

**Entwicklung eines neuen Pumpkonzeptes für ein miniaturisiertes,
diodengepumptes Er:YSGG-Lasersystem für den zahnmedizinischen Einsatz**

Von der Medizinischen Fakultät
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors
der Theoretischen Medizin genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Physiker Rene Franzen
aus
Erkelenz

Berichter: Herr Professor
Dr. med. dent. Norbert Gutknecht

Herr Universitätsprofessor
Dr. med. Dr. med. dent. Dr. h.c. Hubertus Spiekermann

Tag der mündlichen Prüfung: 8. Dezember 2003

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Abbildungen	IV
Verzeichnis der Tabellen	IX
Inhaltsangabe	1
Abstract	3
1 Einleitung	5
2 Theoretische Grundlagen	11
2.1 Erbium als Element und Ion	11
2.2 Termschema	13
3 Modellbildung und Ratengleichungen	17
4 Numerische Lösungsverfahren	21
4.1 Grundlagen	21
4.2 Runge-Kutta Methode 2. Ordnung	22
4.3 Runge-Kutta Methode 4. Ordnung	22
4.4 Runge-Kutta Cash-Karp mit adaptiver Schrittweitensteuerung	24
4.5 Parametrische Variation	28
5 Numerische Ergebnisse	31
5.1 Simulation des Pulsbetriebes	31
5.2 Simulation des cw-Betriebes	37
5.3 Wirkungsgrad und Laserschwelle	40

6	Etablierte Pumpmethoden	49
6.1	Blitzlampengepumpte Systeme	49
6.2	Diodengepumpte Systeme	50
6.2.1	Longitudinal gepumpte Systeme	50
6.2.2	Radial gepumpte Systeme	52
6.3	Multireflexions-Pumpen	52
7	Berechnung der Pumpkammer	55
7.1	Modellierung mittels Raytracing	55
7.2	Wahl der Kühlflüssigkeiten	62
7.3	Simulation des Pumpprozesses	64
7.4	Pumplichtverteilung	70
7.4.1	Homogene Pumpanordnung	70
7.4.2	Fokussierende Pumpanordnung	75
8	Experimentelle Ergebnisse	81
8.1	Spektrale Analyse	81
8.2	Fokussierende Pumpanordnung	82
8.3	Homogene Pumpanordnung	87
8.3.1	Wirkungsgrad	87
8.3.2	Betrachtung der Verluste	88
9	Diskussion	93
10	Zusammenfassung	97
	Index	99
	Literaturverzeichnis	100
11	Anhang	107
11.1	Runge-Kutta Quellcode	107
11.1.1	<i>DERIVS</i> , Übergabe der Differentialgleichungen	107

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	III
11.1.2 <i>RKCK</i> , Runge-Kutta Schritt nach Cash und Karp	108
11.1.3 <i>RKQS</i> , Schrittweitensteuerung mit Fehlerüberwachung	109
11.1.4 <i>RUNGEKUTTA</i> , Hauptschleife der numerischen Integration	110
11.2 Formelzeichen	112
Danksagung	115
Lebenslauf	117

Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Absorptionsspektren verschiedener biologischer Substanzen [Gut99, Mei01].</i>	6
2.1	<i>Termschema des Erbiumatoms. Es sind für die resonante Anregung die wichtigsten Energieniveaus und Übergänge eingezeichnet.</i>	14
2.2	<i>Verschiedene 2-Ionen Prozesse in Erbium-dotierten Wirtskristallen.</i>	15
3.1	<i>Dieses Termmodell liegt den verwendeten Ratengleichungen zugrunde. Links ist die Nummerierung der Niveaus von 1-4 zu sehen. Aufgrund des geringen energetischen Abstandes der Niveaus ${}^4I_{9/2}$ und ${}^4I_{11/2}$ sowie der Niveaus ${}^4F_{7/2}$ und ${}^4S_{3/2}$ können diese je gemeinsam mit einer Besetzungsdichte beschrieben werden, zumal die zugehörigen Branching-Ratios nahezu 1 sind [PJ02].</i>	18
3.2	<i>Extrapolation der Effizienz des Überganges von Niveau ${}^4I_{9/2}$ nach Niveau ${}^4I_{11/2}$ für verschiedene Erbium-Dotierungen von YSGG-Kristallen [SLE92]. Dabei ergibt sich für diesen Übergang eine Effizienz von $\beta_{43} = 0,65$, somit bleibt für den Übergang in das Grundniveau ${}^4I_{15/2}$ eine Effizienz von $\beta_{41} = 0,35$.</i>	20
4.1	<i>Vorgehensweise bei der Euler-Methode (a) und der Runge-Kutta Methode 2. Ordnung (b).</i>	23
4.2	<i>Vorgehensweise bei der Runge-Kutta Methode 4. Ordnung. Bei jedem Schritt werden die Ableitungen viermal ausgewertet. Geschlossene Kreise kennzeichnen die Zwischenschritte, die wieder verworfen werden, offene Kreise zeigen den Startwert $n_{i,j}$ und den errechneten Funktionswert $n_{i,j+1}$.</i>	24
5.1	<i>Übersicht über Puls- und Spikingverhalten des Lasers bei einer Wiederholrate von 50 Hz und einer Pumpdauer von 2500 μs. Die Pulsspitzenleistung der Pumppulse betrug 42 W, die mittlere Pumpleistung dementsprechend 5,25 mW bei einem Duty Cycle von 12,5%. Die Höhe der ersten Spikes der jeweiligen Pulse ist in dieser Übersichtsdarstellung aufgrund der Wahl der niedrigeren Auflösung für das große Zeitintervall von 100 ms nicht repräsentativ. Ein genaues Verhalten der Spikes ist der nächsten Abbildung zu entnehmen.</i>	33

5.2	<i>Zeitlicher Verlauf des ersten Pulses. Deutlich zu erkennen ist das Spikingverhalten des Lasers und der stabile, gleichmäßige Teil des Pulses nach ca. 1,7 ms. Die Vergrößerung zeigt die ersten Spikes in dem gekennzeichneten Zeitfenster.</i>	34
5.3	<i>Zeitlicher Verlauf der Besetzungsdichten von unterem und oberem Laserniveau (Niveau 2 und 3).</i>	35
5.4	<i>Zeitlicher Verlauf der effektiven Lebensdauern. Die intrinsischen Lebensdauern betragen 7,8 bzw. 3,2 ms [Jen96].</i>	36
5.5	<i>Besetzungsdichten der Niveaus 2 und 3 bei verschiedenen Pumpleistungen.</i>	38
5.6	<i>Verhalten des Gains bei verschiedenen Pumpleistungen.</i>	39
5.7	<i>Anschwingverhalten des Lasers bei verschiedenen Pumpleistungen. Die cw-Leistung des Lasers liegt in Teilabbildung (a) bei 12,87 W und in Teilabbildung (b) bei 118 W.</i>	39
5.8	<i>Übergangsraten der beteiligten Upconversion-Prozesse bei verschiedenen Pumpleistungen.</i>	40
5.9	<i>Ausgangsenergie des Erbium-Lasers als Funktion der Pumpenergie bei verschiedenen internen Resonatorverlusten.</i>	41
5.10	<i>Übergangsraten der beiden dominanten Upconversion-Prozesse.</i>	42
5.11	<i>Absolute Wirkungsgrade eines monolithischen Lasers in Abhängigkeit von der Energiedichte. Im Dauerstrichbetrieb werden erwartungsgemäß höhere Wirkungsgrade als im Pulsbetrieb erreicht; Ab Energiedichten $> 12 \text{ mJ mm}^{-3}$ nimmt der Wirkungsgrad nur noch schwach zu.</i>	43
5.12	<i>Parametrische Variation der Pumpleistung und des Auskoppelgrades für verschiedene, konstante interne Resonatorverluste. Die Konturlinien geben jeweils absolute Wirkungsgrade an.</i>	44
5.13	<i>Abhängigkeit der Laserausgangsenergie von der Pumpdauer bei konstanter Pumpleistung von 80 W.</i>	45
5.14	<i>Abhängigkeit des Wirkungsgrads von der Pumpdauer bei konstanter Pumpleistung von 80 W.</i>	46
6.1	<i>Absorptionsspektrum eines Er:YSGG Kristalls (gestrichelte Linie) nach DINERMAN [DM94]. Die durchgezogenen Linien geben den absoluten Wirkungsgrad des Kristalls bei Lasertätigkeit in willkürlichen Einheiten an. Die obere durchgezogene Kurve wurde bei hohen Pumpleistungen aufgenommen, die untere nahe der Laserschwelle. Alle Kurven wurden unter Verwendung eines durchstimmbaren Titan-Saphir-Lasers mit einer Linienbreite von 0,1 nm gewonnen.</i>	51

6.2	<i>Schematische Übersicht der Pumpkammer.</i> <i>1: Auskoppelspiegel, 2: Pumpspiegel, 3: Kammergehäuse, 4: Laserkristall, 5: Endspiegel, 6: Pumplicht, 7: Pumplichtleiter</i>	53
7.1	<i>Vorgehensweise bei der Berechnung der Energieabsorbtion im Kristall. Der Ray wird in ganzzahligen Vielfachen (Zahlen in der Abbildung) seines Richtungsvektors \vec{q} durch das Mesh bewegt.</i>	57
7.2	<i>Flussdiagramm des Raytracing-Prozesses.</i>	61
7.3	<i>Übersichtsspektren der untersuchten Kühlfüssigkeiten.</i>	63
7.4	<i>Vergrößerter Ausschnitt aus dem Spektrum der untersuchten Kühlfüssigkeiten.</i>	64
7.5	<i>Meshintegral in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.</i>	65
7.6	<i>Meshintegrale verschiedener Kühlfüssigkeiten in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.</i>	66
7.7	<i>Mittlerer Weg der Rays, die den Kristall tatsächlich erreichen, in Abhängigkeit von der Brennweite f des Pumpspiegels. Der Peak bei 3 mm erreicht eine Wegstrecke von 88 mm.</i>	67
7.8	<i>Mittlere Anzahl an Reflexionen, die auf dem Weg der Rays in der Kammer erfolgen in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.</i>	67
7.9	<i>Mittlerer Winkel der Rays zum Normalenvektor der Kristallmantelfläche in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.</i>	68
7.10	<i>Gradientenfeldintegral in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.</i>	69
7.11	<i>Quotient aus Gradientenfeldintegral und Meshintegral in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.</i>	70
7.12	<i>Schnitte des Kristalls bei einer Spiegelbrennweite von 6 mm. Die maximale Energiedichte beträgt 17 mJ mm^{-3}.</i>	71
7.13	<i>Schnitte des Kristalls bei einer Spiegelbrennweite von 8,5 mm. Die maximale Energiedichte beträgt $8,8 \text{ mJ mm}^{-3}$.</i>	72
7.14	<i>Längsschnitt durch die Pumpkammer bei einer Spiegelbrennweite von 8,5 mm.</i>	72
7.15	<i>Pumplichtverteilung nach Import in das Finite-Elemente Programm.</i>	73
7.16	<i>Statische Temperaturverteilung im Kristall bei einem Duty-Cycle von 100%. Die Skala gibt die Erhöhung der Temperatur gegenüber der (konstant gehaltenen) Temperatur der Kühlfüssigkeit wieder.</i>	74
7.17	<i>Schnitte des Kristalls bei einer Spiegelbrennweite von 3,5 mm. Die maximale Energiedichte beträgt $38,7 \text{ mJ mm}^{-3}$.</i>	75

7.18	<i>Längsschnitt durch die Pumpkammer bei einer Spiegelbrennweite von 3,5 mm.</i>	76
7.19	<i>Pumplichtverteilung nach Import in das Finite-Elemente Programm.</i>	76
7.20	<i>Statische Temperaturverteilung im Kristall bei einem Duty-Cycle von 100%. Die Skala gibt die Erhöhung der Temperatur gegenüber der (konstant gehaltenen) Temperatur der Kühlflüssigkeit wieder.</i>	77
8.1	<i>Anregungsspektrum des Lasers.</i>	82
8.2	<i>Foto des verwendeten Versuchsaufbaus. Im Vordergrund ist die knapp 3,6 cm lange, vergoldete Pumpkammer, die Halterung des Auskoppelspiegels und der Messkopf des Energiemessgeräts zu erkennen.</i>	83
8.3	<i>Foto der verwendeten Pumpdioden. Auf den Gehäusen der Dioden stehen das Energiemessgerät und das Netzteil des Justierlasers.</i>	84
8.4	<i>Ausgangsenergie des F-Typ über der Pumpenergie bei Verwendung eines extern der Pumpkammer angebrachten Auskoppelspiegels.</i>	84
8.5	<i>Ausgangsenergie des F-Typ über der Pumpenergie bei Verwendung eines intern in der Pumpkammer angebrachten Auskoppelspiegels.</i>	85
8.6	<i>Foto der Pumpkammer bei Verwendung des internen Auskoppelspiegels. Die Länge des gesamten Laserkopfes beträgt somit nur noch 36 mm. Als Größenvergleich dient eine 1-Euro-Münze.</i>	85
8.7	<i>Differentieller Wirkungsgrad des F-Typ mit kammer-internem Auskoppelspiegel einer Reflektivität von 99% in Abhängigkeit von der Pumpenergie.</i>	86
8.8	<i>Ausgangsenergie des H-Typs über der Pumpenergie bei Verwendung eines intern in der Pumpkammer angebrachten Auskoppelspiegels einer Reflektivität von 99%. Als Liniengraph wurde ein parabolischer Fit eingezeichnet.</i>	87
8.9	<i>Differentieller Wirkungsgrad des H-Typs in Abhängigkeit von der Pumpenergie.</i>	88
8.10	<i>Differentieller Wirkungsgrad des H-Typs in Abhängigkeit von der Pumpenergie.</i>	89
8.11	<i>Auskoppelenergie des H-Typs in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpenergie. Als Liniengraph wurde ein parabolischer Fit eingezeichnet.</i>	90
8.12	<i>Differentieller Wirkungsgrad des H-Typs in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpenergie.</i>	90

Tabellenverzeichnis

1.1	<i>Wasser- und Hydroxylapatitgehalt verschiedener Gewebe [Bud81, Sch92].</i>	5
1.2	<i>Übersicht der wichtigsten Erbium-Wellenlängen [Jen96].</i>	9
3.1	<i>Literaturwerte der intrinsischen Lebensdauern und Branching-Ratios der oberen 3 Niveaus des numerischen Modells [Jen96, DM94].</i>	19
4.1	<i>Cash-Karp Koeffizienten für die eingebettete Runge-Kutta Methode 4. Ordnung mit adaptiver Schrittweitensteuerung [CK90].</i>	27
6.1	<i>Leistungsdaten der Pumpdioden.</i>	53
7.1	<i>Spezifische Wärmekapazitäten und Brechungsindizes der ausgesuchten Flüssigkeiten bei 632,8 nm [Kuc99].</i>	62
7.2	<i>Parameterauswahl für die Simulation der Pumpkammer.</i>	64
7.3	<i>Verwendete Materialdaten von Er:YSGG [Mol]</i>	74
9.1	<i>Vergleich mit ausgewählten, anderen diodengepumpten Erbium-Lasersystemen. * TIR: Total Internal Reflection</i>	94

Inhaltsangabe

Erbium-Festkörper-Lasersysteme gewannen in den letzten Jahren in der Medizin immer mehr an Bedeutung. Aufgrund der hohen Absorption ihrer Emissionswellenlängen $2,7 - 3 \mu\text{m}$ in Wasser und Hydroxylapatit eignen sich diese Laser für die Bearbeitung von Hart- und Weichgewebe. In der Zahnheilkunde finden Erbium-Laser ihr Indikationsspektrum in der Kavitätenpräparation, Chirurgie, Parodontologie und in begrenztem Masse in der Endodontie. Alle kommerziellen Erbium-Lasersysteme sind bislang blitzlampengepumpt und besitzen daher nur einen geringen differentiellen Wirkungsgrad in der Größenordnung von 1%. Dies zieht hohe Wärmeverlustleistungen nach sich, die eine aufwändige Kühlung notwendig machen. Da zudem noch eine Hochspannungsversorgung für die Blitzlampe vorhanden sein muss, sind klinisch angewandte Erbium-Laser bisher nur als grosse Beistellgeräte erhältlich.

