, J. Huschke, G. Erbert, "Laser with guided pump and free-propagating resonator mode using diffusion-bonded rectangular waveguides", Appl. Phys. Lett. **77** (2000), 3505.

P. Klopp, v. Petrov, U. Griebner, G. Ferbert, "Passively mode-locked Yb:KYW Laser pumped by a tapered diode laser", Ppt. Lett., submitted.

U. Griebner, P. Klopp, R. Grunwald, H. Schoennagel, G. Erbert, "Laser with cladding pump scheme for short planar waveguide structures", Appl. Phys. Lett. , submitted.

P. Klopp, u. Griebner, V. Petrov, G. Erbert, "Femtosecond Yb: KGW Laser pumped by a compact high brightness diode Laser", CLEO/EUROPE- EQEC Focus Meeting 2001, Conference Digest p. 3.1

12. Patente, die im Teilvorhaben angemeldet wurden

Aktenzeichen	Anmelder	Titel	Datum der Anmeldung
MBI XII/00 G	MBI	Vorrichtung zur Erzeugung von kurzen Laser- und elektrischen Impulsen	20.01.2001
199 35 630.0-52	MBI / APE GmbH Berlin	Verfahren und Anordnung zur zeitlich und spektral aufgelösten Charakterisierung von ultrakurzen Laserimpulsen	29.07.1999
199 35 631.9-52	MBI / BIAS Bremen	Verfahren und Anordnung zur Charakterisierung von ultrakurzen Laserimpulsen	29.07.1999
100 28 756.5	MBI / BIAS Bremen	Verfahren und Anordnung zur orts- und zeitaufgelösten interferometrischen Charakterisierung von ultrakurzen Laserimpulsen	09.06.2000