Die Miniaturisierung eines Erbium:YSGG-Lasers (Erbium Ytrium Scandium Gallium Granat) wurde durch den Einsatz neuer Pumptechniken realisiert. Die vorliegende Arbeit stellt das neuartige Pumpkonzept des *multi-reflektiven Pumpens* vor, das es erstmals erlaubt, einen Erbiumlaserkopf soweit zu miniaturisieren, dass er in ein zahnärztliches Behandlungshandstück integriert werden kann. Dieses Pumpkonzept basiert auf der resonanten Anregung des oberen Laserniveaus des Erbium-Ions mittels infraroter Pumpstrahlung einer Wellenlänge von 970 nm , die von Laserdioden bereitgestellt wird. Die Verwendung von Laserdioden ermöglicht zudem den Verzicht auf eine Hochspannungsversorgung.

Um den diodengepumpten Laserprozess zu beschreiben, wurde ein theoretisches Modell des Erbium-Ions entwickelt, und mathematisch in Form eines gekoppelten Differentialgleichungssystems, den Rategleichungen, dargestellt. Das System wird numerisch gelöst und die Lösungsmethoden und Ergebnisse werden diskutiert. Das multi-reflektive Pumpkonzept wird vorgestellt und mittels eines Raytracing-Algorithmus optimiert. Verschiedene Labormuster des Laserkopfes wurden aufgebaut und Ihre Ausgangsenergien und differentielle Wirkungsgrade vermessen. Es konnten bei Pumpenergien von 125 mJ Pulsenergien von $5,5 \text{ mJ}$ bei einem differentiellen Wirkungsgrad von 7,5% erreicht werden. Dieser Wert steigt auf 10,5%, wenn er bzgl. der theoretisch berechneten Pumpverluste korrigiert wird. Als Laserschwelle wurden Werte zwischen $1,5$ und $2,25 \text{ mJ mm}^{-3}$ bestimmt.

Es konnte erstmals demonstriert werden, dass die Konstruktion eines Laserkopfes in einer entsprechend kleinen Baugröße mit einem Durchmesser von $10,5 \text{ mm}$ und einer Länge unter 3 cm inklusive Resonator und Flüssigkeitskühlung möglich ist.

Abstract

Erbium solid-state laser systems have gained in importance in medicine over the last years. Because of the high absorption of their emission wavelengths of $2.7 - 3 \mu m$ in water and hydroxyapatit these lasers are very well suited for hard and soft tissue applications. In dentistry erbium lasers are used for cavity preparation, surgery, periodontics, and endodontics. All commercial available erbium lasers are flash-lamp pumped and therefore feature only a low slope efficiency in the order of magnitude of 1%. This results in high heat losses which require the laser to be equipped with a sumptuous cooling. Since also a high voltage supply is necessary for a flash-lamp pumped laser, clinically used erbium lasers are bulky supplementary devices.

The miniaturization of an erbium:YSGG (erbium Yttrium Scandium Gallium Granat) was achieved using a newly developed pump technique. The presented thesis introduces the new pump concept of *multi-reflective pumping* which allows to integrate an erbium laser head into a dental handpiece for the very first time. This pump concept is based upon resonant excitation of the upper laser level of the erbium ion with infrared pump radiation of a wavelength of $970 nm$. The pump radiation is delivered by pump laser diodes. The usage of these diodes also allows to build such an erbium laser without a high voltage supply.

To describe the diode pumped laser process a theoretical model of the erbium ion was developed and mathematically described as a coupled system of differential rate equations. This system of equations is solved numerically and the used solving approaches and the results are discussed. The multi-reflective pumping concept is explained and optimized with a raytracing algorithm. Different experimental setups were assembled and tested for their output energies and their slope efficiencies. Output energies of $5,5 mJ$ were achieved with a pump energy of $125 mJ$ yielding a slope efficiency of 7.5%. This value increases to 10.5% when the theoretical pump losses are included. For the laser threshold values between 1.5 and $2.25 mJ mm^{-3}$ were observed.

For the first time it has been demonstrated that it is possible to build a miniaturized erbium laser head of a diameter of $10.5 mm$ and a length below $3 cm$ including resonator and cooling circuit.

Kapitel 1

Einleitung

Seit den frühen 60er-Jahren des vorigen Jahrhunderts herrscht Interesse am Einsatz des Lasers für medizinische Anwendungen [Mai60, Blo93]. Dem Gewebeabtrag mittels Laserstrahlung kommt dabei besonderer Stellenwert zu (“*Photoablation*”) [SS64, GDG63]. In frühen Experimenten wurde allerdings die spektrale Wechselwirkung des Laserlichtes mit dem Gewebe nicht hinreichend beachtet. Erste Applikationen verschiedener Lasersysteme (CO_2 bei 10.600nm , $Cr : Al_2O_3$ bei 694nm und $Nd : YAG$ bei 1.064nm) erbrachten zwar bei genügend hohen Leistungen den gewünschten Gewebeabtrag, jedoch traten schwerwiegende Nebeneffekte auf. Diese stellten sich durch ausgedehnte thermische Schädigungen bis hin zu Verkohlungen des umliegenden Gewebes dar. Im Wellenlängenbereich um 1.000nm dringt Strahlung in stark wasserhaltigem Gewebe ca. 10mm tief in das Gewebe ein. In Kombination mit Streueffekten kommt es zur großvolumigen Verteilung der Laserenergie, woraus ausgedehnte thermische Läsionen entstehen.

Erst die Beachtung der Gewebezusammensetzung und die Absorption des Laserlichtes in bestimmten Gewebebestandteilen gliedert das Spektrum an verfügbaren Laserwellenlängen für bestimmte medizinische Indikationen. Fast jede Laserwellenlänge findet ihren speziellen Anwendungsbereich in der Medizin [FPK⁺96, GMF00, KSF⁺99, WJBO00].

Hauptbestandteil der meisten Gewebe ist Wasser. Es bestimmt maßgeblich die Art und Weise der Laser-Gewebe-Wechselwirkung. Darüber hinaus bestehen Hartgewebe wie Knochen oder Zähne zu einem gewissen Bestandteil aus Hydroxylapatit (Tabelle 1.1).

Gewebeart	Wassergehalt / Vol-%	Hydroxylapatit / Vol-%
Zahnschmelz	12	86
Dentin	25	45
Knochen (Kompakta)	40	23
Aorta	79	-
Knorpel	75	-
Haut	70	-

Tabelle 1.1: Wasser- und Hydroxylapatitgehalt verschiedener Gewebe [Bud81, Sch92].

Die spektrale Analyse von Wasser zeigt ausgeprägte Absorptionsmaxima bei $2,9\mu\text{m}$ und um 10 bis $12\mu\text{m}$, während Hydroxylapatit hohe Absorption ebenfalls bei $2,8$ bis $3,1\mu\text{m}$ und bei $9,5\mu\text{m}$ aufweist (Abbildung 1.1).

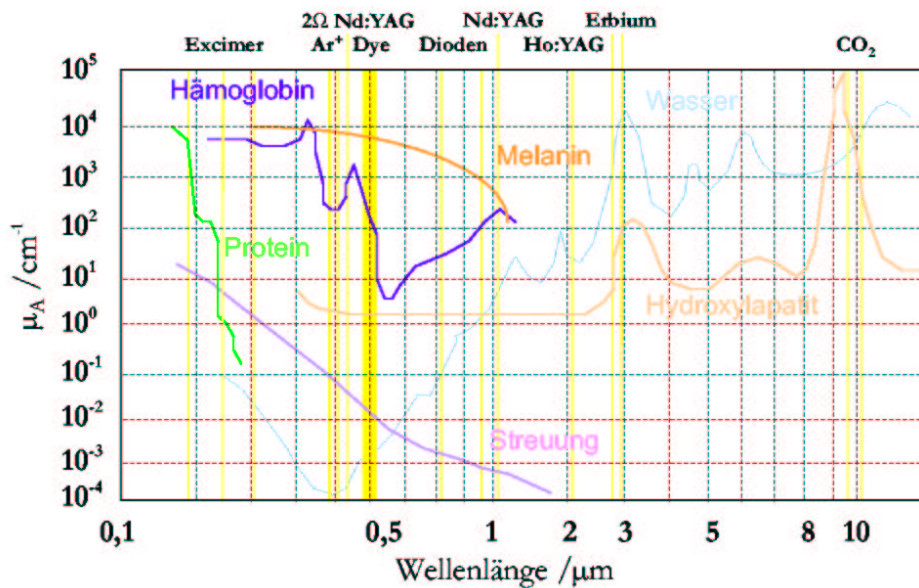


Abbildung 1.1: Absorptionsspektren verschiedener biologischer Substanzen [Gut99, Mei01].

Bei einer Wellenlänge von $2,9\mu\text{m}$ beträgt die Eindringtiefe des Lichts in stark wasserhaltige Gewebe und in die Zahnhartsubstanzen Schmelz und Dentin aufgrund der hohen Absorption in Wasser und Hydroxylapatit nur noch wenige Mikrometer.

Neben der Wellenlänge spielen aber auch andere Laserparameter bei der Licht-Gewebe-Wechselwirkung eine wichtige Rolle. Hierzu zählen Energie bzw. Leistung, Pulsdauer, Wiederholrate, Strahldurchmesser und Betriebsmodus (Dauerstrich oder gepulst). Darüber hinaus sind weitere Parameter entscheidend, die nicht direkt vom Laser selbst abhängen, aber seine Wechselwirkung mit dem Gewebe beeinflussen. Dazu gehört die Art des Gewebes, seine Zusammensetzung, das Vorhandensein von Wärmesenken, wie z.B. Blutgefäße und deren Durchfluss, die Gesamtbehandlungsdauer sowie die Verwendung eines Luft- und/oder Wassersprays in Kombination mit der Laserstrahlung. Die Verwendung eines Wassersprays bei einer Wellenlänge um $3\mu\text{m}$ ist problematisch, da nicht nur das zu bearbeitende Gewebe, sondern auch das Spray selbst den Laserstrahl absorbiert, insbesondere wenn sich ein Wasserfilm auf dem Gewebe bildet. Die Laserstrahlung eines Erbiumlasers generiert zwar bereits ab Energiedichten von 1Jcm^{-2} auf einem dünnen Wasserfilm eine Blase, durch die der Laserpuls transmittieren kann [IPA⁺94], aber bei längeren Lichtlaufwegen innerhalb des Spraynebels vom Laserapplikator zum Gewebe wird die Strahlung bereits geschwächt.

Neben der Anwendungen des Lasers in der Weichgewebschirurgie, der Endodontie [Gut99, MDG⁺97, MGD⁺97] und der Parodontologie, ist der Abtrag von Zahnhartsubstanzen von vordergründigem Interesse [HK89, ABE97]. Der Einfluss der physikalischen Laserparameter auf die Gewebeablation wurde bereits ausführlich in der Fachliteratur am Beispiel von Zahnhartsubstanz [Rot91, FMS⁺01] und Knochensubstanz [JBD⁺94] beschrieben. Für den Abtrag hydroxylapatithaltiger Hartgewebe kristallisieren sich also zwei mögliche Lasersysteme heraus. Zum einen sind die Erbium-dotierten Festkörperlaser zu betrachten, deren Hauptemissionslinien zwischen 2,78 und 2,94 μm liegen, und zum anderen der CO_2 -Laser, dessen 9,6 μm -Linie sogar noch etwas geeigneter erscheint als seine dominante 10,6 μm -Linie. Hier zeigt sich jedoch, dass die Hartgewebearbeitung nur mit kurzgepulsten oder gütegeschalteten Systemen ohne nennenswerte thermische Schädigung des Nachbargewebes durchgeführt werden kann. Sowohl CO_2 - als auch Erbium-Laser werden in zahnärztlichen und kieferchirurgischen Praxen eingesetzt [Gut99, HK89, Rot91], wobei der CO_2 -Laser seine primäres Einsatzgebiet in der Weichgewebschirurgie findet. Die Bearbeitung von dentalen Hartgeweben wird heutzutage fast ausschliesslich mit Erbium-dotierten Festkörper-Lasersystemen durchgeführt.

Kommerzielle Erbiumlaser zeichnen sich durch eine lange Lebensdauer aus. Sie erreichen hohe Frequenzstabilitäten, gute Strahlqualität und je nach Pumpmethode einen hohen Wirkungsgrad. Aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit und Stabilität des Kristallmaterials, das als laseraktives Medium zum Einsatz kommt, können hohe Durchschnittsleistungen¹ und Pulsspitzenleistungen² erzeugt werden [Hub91].

Einige Faktoren lassen bei den bestehenden Systemen Raum für Verbesserungen. Bei allen bisher kommerziell erhältlichen Erbiumlasern wird die Laserstrahlung in einem Beistellgerät in der Nähe des Bahndlungsplatzes erzeugt, indem ein erbiumdotierter Kristall mittels einer repetitierenden Blitzlampe angeregt wird. Das aus dem Resonator ausgekoppelte Laserlicht wird über eine Optik in ein Lichttransmissionssystem eingekoppelt. Hierbei kann es sich um eine OH^- -arme Festkörperfaser oder um einen Spiegelgelenkarm handeln. Das Laserlicht wird beim Verlassen des Lichttransmissionssystem, das in ein zahnmedizinisches Winkelstück mündet, refokussiert und über eine weitere Optik auf das zu bearbeitende Gewebe appliziert.

Wesentlicher Schwachpunkt an diesem Aufbau des Erbiumlasers ist das Lichttransmissionssystem. Die Wellenlängen um 3 μm lassen sich in Festkörperfasern nur mit vergleichsweise hohen Verlusten³ über eine Strecke der Größenordnung von 1 m übertragen. Spiegelgelenkarme bieten hingegen zwar gute Übertragungseigenschaften, sind jedoch unflexibel in der Handhabung beim oralen Einsatz.

Ein idealer Erbiumlaser für die Zahnheilkunde sollte daher ohne spezielles 3 μm -Übertragungssystem funktionieren - dies ist jedoch nur dann möglich, wenn die Laserstrahlung direkt im Behandlungshandstück erzeugt wird.

¹Kommerzielle Erbiumlaser erreichen Durchschnittsleistungen bis zu 10 W.

²Mehrere Kilowatt Pulsspitzenleistungen sind möglich. Beispiel: 2 KW Pulsspitzenleistung bei 300 mJ Pulsenergie und 150 μs Pulsdauer.

³Es können Verluste der Laserpulsenergie bis zu 40% im Lichttransmissionssystem auftreten.

Das Ziel dieser Arbeit ist daher der Aufbau eines Labormusters, das die Durchführbarkeit einer Miniaturisierung eines Erbiumlaserkopfes demonstriert. Die Größe des Laserkopfes wird so gewählt, dass eine direkte Integration in ein zahnmedizinisches Behandlungshandstück möglich ist. Der Miniaturisierung liegt dabei ein völlig neu entwickeltes Pumpkonzept, das “Multireflexions-Pumpen”, zugrunde. Der Einfluss dieser Anregungsform des Lasers und deren Auswirkung auf die physikalischen Eigenschaften des miniaturisierten Systems sind Gegenstand der durchgeführten theoretischen und experimentellen Untersuchungen.

Die Verwendung einer Blitzlampe zum Pumpen des Laserkristalls innerhalb des Behandlungshandstücks ist unmöglich. Zum einen ist es nicht wünschenswert, die hochspannungsbetriebene Blitzlampe direkt im Handstück zu integrieren. Eine mögliche Fehlfunktion könnte fatale Folgen für den Patienten oder den behandelnden Arzt haben. Zum anderen arbeiten Blitzlampen mit einem geringen Wirkungsgrad bei der Umwandlung von elektrischer Energie in Laserenergie [Koe96, Gro92]. Die anfallenden Energieverluste müssen in Form von Wärme abgeführt werden. Hierzu ist eine Flüssigkeitskühlung mit hohem Durchfluß notwendig, d.h. das Handstück müßte neben einer Hochspannungsversorgung zusätzlich mit vergleichsweise dicken und unflexiblen Schläuchen an eine Versorgungseinheit gekoppelt sein. Abschliessend würde der Durchmesser des Handstückes auf nicht praktikable Durchmesser anwachsen, um die Blitzlampe parallel zum Laserkristall aufzunehmen.

Die Erbiumlaser lassen sich jedoch auch auf andere Weise optisch pumpen. Es ist möglich, mit schmalbandig emittierenden Laserdioden die für den Laserprozeß verantwortlichen Energieniveaus direkt anzuregen [Jen96, PJ02, WKS94]. Die direkte, *resonante*⁴, Anregung zeichnet sich durch sehr hohe Wirkungsgrade bei der Umwandlung von Pumplicht in Laserlicht aus⁵. Es existieren hochflexible, kostengünstige und vor allem verlustarme Lichtleitfasern zur Übertragung des Pumplichtes der Diodenlaser. Naturgemäß muß die Zuführung dieser Pumplichtleiter zum Laserhandstück in longitudinaler Form erfolgen. Die zur Handstückintegration notwendige Baugröße von ca. 1 cm im Durchmesser des Handstücks erfordert eine spezielle Optik zum Pumpen des Laserkristalls. Ein klassisches, longitudinales Pumpen des Kristalls ist nicht möglich, da hiermit die erforderlichen Laserleistungen für den medizinischen Einsatz nicht erreicht werden können. Generell gilt jedoch, je kompakter eine Pumpoptik konstruiert werden muß, umso höher sind die Verluste, umso geringer wird der Wirkungsgrad der Ankopplung des Pumplichtes an den Laserkristall. Ein Kernthema der vorliegenden Arbeit ist daher das zur Anwendung kommenden Pumpkonzept, der Beschaffenheit der Pumpoptik und der hierbei im Hinblick auf die Baugröße entstehenden Verluste, die als Kompromiss an die Minaturisierung hinzunehmen sind.

Zur resonanten Anregung mit Laserdioden eignen sich erbiumdotierte YSGG-Kristalle⁶ aufgrund der erreichbaren Wirkungsgrade und thermischen Eigenschaften des Kristallmaterials besonders

⁴Die Anregung erfolgt direkt vom Grundzustand in das obere Laserniveau.

⁵Es wurden von verschiedenen Autoren Wirkungsgrade von einigen Prozent bis zu 50% erreicht (z.B. [WLW⁺97]).

⁶YSGG: Kurzform von $Y_3Sc_2Ga_3O_{12}$: Ytrium Scandium Gallium Granat, eine kubische Kristallmatrix, in der 3-wertige Ionen wie beispielsweise Erbiumionen auf dem Dodekaederplatz eingebaut werden.

gut [Jen96, Koe96] und wurden in dieser Arbeit ausschliesslich verwendet. Andere kommerzielle Erbiumlaser verwenden z.T. andere Granat-Kristalle, z.B. Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) oder Gadolinium-Gallium-Granat (GGG). Auch andere Kristalle auf Yttrium-Aluminium-Phosphat (YAP) oder Yttrium-Lithium-Fluorid Basis (YLF) finden Verwendung, wobei Er:YLF Laser jedoch bei kürzeren Wellenlängen emittieren. Tabelle 1.2 gibt einen Überblick über gängige Erbiumlaser und ihre Hauptemissionslinien. Teilweise werden auch Codotierungen mit Elementen der selben Periode wie z.B. Chrom (chem. Cr), Praseodym (chem. Pr) oder Thulium (chem. Tm) vorgenommen, um die Entleerungsgeschwindigkeit des unteren Laserniveaus durch interionische Transferprozesse zu fördern (“Quenching”).

aktives Medium	Hauptemissionslinien
Er:YAG	2940 nm
Er:YSGG	2797 nm & 2823 nm
Er,Cr:YSGG	2791 nm
Er:GGG	2822 nm
Er:YLF	850 nm & 1730 nm
Er:YAP	1660 nm, 2710 nm & 2920 nm

Tabelle 1.2: Übersicht der wichtigsten Erbium-Wellenlängen [Jen96].

Der Erbiumlaser deckt bereits ein breites Indikationsspektrum ab (Kavitätenpräparation, Chirurgie, Paradontologie) [Gut99]. Er kann in begrenztem Maße auch in der Endodontie eingesetzt werden [GFL02, HSGK97], aber andere Wellenlängen mit höherer Eindringtiefe in das Gewebe eignen sich möglicherweise besser, um eine bakterizide Wirkung auch in tieferen Gewebeschichten zu erzielen. Auf dem Gebiet der Endodontie werden seit Ende der 1990er-Jahre vermehrt und mit Erfolg Diodenlaser der Wellenlängen um 810 und 980 nm eingesetzt [GFSL02, GMCL97]. Der Wellenlängenbereich um 966 – 975 nm entspricht genau den Photonenenergien, die die resonante Anregung des oberen Laserniveaus des Erbiumlasers ermöglichen. Die Verwendung von Laserdioden dieses Wellenlängenbereich zum Pumpen des Erbiumlasers bringt daher den Vorteil, die Diodenstrahlung neben dem Pumpen auch direkt für die Behandlung des Patienten nutzen zu können.

Die Vorteile eines minaturisierten Erbiumlasers, der mittels Laserdioden gepumpt wird, sind:

1. Zwei Laserwellenlängen (Erbium und Diode) stehen dem behandelnden Arzt zur Verfügung. Beide Wellenlängen decken in ihrer Kombination die wichtigsten Indikationsbereiche in der Zahnmedizin ab.
2. Wegfall der verlustreichen Erbium-Lichttransmissionssysteme.
3. geringe Baugröße, Verzicht auf Hochspannung und aufwendige Flüssigkeitskühlung.

Die Umsetzung dieses Laser-Konzeptes könnte als integrierte Einheit in einen zahnmedizinischen Behandlungsstuhl erfolgen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei Hauptteile zu je mehreren Kapiteln. Der erste Teil beschreibt die theoretischen Grundlagen und die Berechnung des zeitlichen Laserverhaltens anhand eines numerisch gelösten Differentialgleichungssystem. Weiterhin werden Aussagen bezüglich der zu erwartenden Wirkungsgraden des diodengepumpten Systems getroffen. Der zweite Teil geht ausführlich auf das verwendete Pumpkonzept zur Miniaturisierung des Lasers ein und stellt den Optimierungsvorgang vor. Der dritte Teil beinhaltet die durchgeführten Experimente und deren Auswertung sowie den Vergleich mit der Theorie.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Erbium als Element und Ion

Das Element Erbium (chem. Er) gehört zu den seltenen Erden und wurde 1842 von MOSANDER in Schweden entdeckt. Benannt wurde es nach seinem Fundort Ytterby, welcher auch für die verwandten Elemente Yttrium und Ytterbium namensgebend war. Heute wird Erbium mit einer Jahresproduktion von 100 t raffiniert und findet seinen Einsatz hauptsächlich in der Kerntechnik. Darüber hinaus existieren Anwendungen in der Herstellung von Titanlegierungen, dem Färben von Gläsern und Emailen. In der Laserphysik erlangte es erstmals 1975 Bedeutung, als ZARIKOV et. al. den ersten Erbium:YAG-Laser vorstellten [ZZK⁺75].

Das Element Erbium gehört der Gruppe der Lanthaniden an. In der Natur werden nur stabile Verbindungen gefunden, in denen die Lanthaniden in 3-fach positiv ionisierter Form vorliegen. Die Lanthaniden unterscheiden sich untereinander nur durch ihre unterschiedliche Anzahl an $4f$ -Elektronen. Wegen der abschirmenden Wirkung der vollständig gefüllten $5s$ und $5p$ Orbitale haben die $4f$ Elektronen nur einen geringen Einfluss auf ihre chemischen Eigenschaften [Jen96]. So sind z.B. elektrische Dipolübergänge innerhalb der $4f$ -Schale aus Paritätsgründen beim freien Lanthanid nicht möglich [BJ83]:

$$\langle \Psi_{4f'} | -e\vec{r} | \Psi_{4f} \rangle \approx 0$$

Das Einbringen des Ions in ein äußeres anisotropes Feld ohne Inversionszentrum am Kernort, beispielsweise ein Kristallfeld eines Wirtskristalls, erlaubt effektive Übergangswahrscheinlichkeiten für einen Laserübergang. Der dazugehörige Hamilton-Operator des freien Ions ist somit beim Einbringen in ein Kristallfeld um einen Störungsterm zu erweitern:

$$H' = H_{frei} + V,$$

wobei sich das Störpotential $V = V_{gerade} + V_{ungerade}$ gemäß gerader und ungerader Parität separieren lässt [Ofe62]. Die Eigenfunktionen $|a\rangle = |L, S, J, m_j\rangle$ des freien Ions können nach der Hartree-Fock-Methode in der Zentralfeldnäherung und unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung berechnet werden [BJ83]. In der 1. Ordnung der Störungstheorie werden für die Berechnung der Energieniveaus die Eigenfunktionen des freien Ions verwendet.

$$\Delta E = \langle a | V_{ungerade} | a \rangle + \langle a | V_{gerade} | a \rangle$$

Da $\langle a | V_{ungerade} | a \rangle = 0$, liefern die Anteile ungerader Parität keinen Beitrag zur Energie. Die geraden Anteile liefern Energien im Bereich einiger 100 cm^{-1} , was eine Größenordnung kleiner ist, als die Aufspaltung durch die Spin-Bahn-Kopplung, was die Feinstruktur-Aufspaltung der Energieniveaus im Kristallfeld erklärt. Der Einfluss des Kristallfeldes macht sich im Wesentlichen bei der Wahrscheinlichkeit der elektrischen Dipolübergänge im gesamten Spektralbereich bemerkbar. Bei der Wellenfunktion 1. Ordnung mischen sich bei den Lanthaniden die geraden $4f$ - und die ungeraden $5d$ -Wellenfunktionen.

$$|4f5d\rangle = |4f\rangle + \frac{\langle 5d | V_{ungerade} | 4f \rangle}{(E_{4f} - E_{5d})} |5d\rangle$$

So verliert die Parität ihren Charakter als Erhaltungsgröße und die beim freien Ion verbotenen Dipolübergänge werden teilweise erlaubt. Der Beitrag des Matrixelements $\langle 5d | V_{ungerade} | 4f \rangle$ und damit der Wirkungsquerschnitt des Übergangs sind ganz wesentliche Größen für die Lasertätigkeit und stark abhängig vom lokalen Kristallfeld [Jen96, Mes76]. Sie erst ermöglichen die Lasertätigkeit des Erbiumions im Wirtskristall.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass das freie Erbium-Ion als laseraktives Medium im $3 \mu\text{m}$ -Bereich ungeeignet ist, da die zugehörigen Dipolübergänge aus Paritätsgründen optisch verboten sind. Die für den $3 \mu\text{m}$ -Laserübergang notwendigen Energieniveaus entstehen aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung und betragen einige 1000 cm^{-1} . Erst das Einbringen des Erbium-Ions in einen Wirtskristall ermöglicht den optischen Übergang zwischen diesen Energieniveaus. Der Einfluss des Wirtskristalls auf das Erbium-Ion kann nach der quantenmechanischen Störungstheorie approximiert werden, woraus folgt, dass die am Laserprozess beteiligten Energieniveaus wegen der ungeraden Anteile des Kristallfeldes weiter aufspalten (in der Größenordnung von einigen 100 cm^{-1}).

2.2 Termschema

Die klassisch blitzlampen-gepumpten Erbiumlaser werden vorwiegend durch eine breitbandige Anregung in die Niveaus ${}^4I_{9/2}$, ${}^4F_{9/2}$ und ${}^4S_{9/2}$ betrieben. Der medizinisch relevante $3\ \mu\text{m}$ -Laserübergang findet zwischen den Niveaus ${}^4I_{11/2}$ und ${}^4I_{13/2}$ statt. Bei einer blitzlampen-gepumpten Laseranordnung erfolgt daher die Population des oberen Laserniveaus über Relaxationsübergänge aus den höher gelegenen Niveaus.

Höhere Effizienzen aufgrund direkterer Populationswege können allerdings erzielt werden, wenn eine resonante Anregung des oberen Laserniveaus erfolgt. Hierzu wird dem Grundzustand ${}^4I_{15/2}$ Energie in Form von Pumpphotonen einer Wellenlänge um 970nm zugeführt, so dass direkt das obere Laserniveau ${}^4I_{11/2}$ besetzt wird. Dieser Vorgang wird als Ground State Absorption (GSA) bezeichnet. Als Nachteil bei der resonanten Anregung kann sich ein anderer Übergangsprozess auswirken, der ebenfalls resonant zur Wellenlänge 970nm ist. Dieser Prozess der so genannten Excited State Absorption (ESA) findet zwischen dem Niveau ${}^4I_{11/2}$ und ${}^4F_{7/2}$ statt, er entvölkert demnach das obere Laserniveau und kann sich kontraproduktiv auf den $3\ \mu\text{m}$ -Laserprozess auswirken. Ein Teil der Energie, die aufgrund der ESA in das ${}^4F_{7/2}$ -Niveau gelangt, wird durch Relaxationsprozesse wieder dem oberen Laserniveau zugeführt, wobei hier Verluste durch Phononenanregung auftreten. Als Folgeprozess wird das grüne Fluoreszenzleuchten des Laserkristalls bei 550nm beobachtet, welches durch eine strahlende Relaxation aus dem Niveau ${}^4S_{3/2}$ in das Niveau ${}^4I_{15/2}$ entsteht. Die resonant zugeführte Pumpenergie von 970nm kann diese Wellenlänge allein nicht auf direktem Wege erzeugen.

Abbildung 2.1 zeigt ein Termschema des Erbiumatoms mit den wichtigsten Energieniveaus. Alle dominanten Prozesse bei resonanter Anregung aus dem Grundzustand sind eingezeichnet.

- GSA bezeichnet den resonanten Pumpübergang.
- ESA bezeichnet die Absorption aus dem oberen Laserniveau.
- LASER kennzeichnet den $3\ \mu\text{m}$ Laserübergang.
- UC stellt Upconversionprozesse dar, die durch den Energietransfer zwischen benachbarten Erbiumatomen zustande kommen (siehe unten).

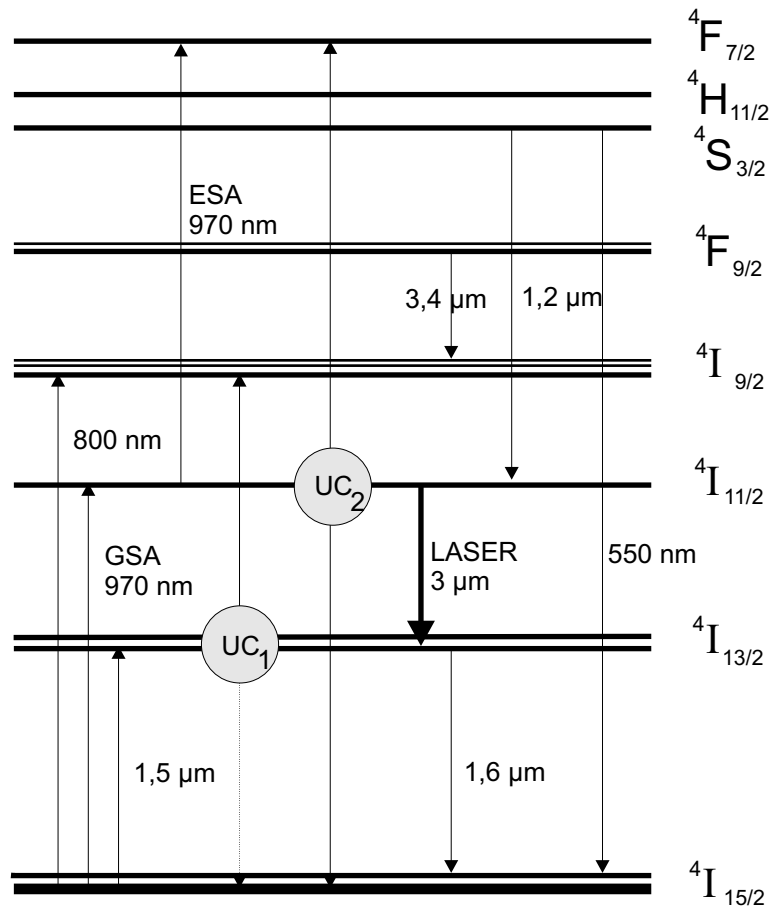


Abbildung 2.1: Termschema des Erbiumatoms. Es sind für die resonante Anregung die wichtigsten Energieniveaus und Übergänge eingezeichnet.

Neben diesen intraionischen Prozessen existieren noch drei relevante Energietransferprozesse interionischer Art. Hierbei treten zwei, i.d.R. auf benachbarten Gitterplätzen lokalisierten, Erbiumionen in Wechselwirkung miteinander. Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Übersicht über die Energietransferprozesse. Bei der zuvor beschriebenen quantenmechanischen Störungsnäherung werden die Erbium-Ionen isoliert von anderen Ionen betrachtet. Dies ist aber nur zulässig bei Ionendichten von weniger als ca. 10^{20} cm^{-3} [För47]. Bei höheren Teilchendichten erlangen vermehrt die interionischen Prozesse an Bedeutung.

Bei der *Migration* bleibt die Anregungsenergie erhalten, es kommt lediglich zu einer räumlichen Verschiebung, wobei die Energie entlang der erbiumdotierten Gitterplätze wandert.

Desweiteren können *Upconversionprozesse* (UC) auftreten, wenn sich zwei Ionen im gleichen Anregungszustand befinden. Hierbei kehrt ein Ion in den Grundzustand zurück, während das andere auf ein höheres Niveau gelangt. Es existieren zwei wichtige Upconversionprozesse im Erbiumion, wovon einer dem Laserprozess entgegen wirkt, während der andere Upconversionprozess das untere Laserniveau entvölkert und darüber hinaus einen Teil der Energie wieder dem oberen Laserniveau zuführt. Im allgemeinen ist die Upconversion um ein bis zwei Größenordnungen schwächer als die Migration, da diese immer ein resonanter Prozess ist. Weiterhin wird die Upconversion durch die Migration begünstigt, da diese in der Regel nur an Stellen nächster Nachbarn ausreichende Über-

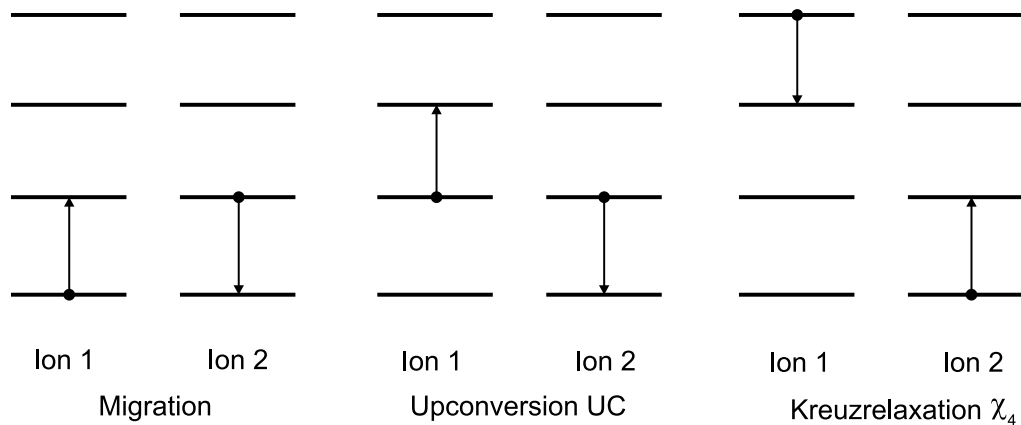


Abbildung 2.2: Verschiedene 2-Ionen Prozesse in Erbium-dotierten Wirtskristallen.

gangswahrscheinlichkeiten vorfindet. DEXTER und FÖRSTER konnten zeigen, dass die räumliche Abhängigkeit sich proportional zu R^{-6} verhält [Dex53, För47]. Die finale Bedeutung der Upconversion wird nach den Experimenten von JOHNSON und GUGENHEIM 1971 ersichtlich, denen es erstmals gelang, Laseremission einer Wellenlänge zu erzeugen, die kurzwelliger als das Pumplicht ist [JG71]. Weiterhin ist die Upconversion dafür verantwortlich, dass es zu einer schnelleren Entleerung des unteren Laserniveaus kommt, was zur Folge hat, dass der normalerweise selbstterminierende $3\mu\text{m}$ -Laserübergang im cw-Modus betrieben werden kann [BZL⁺83, SLE92, PJ01].

Zudem können Prozesse der *Kreuzrelaxation* auftreten, bei denen ein angeregtes Ion 1 mit einem benachbarten Ion 2 im Grundzustand wechselwirkt. Wenn die beteiligten Energieterme in der Art zusammenpassen, dass eine Anregungsstufe in Ion 2 mit einem möglichen Übergang in Ion 1 zusammenfällt, so kann ein Energietransfer zwischen beiden Ionen stattfinden. Im Erbium-Ion ist dies möglich durch die Energieabgabe von Niveau ${}^4F_{11/2}$ zu ${}^4I_{11/2}$ und beim Nachbarion durch Energieaufnahme von ${}^4I_{15/2}$ nach ${}^4I_{13/2}$.

Ohne Berücksichtigung dieser drei Prozesse gilt für den erreichbaren Wirkungsgrad das Stokes-Limit, d.h. ein Pumpphoton kann bei maximaler Effizienz ein Laserphoton erzeugen. Für die beteiligten Energien gilt dann für den differentiellen Wirkungsgrad $W = \frac{\hbar\omega_{laser}}{\hbar\omega_{pump}} = \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_{laser}}$. Für den resonanten 970nm Pumpprozess gilt somit ein Stokes-Limit von 35%

Durch geschicktes Ausnutzen aller drei Prozesse kann diese Grenze jedoch überschritten werden [PSG⁺96]. Experimentell wurden bisher differentielle Wirkungsgrade von über 50% in einer optimierten Er:YLF Laseranordnung erreicht [WLW⁺97].

Kapitel 3

Modellbildung und Ratengleichungen

In diesem Abschnitt wird ein analytisches Modell entwickelt, dessen zugehöriges Differentialgleichungssystem numerisch gelöst wird, um Aussagen über das zeitliche Verhalten des Lasers zu erhalten. Zur theoretischen Betrachtung wurden zwei Annahmen getroffen.

1. Das Erbiumtermschema wurde auf die dominanten Prozesse eingeschränkt und somit als ein System mit 4 diskreten Energieniveaus approximiert. Abbildung 3.1 zeigt das Modellsystem.
2. Die homogene Ausleuchtung des Kristalls wurde zugrunde gelegt¹. Hierdurch wird das Differentialgleichungssystem ortsunabhängig und kann numerisch integriert werden.

JENSEN zeigte, dass bei dem 2-Teilchenprozess der Upconversion-Prozesse die Besetzungsdichten quadratisch in die beschreibenden Ratengleichungen eingehen [Jen96]. Wegen des geringen energetischen Abstands der Niveaus $^4I_{9/2}$ und $^4F_{7/2}$ zu den jeweils nächst tiefergelegenen Niveaus, erfolgt deren Entleerung fast ausschließlich über Multiphononenübergänge. Die zugehörigen Branching-Ratios² in das jeweils tiefergelegene Niveau betragen nahezu 1 [PJ02],

$$\beta_{^4F_{7/2}, ^4S_{3/2}} = \beta_{^4I_{9/2}, ^4I_{11/2}} = 0,99 \approx 1$$

so dass diese Energieterme im Modell zu je einem Niveau zusammengefasst werden können.

Die dominanten Terme der jeweiligen Nettoänderung der Besetzungsdichten der einzelnen Niveaus lassen sich zu einem inhomogenen System aus 4 Differentialgleichungen, die Ratengleichungen, zusammenfassen, welche durch die Gleichungen 3.1 bis 3.4 beschrieben werden.

¹Die homogene Ausleuchtung war eines der Hauptziele bei der Berechnung und Konstruktion der entwickelten Pumpkammern. Es wurden auch Versuche mit inhomogenen Ausleuchtungen vorgenommen, die lokal hohe Pumpdichten erzeugten. In Kapitel 8 wird detailliert auf die verschiedenen Pumpkonfigurationen und die Ausleuchtung des Laserkristalls eingegangen.

²Branching-Ratio, engl. = Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den einzelnen Niveaus. β_{ij} bezeichnet die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs von Niveau i zu Niveau j .

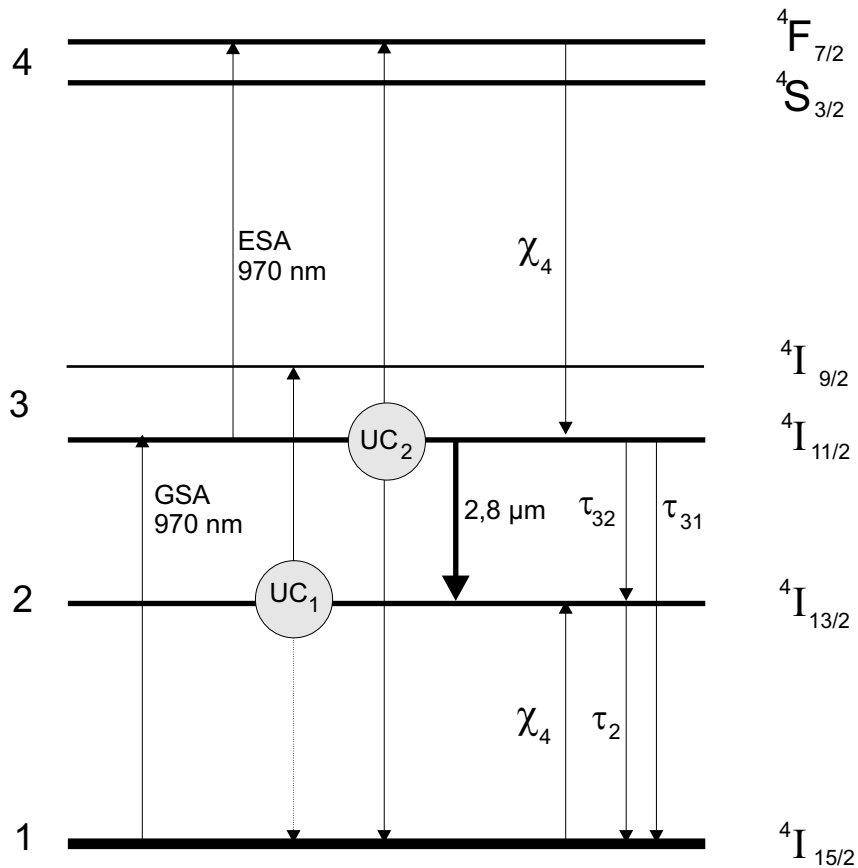


Abbildung 3.1: Dieses Termmodell liegt den verwendeten Ratengleichungen zugrunde. Links ist die Nummerierung der Niveaus von 1-4 zu sehen. Aufgrund des geringen energetischen Abstandes der Niveaus ${}^4I_{9/2}$ und ${}^4I_{11/2}$ sowie der Niveaus ${}^4F_{7/2}$ und ${}^4S_{3/2}$ können diese je gemeinsam mit einer Besetzungsdichte beschrieben werden, zumal die zugehörigen Branching-Ratios nahezu 1 sind [PJ02].

$$\frac{d}{dt}n_4 = \frac{1}{2}\alpha_3n_3^2 - \frac{1}{2}\chi_4n_1n_4 + n_3I_p\sigma_{ESA} - \frac{n_4}{\tau_4} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n_3 = & \beta_{43}\frac{n_4}{\tau_4} + I_p n_1 \sigma_{Abs} - \alpha_3n_3^2 + \frac{1}{2}\alpha_2n_2^2 + \frac{1}{2}\chi_4n_1n_4 \\ & - gI_{Laser} - n_3I_p\sigma_{ESA} - \frac{n_3}{\tau_3} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\frac{d}{dt}n_2 = -\alpha_2n_2^2 + \frac{1}{2}\chi_4n_1n_4 + \beta_{32}\frac{n_3}{\tau_3} + gI_{Laser} - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n_1 = & \beta_{41}\frac{n_4}{\tau_4} - I_p n_1 \sigma_{Abs} + \frac{1}{2}\alpha_3n_3^2 + \frac{1}{2}\alpha_2n_2^2 - \frac{1}{2}\chi_4n_1n_4 \\ & + \beta_{31}\frac{n_3}{\tau_3} + \frac{n_2}{\tau_2} \end{aligned} \quad (3.4)$$

In den Gleichungen bezeichnet I_p die Pumpintensität (Anzahl Pumpphotonen [scm^2]) und σ_{Abs} den Absorptionsquerschnitt [cm^2] in das Niveau $^4I_{11/2}$, der eine Funktion der Pumpwellenlänge ist. Für eine Wellenlänge von $966nm$ wurde $\sigma_{Abs} = 4 \cdot 10^{-21}cm^2$ gesetzt. Der Kreuzrelaxationsparameter χ_4 wird zu $2,6 \cdot 10^{-16}cm^3s^{-1}$ angenommen. Diese Zahlenwerte wurden der Literatur [Jen96, Rot91] entnommen. Die Variablen τ_i sind die rein intrinsischen Lebensdauern des jeweiligen Niveaus i und sind nachstehend in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Niveau	intrinsische Lebensdauer	Branching-Ratios
4	0,4ms	$\beta_{43} = 0,65, \beta_{42} \approx 0, \beta_{41} = 0,35$
3	3,2ms	$\beta_{32} = 0,63, \beta_{31} = 0,37$
2	7,8ms	

Tabelle 3.1: Literaturwerte der intrinsischen Lebensdauern und Branching-Ratios der oberen 3 Niveaus des numerischen Modells [Jen96, DM94].

Die Branching-Ratios β_{43} und β_{41} beschreiben das Verhältnis der Phononenrelaxation des Niveaus $^4I_{9/2}$ in das obere Laserniveau $^4I_{11/2}$ und in das Niveau $^4I_{15/2}$. Basierend auf einer Arbeit von STONEMAN et. al. [SLE92] wurde eine Extrapolation für die in dieser Arbeit relevante Dotierung vorgenommen³. Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf von β_{43} in Abhängigkeit von der Dotierung. Die Konstanten $\beta_{32} = 0,63$ und $\beta_{31} = 0,37$ geben die Branching-Ratios für das dritte Niveau an und konnten der Literatur entnommen werden. Übergänge ins zweite Niveau spielen keine wesentliche Rolle ($\beta_{42} \approx 0$) [PJ02].

Für die Upconversionparameter α_2 und α_3 wurden folgende, empirische Formeln aufgestellt [Jen96]:

$$\begin{aligned} \alpha_2 &= (46 \cdot k^3 + 0,6) \cdot 10^{-16}cm^3s^{-1} \\ \alpha_3 &= \frac{1}{2}(34 \cdot k^2 + 0,2) \cdot 10^{-16}cm^3s^{-1} \end{aligned}$$

wobei $k \in [0..1]$ die Dotierung in Prozent bezeichnet.

³Die Werte in der numerischen Lösung wurden angesetzt mit $\beta_{43} = 0,65$ und $\beta_{41} = 0,35$.

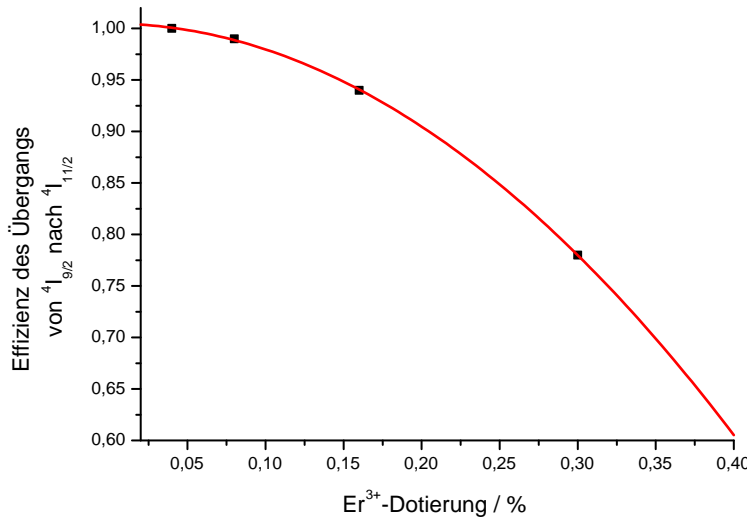


Abbildung 3.2: Extrapolation der Effizienz des Überganges von Niveau ${}^4I_{9/2}$ nach Niveau ${}^4I_{11/2}$ für verschiedene Erbium-Dotierungen von YSGG-Kristallen [SLE92]. Dabei ergibt sich für diesen Übergang eine Effizienz von $\beta_{43} = 0,65$, somit bleibt für den Übergang in das Grundniveau ${}^4I_{15/2}$ eine Effizienz von $\beta_{41} = 0,35$.

Die Intensität des Laserfeldes I_{Laser} im Kristall wird mit dem Verstärkungskoeffizienten $g = \sigma_3 n_3 - \sigma_2 n_2$ (*gain*) multipliziert. σ_3 und σ_2 bezeichnen hierbei die effektiven Wirkungsquerschnitte für die Emission und die Re-Absorption für den Laserübergang. Das Verhältnis $\frac{\sigma_3}{\sigma_2} \equiv B$ ist als Boltzmannverhältnis bekannt und liegt bei YSGG-Wirtskristallen um 2, YAG-Kristalle erreichen Werte bis 4 [Jen96]. Dies hat u.a. zur Folge, dass zum Erreichen eines positiven Gains n_3 nicht größer als n_2 sein muss, sondern die Bedingung $n_3 > \frac{1}{B} n_2$ erfüllt ist.

Die zeitliche Änderung des Intra-Cavity Laserfeldes wird mit der Gleichung

$$\frac{d}{dt} I_{Laser} = \frac{1}{l} c d g I_{Laser} - \frac{1}{\tau_{ph}} I_{Laser} \quad (3.5)$$

beschrieben, wobei c die mediale Lichtgeschwindigkeit, d die Kristall- und l die Resonatorlänge bezeichnen. τ_{ph} kennzeichnet die Lebensdauer der Photonen im Resonator. In einem als verlustfrei angenommenem System ergibt sich τ_{ph} daher ausschließlich aus dem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels des Lasersystems. Sind Intracavity-Verluste V_r vorhanden, die die Verweildauer der Photonen im Resonator beeinflussen, so fließen diese in die Photonenlebensdauer mit ein:

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = -\frac{1}{2l} c \ln(1 - T - V_r) \quad (3.6)$$

Kapitel 4

Numerische Lösungsverfahren

In diesem Kapitel wird die Vorgehensweise bei der Lösung des Differentialgleichungssystems vorgestellt. Die Grundlagen und anschließend die Implementation einschließlich Fehlerkontrolle, Schrittweitensteuerung und parametrischer Variation werden erläutert.

Das numerische Lösungsverfahren, insbesondere in Kombination mit der Schrittweitensteuerung, wird im Folgenden verwendet, um das zeitliche Verhalten des Lasers zu beschreiben.

4.1 Grundlagen

Die einfachste Möglichkeit, ein Differentialgleichungssystem numerisch zu integrieren, ist die Methode nach EULER. Hierbei wird in m äquidistanten Schritten einer Weite h_{euler} das Zeitintervall $[t_a, t_b]$ durchschritten, wobei die Werte der Besetzungsdichten n_i zur Zeit t_a durch die Randbedingungen der Integration gegeben sind. Der Funktionswert an der Stelle $t_{j+1} = t_j + h \equiv t_a + jh$ berechnet sich iterativ zu

$$n_{i,j+1} = n_{i,j} + h_{euler} \Delta(n_{i,j}, t_j), \quad (4.1)$$

wobei die Änderung des Funktionswertes Δ an der Stelle $(n_{i,j}, t_j)$ durch die Ableitungen $\frac{d}{dt}n_{i,j}$ gemäß der Gleichungen 3.1 bis 3.5 gegeben sind, d.h.

$$\Delta(n_i, t) = \left. \frac{d}{dt}n_i \right|_t$$

Der Nachteil dieser asymmetrischen Methode liegt darin, dass die Ableitungen nur linksseitig des Intervalls $[t_j, t_{j+1}]$ ausgewertet werden. Hierdurch werden die integrierten Lösungen ungenau, zumal der Fehler bei jedem Teilschritt nur eine Größenordnung kleiner als h_{euler} ist, nämlich von der Ordnung $O(h^2)$. Abbildung 4.1(a) illustriert das prinzipielle Vorgehen der Euler-Methode.

4.2 Runge-Kutta Methode 2. Ordnung

Höhere Genauigkeiten erreichen die Runge-Kutta Methoden, die hier kompakt für die 2. und 4. Ordnung vorgestellt werden. Gleichung 4.1 lässt sich als ein Zwischenschritt zur Mitte eines Intervalls der Breite $h = 2h_{\text{euler}}$ in der Runge-Kutta Methode 2. Ordnung verstehen. Die Werte von n_i und $\frac{dn_i}{dt}$ an diesem Mittelpunkt können dann zur Berechnung des Endpunktes des Intervalls herangezogen werden.

$$k_1 = h\Delta(n_{i,j}, t_j) \quad (4.2)$$

$$k_2 = h\Delta\left(n_{i,j} + \frac{1}{2}k_1, t_j + \frac{1}{2}h\right) \quad (4.3)$$

$$n_{i,j+1} = n_{i,j} + k_2 + O(h^3) \quad (4.4)$$

Die Gleichung 4.4 ist symmetrisch und besitzt nur noch einen Fehler der Ordnung $O(h^3)$. Abbildung 4.1(b) verdeutlicht den Unterschied zur Euler-Methode.

4.3 Runge-Kutta Methode 4. Ordnung

Die Idee, sukzessive zu höheren Ordnungen der Fehlerterme zu gelangen führt zur Runge-Kutta Methode 4. Ordnung, wobei der Fehlerterm nur noch in der Ordnung $O(h^5)$ ist. Die Gleichungen 4.5 bis 4.9 zeigen das Vorgehen bei dieser Methode.

$$k_1 = h\Delta(n_{i,j}, t_j) \quad (4.5)$$

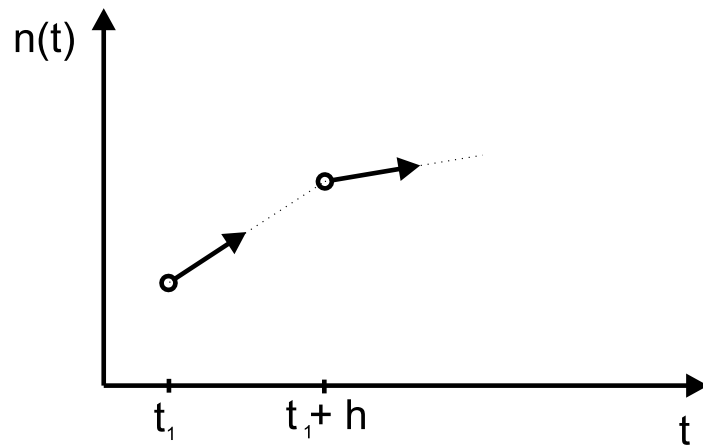
$$k_2 = h\Delta\left(n_{i,j} + k_1, t_j + \frac{h}{2}\right) \quad (4.6)$$

$$k_3 = h\Delta\left(n_{i,j} + k_2, t_j + \frac{h}{2}\right) \quad (4.7)$$

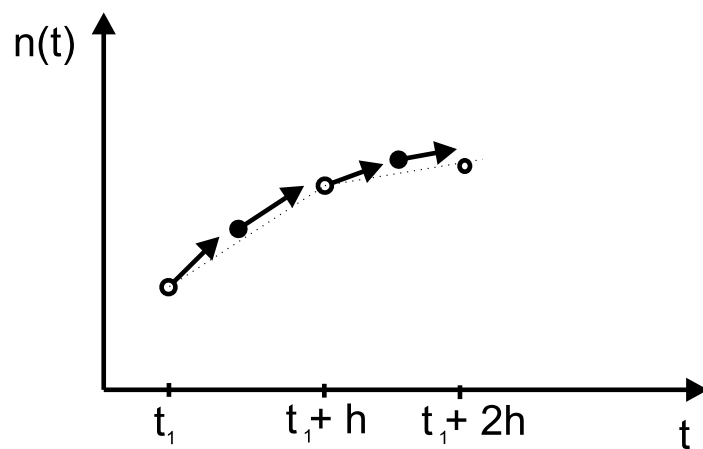
$$k_4 = h\Delta\left(n_{i,j} + k_3, t_j + h\right) \quad (4.8)$$

$$n_{i,j+1} = n_{i,j} + \frac{1}{6}k_1 + \frac{1}{3}k_2 + \frac{1}{3}k_3 + \frac{1}{6}k_4 + O(h^5) \quad (4.9)$$

Es werden für jedes Intervall $[t_j, t_{j+1}]$ insgesamt vier Ableitungen ausgewertet, eine am Beginn und eine am Ende, sowie zwei in der Mitte des Intervalls. Abbildung 4.2 verdeutlicht das Prinzip. Das ‘‘Zusammenbauen’’ des endgültigen Funktionswertes an der Stelle $t + h$ (Schritt $j + 1$) verwendet Koeffizienten von $\frac{1}{3}$ für die Intervallmittelpunktwerte und $\frac{1}{6}$ für die Intervallränder. Diese ergeben sich aus einer Taylor-Entwicklung der Funktionen n_i .



(a) Euler-Methode zum numerischen Lösen von Differentialgleichungen. Offene Punkte kennzeichnen verwendete Funktionswerte, die Pfeile kennzeichnen verwendete Ableitungen.



(b) Runge-Kutta Methode 2. Ordnung. Offene Punkte kennzeichnen verwendete Funktionswerte, geschlossene zeigen Werte, die im Laufe des Integrationsschrittes wieder verworfen werden.

Abbildung 4.1: Vorgehensweise bei der Euler-Methode (a) und der Runge-Kutta Methode 2. Ordnung (b).

Dieser einfache Runge-Kutta Algorithmus 4. Ordnung ist ausreichend für Probleme, bei denen sich die Lösungen gutmütig und, bezogen auf die Schrittweite h , langsam verändern. Im nächsten Abschnitt wird noch eine genauere Methode vorgestellt, die im Falle schnell veränderlicher Lösungen zu bevorzugen ist.

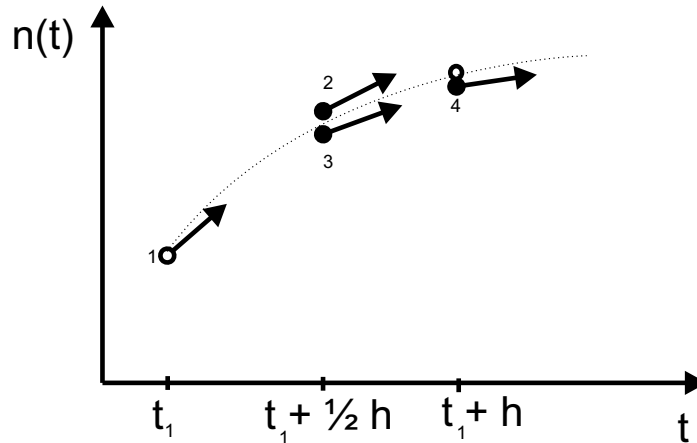


Abbildung 4.2: Vorgehensweise bei der Runge-Kutta Methode 4. Ordnung. Bei jedem Schritt werden die Ableitungen viermal ausgewertet. Geschlossene Kreise kennzeichnen die Zwischenschritte, die wieder verworfen werden, offene Kreise zeigen den Startwert $n_{i,j}$ und den errechneten Funktionswert $n_{i,j+1}$.

4.4 Runge-Kutta Cash-Karp mit adaptiver Schrittweitensteuerung

Bei der Simulation eines gepulsten Laservorganges, bei dem es zu Spiking am Anfang eines Pulses kommt, gefolgt von Ruhepausen in der Größenordnung von mehreren Millisekunden, ist es sinnvoll, den Algorithmus um eine adaptive Schrittweitensteuerung zu erweitern. Ein einzelner Spike besitzt eine Halbwertsbreite von einigen Nanosekunden und stellen die kürzesten Ereignisse der Simulation dar, so dass die Pulspausen 3 bis 4 Größenordnungen darüber liegen. Daher sollte auch die Adaption der Schrittweite idealerweise in der Lage sein, h über 3 bis 4 Größenordnungen anzupassen.

Eine Implementation einer Schrittweitenadaption setzt voraus, dass das zuständige Programmmodul¹ Rückmeldung über die Performance und die abgeschätzten Rundungsfehler an das aufrufende Modul zurückreicht.

Die einfachste Art der Fehlerabschätzung beruht darauf, die Rechnung einmal mit der Schrittweite h und nochmal mit der doppelten Weite $\tilde{h} := 2h$ durchzuführen und den Fehler aus der Differenz der zwei Näherungslösungen zu bestimmen.

¹Siehe Kapitel 11.1 im Anhang, Seite 107, für detaillierte Informationen zu den erstellten Programmmodulen, die den Runge-Kutta Cash-Karp Algorithmus mit adaptiver Schrittweitenregelung und Fehlerabschätzung bilden.

Sei $n_i^{exakt}(t+2h)$ die exakte Lösung an der Stelle $t+2h$ und n_1 und n_2 zwei Näherungslösungen, die durch einfache Anwendung der zweifachen Schrittweite \tilde{h} bzw. der zweifachen Anwendung der einfachen Schrittweite h erzielt wurden, dann lässt sich $n_i^{exakt}(t+2h)$ wie folgt in eine Taylorreihe entwickeln:

$$n_i^{exakt}(t+2h) = n_1(t+\tilde{h}) + (\tilde{h})^5 \Phi + O(h^6) + \dots \quad (4.10)$$

$$= n_1(t+2h) + (2h)^5 \Phi + O(h^6) + \dots \quad (4.11)$$

$$n_i^{exakt}(t+2h) = n_2(t+2h) + 2(h^5) \Phi + O(h^6) + \dots \quad (4.12)$$

Hieraus folgt, dass die Zahl Φ von der Größenordnung $\frac{n^{(5)}(t)}{5!}$ ist. Gleichung 4.11 beinhaltet den Term $(2h)^5$ aufgrund der Schrittweite $\tilde{h} = 2h$, während Gleichung 4.12 den Ausdruck $2(h^5)$ enthält. Die Abweichung von der exakten Lösung beträgt also im ersten Fall der doppelten Schrittweite \tilde{h} das 16-fache² gegenüber der doppelten Anwendung der einfachen Schrittweite h .

Als Indikator für den Fehler lässt sich dann die Näherung

$$\delta = n_2 - n_1$$

verwenden. Um $|\delta|$ unter einer vorgegebenen Grenze klein zu halten, wird die Schrittweite bei Überschreiten dieser Grenze verringert. Konkret bedeutet dies, dass an Stellen t , an denen sich die Funktionswerte schnell ändern, die Schrittweite h soweit heruntersgesetzt wird, dass der Fehler $|\delta|$ unter einer festgelegten Toleranzgrenze bleibt. Im Gegensatz hierzu wird beim Erreichen von Gebieten, in denen sich die Funktion nur langsam verändert, die Schrittweite erhöht. Mathematisch äußert sich dies durch eine Annäherung von $|\delta|$ gegen Null.

Ein moderner Zugang zur Fehlerkontrolle und damit zur adaptiven Schrittweite besteht in der Verwendung eingebetteter Runge-Kutta Formeln. Generell benötigen Runge-Kutta Formeln einer Ordnung $N > 4$ zwischen N und $N+2$ Gleichungen; dies ist der Hauptgrund für die Beliebtheit der Methode 4. Ordnung. Sie ergibt das beste Verhältnis aus Rechengenauigkeit zu Rechenzeit.

Höhere Genauigkeiten lassen sich jedoch durch die Verwendung von Runge-Kutta Methoden höherer Ordnung erzielen, was sich aber nachteilig auf die Rechenzeit auswirkt. Die allgemeine Form einer Runge-Kutta Methode 5. Ordnung lässt sich schreiben als [PFTV92]:

²da $16 = \frac{(2h)^5}{2(h)^5} = \frac{32}{2}$

$$k_1 = h\Delta(n_{i,j}, t_j) \quad (4.13)$$

$$k_2 = h\Delta(n_{i,j} + b_{21}k_1, t_j + a_2h) \quad (4.14)$$

$$\vdots$$

$$k_6 = h\Delta\left(n_{i,j} + \sum_{p=1}^5 b_{6p}k_p, t_j + a_6h\right) \quad (4.15)$$

$$n_{i,j+1} = n_{i,j} + \sum_{p=1}^6 c_p k_p + O(h^6) \quad (4.16)$$

Der NASA-Mathematiker E. FEHLBERG konnte zeigen, dass eine Formel N -ter Ordnung in eingebetteter Form (in der numerischen Mathematik als “embedded formulas” bekannt) eine Formel der Ordnung $N - 1$ beinhaltet [Feh69a, Feh69b]. FEHLBERG erkannte bereits in den 1960er Jahren, dass die Differenz δ zwischen der 5. Ordnung und der eingebetteten 4. Ordnung als Fehlerabschätzung für eine adaptive Schrittweitenkontrolle herangezogen werden kann.

Gleichung 4.16 enthält indirekt als eingebettete Runge-Kutta Formel 4. Ordnung den Ausdruck

$$n_{i,j+1}^* = n_{i,j} + \sum_{p=1}^6 c_p^* k_p + O(h^5). \quad (4.17)$$

Gleichung 4.17 unterscheidet sich von Gleichung 4.16 durch die Verwendung anderer Koeffizienten c^* und den Wegfall der Terme der 6. Ordnung in h .

Für die Fehlerabschätzung bietet sich wieder die Differenz zwischen den Ergebnissen verschiedener Schrittweiten h an:

$$\delta_i = n_{i,j+1} - n_{i,j+1}^* = \sum_{p=1}^6 (c_p - c_p^*) k_p$$

Als spezielle Koeffizienten a, b, c wurden in dieser Arbeit die Ergebnisse nach CASH und KARP [CK90] verwendet, die in Tabelle 4.1 aufgeführt sind.

i	a_i	b_{ij}					c_i	c_i^*
1							$\frac{37}{378}$	$\frac{2825}{27648}$
2	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$					0	0
3	$\frac{3}{10}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{9}{40}$				$\frac{250}{621}$	$\frac{18575}{48384}$
4	$\frac{3}{5}$	$\frac{3}{10}$	$-\frac{9}{10}$	$\frac{6}{5}$			$\frac{125}{594}$	$\frac{13525}{55296}$
5	1	$-\frac{11}{54}$	$\frac{5}{2}$	$-\frac{70}{27}$	$\frac{35}{27}$		0	$\frac{277}{14336}$
6	$\frac{7}{8}$	$\frac{1631}{55296}$	$\frac{175}{512}$	$\frac{575}{13824}$	$\frac{44275}{110592}$	$\frac{253}{4096}$	$\frac{512}{1771}$	$\frac{1}{4}$
j=		1	2	3	4	5		

Tabelle 4.1: Cash-Karp Koeffizienten für die eingebettete Runge-Kutta Methode 4. Ordnung mit adaptiver Schrittweitensteuerung [CK90].

Da δ sich wie h^5 verhält, lässt sich der Zusammenhang von δ_i zu h verstehen. Wenn ein Schritt h_1 einen Fehler $\delta_{i,1}$ produziert, so ist der Schritt h_2 , der einen Fehler $\delta_{i,2}$ erzeugen würde, gegeben durch

$$\begin{aligned} \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^5 &= \frac{\delta_{i,2}}{\delta_{i,1}} \\ \Leftrightarrow h_2 &= h_1 \left(\frac{\delta_{i,2}}{\delta_{i,1}}\right)^{\frac{1}{5}} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Demzufolge lässt sich Gleichung 4.18 nun dazu verwenden, eine geforderte Genauigkeit δ_{soll} zu definieren:

$$\delta_{soll} \equiv \delta_{i,2}$$

Ergibt sich in der Simulation der Fall³ $\max \delta_i > \delta_{soll}$, so lässt sich eine reduzierte Schrittweite h_2 ermitteln, mit der der fehlgeschlagene Schritt erneut versucht wird. Ist dagegen $\max \delta_i < \delta_{soll}$, so lässt sich hieraus ableiten, um wieviel die Schrittweite für den nächsten Schritt gefahrlos erhöht werden kann.

Die genaue Implementation dieser Schrittweitenanpassung ist im Anhang in Kapitel 11.1 aufgelistet; der Algorithmus *RKQS* führt die Schrittweitensteuerung durch.

4.5 Parametrische Variation

Bei zahlreichen Fragestellungen ist es interessant, die Abhängigkeit einer Ausgabegröße von einer oder mehreren Eingabeparametern zu erfahren. Diese Thematik spielt beispielsweise bei der Optimierung der Pumpkammer des Lasers oder bei der Abschätzung von Verlusten bei dem zeitlichen Laserverhalten eine Rolle.

Sei A eine gesuchte Ausgabegröße und $E_1..E_n$ linear unabhängige Eingabeparameter, von denen insgesamt n Stück vorliegen. Es gilt dann:

$$A = A(E_1, E_2, \dots, E_n) \in P^n$$

wobei P^n einen n -dimensionalen Raum darstellt, den so genannten *Parameterraum*. Die E_i spannen dann als Basis den Parameterraum P^n auf. Idealerweise wird die Kenntnis von A für den gesamten n -dimensionalen Parameterraum angestrebt. In der Regel ist dies bei einer Vielzahl von abhängigen

³ $\max \delta_i$ bezeichnet den betragsgrößten Fehler der verschiedenen δ_i .

Variablen E_i nicht mehr realisierbar, da hohe n die Rechenzeit negativ beeinflussen. Sei N die Anzahl von Rechenschritten, die zur Bestimmung eines Wertes A mit

$$A = A(E_1 = \text{const}, E_2 = \text{const}, \dots, E_n = \text{const})$$

durchgeführt werden müssen. Wenn nun ein einzelnes E_i variabel gehalten wird, indem es von einem Anfangswert $E_{i,anf}$ zu einem Endwert $E_{i,end}$ in einer äquidistanten Schrittweite $E_{i,step}$ variiert wird, so skaliert die Rechenzeit T_{rech} wie

$$T_{rech} \propto \frac{E_{i,end} - E_{i,anf}}{E_{i,step}} N$$

Daraus folgt direkt, dass bei einer Variation aller E_i sich die Rechenzeit mit

$$T_{rech} \propto N \prod_{i=1}^n \frac{E_{i,end} - E_{i,anf}}{E_{i,step}}$$

erhöht. Ist die Anzahl der äquidistanten Schritte $S \equiv \frac{E_{i,end} - E_{i,anf}}{E_{i,step}}$ jeweils für alle Parameter E_i gleich, vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$T_{rech} \propto NS^n$$

d.h. die Rechenzeit potenziert sich mit der Dimension des Parameterraumes.

Im Falle der Ratengleichungen wurde daher im Parameterraum P^n nur bestimmte einzelne Parameter variiert. Dies entspricht dem Herausschneiden einer m -dimensionalen Hyperebene H^m aus dem n -dimensionalen Parameterraum, wenn insgesamt $m < n$ Parameter variiert werden. Es ist dann

$$H^m \subset P^n$$

Dies ist technisch noch handhabbar für kleine m ; im konkreten Fall der Ratengleichungen wurden Werte für m von 1 oder 2 zugelassen, wobei die Rechenzeit hier mit $T_{rech} \propto NS^m$ skaliert.

Kapitel 5

Numerische Ergebnisse

Mit den im vorigen Kapitel vorgestellten mathematischen Grundlagen werden nun die mit diesen Rechenmethoden erzielten Ergebnisse vorgestellt. Als Rahmenbedingungen wurde ein mit 38% Erbium dotierter YSGG Kristall angenommen, der auf einer Länge von 5 mm homogen ausgeleuchtet wird und einen Durchmesser von 2 mm besitzt. Der zugehörige optische Resonator ist 12 mm lang. Der Auskoppelspiegel besitzt eine Transmission von 1%. Diese Maße und Anfangsparameter entsprechen dem später beschriebenen experimentellen Aufbau. Im Rahmen der Konstruktion der experimentellen Pumpkammer wird eine Möglichkeit beschrieben, eine homogene Ausleuchtung annähernd zu erreichen. Das Pumpen des Kristalls erfolgt über Laserdioden einer Emissionswellenlänge von 970 nm , d.h. einer resonanten GSA-Anregung gemäß Abbildung 3.1.

Die Simulation des Lasers anhand des Ratenmodells wird zum einem im Pulsbetrieb untersucht, wobei die Pumpdioden im quasi-cw Modus betrieben werden. Zum anderen wurden eine Simulation für den Dauerstrichbetrieb durchgeführt.

5.1 Simulation des Pulsbetriebes

Die Simulation des Pulsbetriebes wurde in Anlehnung an die experimentell zur Verfügung stehenden Pumpdioden mit einer Pumpleistung¹ von 40 W durchgeführt. Die in den praktischen Experimenten verwendeten Pumpdioden verfügen über eine Einschaltdauer von $150\text{ }\mu\text{s}$, die auch in den Simulationen als lineare Steigung der folgenden Form berücksichtigt wird (Trapezform des Pumpimpulses):

¹42 W entsprechen der tatsächlich absorbierten Pumpleistung im Laserkristall. Die Dioden verfügen über 58-60 W Leistung am distalen Faserende. Die real verwendete Pumpkammer besitzt Verluste von ca. 28% für den Energietransfer von den Faserenden zum Kristall.

$$I_{pump}(t) = \begin{cases} \frac{1}{150\mu s} t I_{max} & \forall t \leq 150\mu s \\ I_{max} & \forall t : 150\mu s < t < \tau_p \\ -\frac{1}{150\mu s} (t - (\tau_p - 150\mu s)) I_{max} & \forall t : \tau_p - 150\mu s < t < \tau_p \\ 0 & \forall t > \tau_p \end{cases}$$

Angepasst an den experimentellen Aufbau wurde mittels der in Kapitel 3 vorgestellten Differentialgleichungen ein Pulsbetrieb des Lasers simuliert. Es wurde eine Pumpdauer τ_p von $2500\mu s$ bei einer Repetitionsrate von $50Hz$ angenommen, wobei der Auskoppelspiegel eine Transmission von 1% besaß. Die Wahl der Pumpdauer ist ebenfalls durch die Anlehnung an das Experiment begründet, da bei dieser Pumpdauer der Einfluss der Pulsanstiegszeiten am geringsten ist und das beste Signal-Rausch-Verhältnis bei der Messung der Erbiumlaser-Pulsenergie erzielt wird.

Weiterhin werden 1% interne Verluste im Resonator angenommen, was einen für viele Resonatoren typischen Wert darstellt. Unter diesen Annahmen ergibt sich das in Abbildung 5.1 dargestellte Bild. Zu sehen sind die ersten 5 Laserpulse, die in den ersten 100 ms emittiert werden. Die Höhe der ersten Spikes der jeweiligen Pulse ist in dieser Übersichtsdarstellung aufgrund der für dieses große Zeitintervall verwendeten Auflösung nicht repräsentativ.

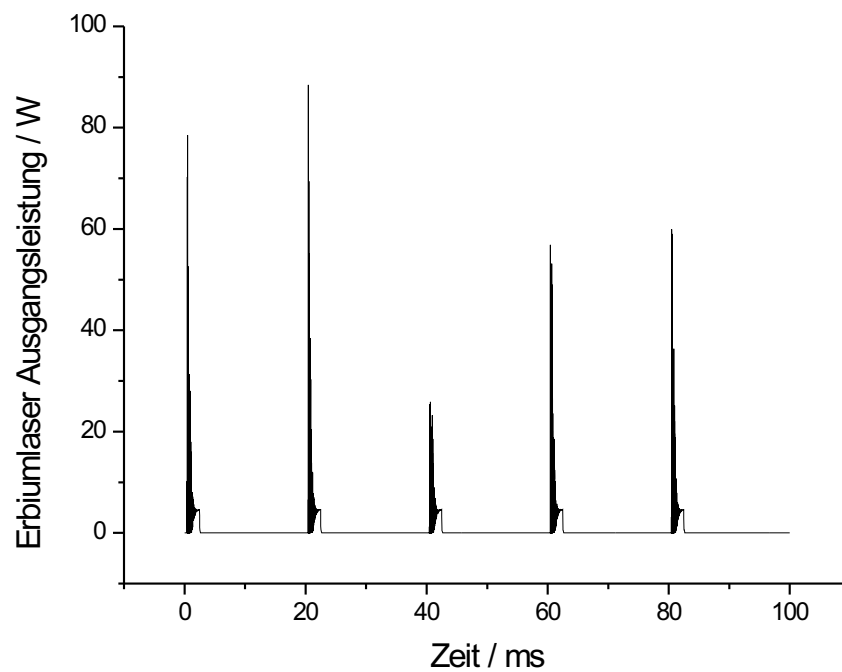


Abbildung 5.1: Übersicht über Puls- und Spikingverhalten des Lasers bei einer Wiederholrate von 50 Hz und einer Pumpdauer von 2500 μ s. Die Pulsspitzenleistung der Pumppulse betrug 42 W, die mittlere Pumpleistung dementsprechend 5,25 mW bei einem Duty Cycle von 12,5%. Die Höhe der ersten Spikes der jeweiligen Pulse ist in dieser Übersichtsdarstellung aufgrund der Wahl der niedrigeren Auflösung für das große Zeitintervall von 100 ms nicht repräsentativ. Ein genaues Verhalten der Spikes ist der nächsten Abbildung zu entnehmen.

In Abbildung 5.2 ist der erste Laserpuls vergrößert dargestellt; das Spiking ist hier exakt wiedergegeben. Die Vergrößerung zeigt, dass die ersten Spikes kurzzeitige Leistungsspitzen bis zu $100 - 150\text{ W}$ erreichen. Der Laser startet nach $0,35\text{ ms}$ mit einer Abfolge von Spikes, die untereinander einen Abstand von 26 ms und eine FWHM-Breite von anfangs 500 ns bis $2\text{ }\mu\text{s}$ nach $1,1\text{ ms}$ nahe des Gleichgewichtszustandes aufweisen. Ihre Intensität nimmt exponentiell ab, bis der Laser in den stabilen Betrieb übergeht. Die im späteren Teil des Laserpulses von ca. $1,8$ bis $2,5\text{ ms}$ stabil emittierte Leistung beträgt ca. $6,7\text{ W}$.

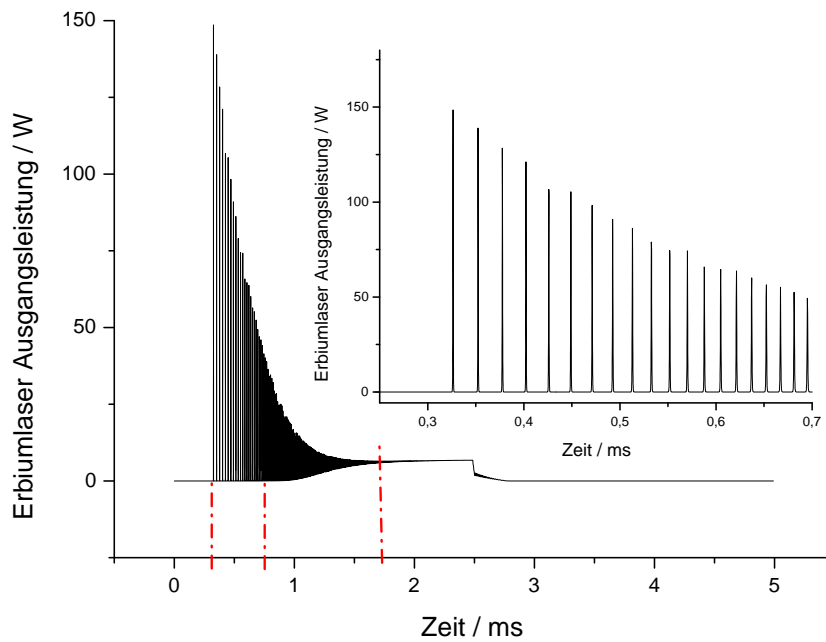


Abbildung 5.2: Zeitlicher Verlauf des ersten Pulses. Deutlich zu erkennen ist das Spikingverhalten des Lasers und der stabile, gleichmäßige Teil des Pulses nach ca. $1,7\text{ ms}$. Die Vergrößerung zeigt die ersten Spikes in dem gekennzeichneten Zeitfenster.

Den Verlauf der Besetzungsdichten des unteren und oberen Laserniveaus (N_2 und N_3) zeigt Abbildung 5.3. Beide wachsen zunächst schnell an und klingen nach Abschalten der Pumpe exponentiell ab. Niveau 2 relaxiert nach ca. 30 ms wieder in seinen Ausgangszustand (in der Grafik nicht zu sehen, da nach 20 ms der nächste Pumpimpuls erfolgt). Niveau 3 hingegen ist bereits nach ca. 10 ms nahezu im Gleichgewicht.

Diese Relaxionszeiten in den Anfangszustand stimmen auch mit der Aussage von Abbildung 5.4 überein, in der die effektiven Lebenszeiten der Niveaus dargestellt sind. In der Literatur [Jen96] werden intrinsische Lebensdauern von $3,2\text{ ms}$ für das obere Laserniveau und $7,8\text{ ms}$ für das untere Laserniveau genannt, die die reine Relaxation gemäß ihrer Branching-Ratios beschreiben. Wird der Laserprozess bei der Entleerung der Niveaus außen vor gelassen, so wird die effektive Entleerung der Niveaus neben den intrinsischen Lebensdauern auch durch die auftretenden Upconversion-Prozesse bestimmt.

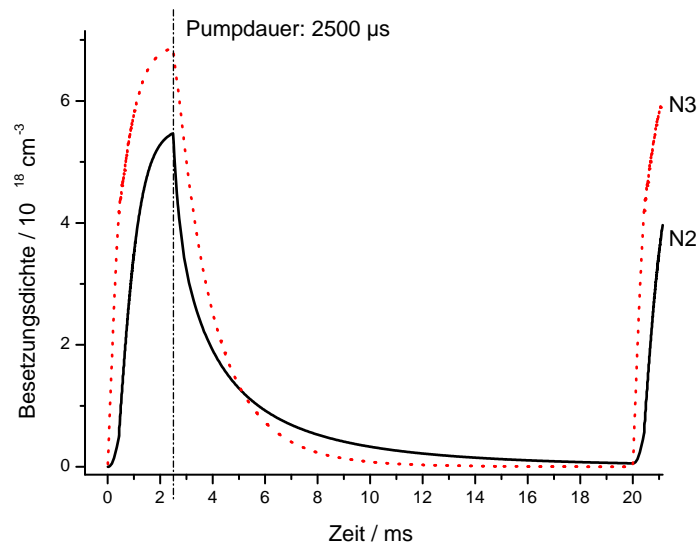


Abbildung 5.3: Zeitlicher Verlauf der Besetzungsdichten von unterem und oberem Laserniveau (Niveau 2 und 3).

Die *intrinsic* Lebensdauern bezeichnen hierbei die Zeit, die im Mittel vergeht, bis ein besetztes Niveau sich durch Relaxationsprozesse entleert. Dies entspricht der klassischen Definition als Inverses der Übergangswahrscheinlichkeit in ein anderes Niveau. Dem gegenüber stehen die *effektiven* Lebensdauern, die sich von den *intrinsic* insofern unterscheiden, dass die Entleerung eines Niveaus nicht nur durch die Relaxation bestimmt wird, sondern auch die inter- und intraionischen Prozesse Beachtung finden [SBB90]. So kann die Entleerung eines Niveaus durch Upconversion, Kreuzrelaxation oder ESA beschleunigt oder verlangsamt werden.

Die effektiven Lebensdauern der Niveaus lassen sich nach einer Betrachtung an der Laserschwelle exakt definieren. Hier können die Besetzungsdichten für den steady-state Fall ermittelt werden. Die Definition der effektiven Lebensdauern erfolgt dann nach den Differentialgleichungen 3.1-3.4 zu diesem Punkt. Hier gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n_i &= 0 \\ I_{\text{Laser}} &= 0 \end{aligned}$$

Somit gilt mit Gleichung 3.1 für (Niveau 4) demnach

$$\frac{1}{2}\chi_4 n_1 n_4 = \frac{1}{2}\alpha_3 n_3^2 + n_3 I_p \sigma_{\text{ESA}} - \frac{n_4}{\tau_4}.$$

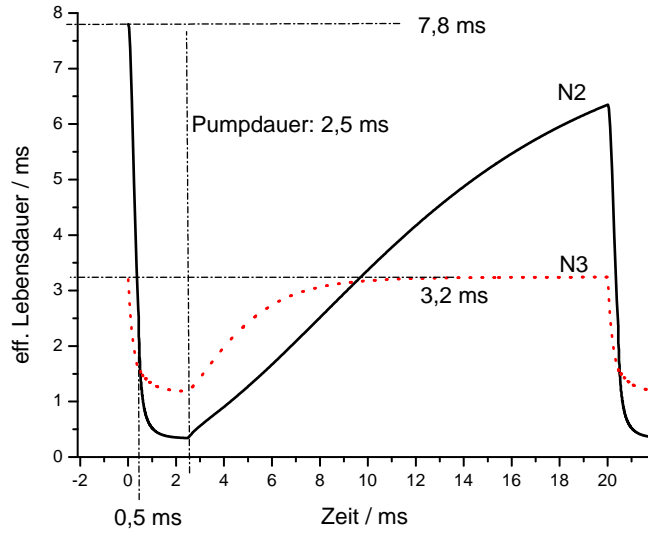


Abbildung 5.4: Zeitlicher Verlauf der effektiven Lebensdauern. Die intrinsischen Lebensdauern betragen 7,8 bzw. 3,2 ms [Jen96].

Einsetzen in Gleichung 3.3 (Niveau 2) ergibt

$$0 = -\alpha_2 n_2^2 - n_2 \tau_2^{-1} + \frac{1}{2} \alpha_3 n_3^2 + n_3 I_p \sigma_{ESA} - n_4 \tau_4^{-1} + \beta_{32} n_3 \tau_3^{-1}.$$

Hiermit lassen sich die effektiven Lebensdauern anhand der Terme definieren, die n_2 bzw. n_3 enthalten, da diese maßgeblich die Entleerung der Niveaus bestimmen:

$$\begin{aligned} \tau_{2,eff}^{-1} &= \alpha_2 n_2 + \tau_2 \\ \tau_{3,eff}^{-1} &= \frac{1}{2} \alpha_3 n_3 + I_p \sigma_{ESA} - \frac{n_4}{n_3} \tau_4^{-1} + \beta_{32} \tau_3^{-1} \end{aligned}$$

Viele Autoren treffen die Unterscheidung zwischen effektiven und intrinsischen Lebensdauern nicht, so dass es nicht verwundert, in der Literatur oftmals Lebensdauern unter den intrinsischen zu finden, aber ohne Angabe über den Einfluss der verwendeten Pumpe. Da die intrinsischen Lebensdauern nicht ohne Aufwand gemessen werden können, streuen die Werte in der Literatur um einige Millisekunden [Jen96, Rot91, PJ02, BZL⁺83, WLW⁺97, SLE92].

Festzustellen bleibt jedoch als wichtiges Ergebnis, dass die effektive Lebensdauer des unteren Laserniveaus schon nach 0,5 ms unter die des oberen Niveaus sinkt. Wäre dies nicht der Fall, käme es zu dem bekannten Selbstterminierungsprozess des Erbiumlasers. Erst durch geschicktes Ausnutzen der interionischen Wechselwirkungsmechanismen kann das Verhältnis der effektiven Lebensdauern invertiert werden, was somit beliebig lange Pulse und sogar Dauerstrichbetrieb des Erbium-Lasers ermöglicht.

5.2 Simulation des cw-Betriebes

Zum Studium des cw-Betriebes wurde das oben beschriebene Lasersystem über eine Zeitspanne von 9ms simuliert. Nach dieser Zeit befindet sich das System in einem Gleichgewichtszustand, Änderungen im Verhalten bei längerem Betrieb kommen nicht vor.

Die Simulationen wurden mit Pumpleistungen von 40 und 400W durchgeführt². Die in den Experimenten verwendeten Pumpdioden verfügen über eine Einschaltdauer von $150\mu\text{s}$, die auch in den Simulationen als lineare Steigung berücksichtigt wurde (linearer Anstieg des Pumpimpulses):

$$I_{\text{pump}}(t) = \begin{cases} I_{\text{max}} & \forall t > 150\mu\text{s} \\ \frac{1}{150\mu\text{s}}t I_{\text{max}} & \forall t \leq 150\mu\text{s} \end{cases}$$

Das zeitliche Verhalten der Besetzungsdichten des unteren und oberen Laserniveaus (N2 und N3) sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Nach ca. 5ms stellt sich bei einer Pumpleistung von 40W ein Gleichgewichtszustand ein (Teilabbildung (a)). Es zeigt sich, dass im Gegensatz zum Pulsbetrieb die Besetzungsdichte des unteren Laserniveaus im stationären Gleichgewichtszustand größer ist als die des oberen Laserniveaus. Aufgrund der unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten für die stimulierte Emission und die Re-Absorption der Laserstrahlung genügt es für den cw-Laserbetrieb, wenn das Verhältnis der Besetzungsdichten der Niveaus N3 und N2 kleiner als ihr Boltzmannverhältnis ist (vgl. Kapitel 3).

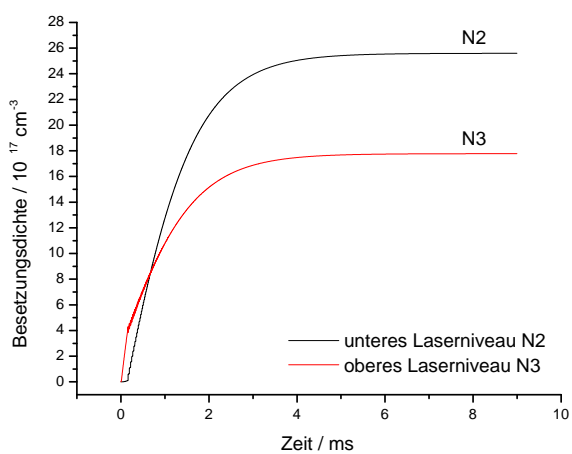
$$\frac{n_3}{n_2} < \frac{\sigma_3}{\sigma_2} \equiv B$$

Teilabbildung (b) zeigt weiterhin, dass bei einer Pumpleistung von 400W bereits nach 2ms ein Gleichgewichtszustand erreicht wird.

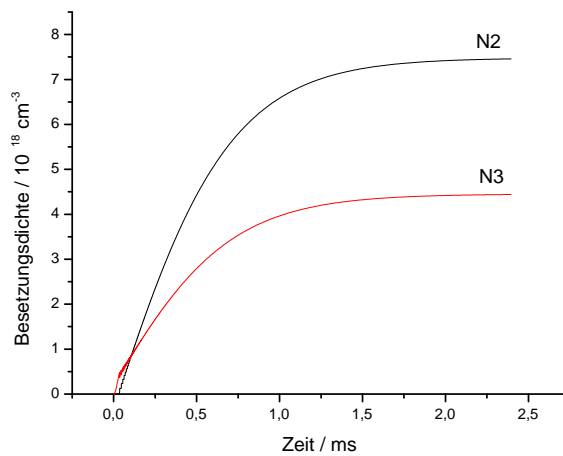
Die zeitliche Entwicklung des Gains zeigt Abbildung 5.6. Das oszillatorische Einpendeln auf die Gleichgewichtsverstärkung ist klar ersichtlich. Die anfänglichen Überhöhungen des Gains sind für das Spiking des Lasers während der ersten Millisekunden verantwortlich, wie dies Abbildung 5.7 verdeutlicht. Verstärkt wird dieser Effekt durch das schnelle Ansteigen der Besetzungsdichte des dritten Niveaus, so dass $\frac{n_2}{n_3}$ nicht nur größer als $\frac{1}{B}$, sondern echt größer 1 wird.

²42 W entsprechen der tatsächlich absorbierten Pumpleistung im Laserkristall. Die Dioden verfügen über $58\text{-}60\text{W}$ Leistung am distalen Faserende. Die real verwendete Pumpkammer besitzt Verluste von ca. 28% für den Energietransfer von den Faserenden zum Kristall.

400 W beziehen sich auf ein geplantes Experiment mit Pumpdioden einer distalen Gesamtleistung von 600W .

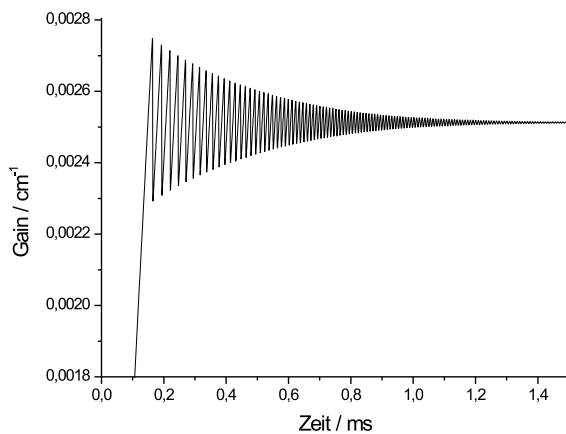


(a) Pumpleistung 40 W

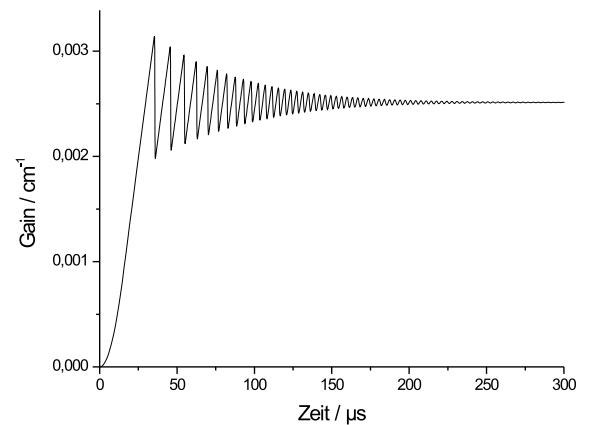


(b) Pumpleistung 400 W

Abbildung 5.5: Besetzungsdichten der Niveaus 2 und 3 bei verschiedenen Pumpleistungen.

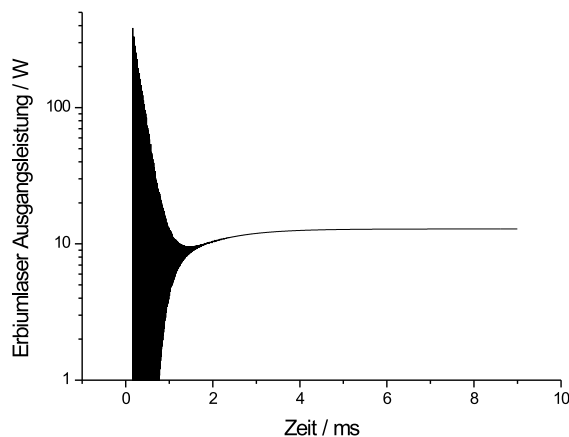


(a) Pumpleistung 40 W

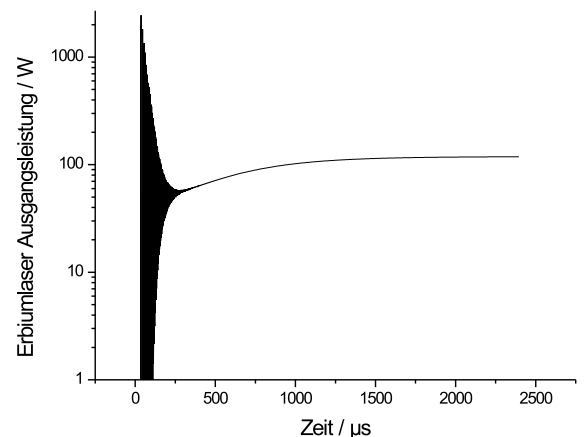


(b) Pumpleistung 400 W

Abbildung 5.6: Verhalten des Gains bei verschiedenen Pumpleistungen.



(a) Pumpleistung 40 W



(b) Pumpleistung 400 W

Abbildung 5.7: Anschwingverhalten des Lasers bei verschiedenen Pumpleistungen. Die cw-Leistung des Lasers liegt in Teilabbildung (a) bei 12,87 W und in Teilabbildung (b) bei 118 W.

Bei einer Pumpleistung von 40 W emittiert der Laser im Gleichgewichtszustand eine Leistung von 12,87 W, was einem Wirkungsgrad von 32,2% entspricht. Bei der höheren Pumpleistung von 400 W wird lediglich ein Wirkungsgrad von 29,5% erreicht. Der Grund hierfür liegt in dem hier weniger optimalen Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels.

Das Modell berücksichtigt nach Abbildung 3.1 zwei verschiedene Upconversionprozesse, die einander entgegengerichtet sind. Der Prozess UC1 begünstigt das Laserverhalten, indem Erbium-Ionen in ein höheres Energieniveau "recycled" und gleichzeitig deren unteres Laserniveau geleert wird, während der Prozess UC2 das obere Laserniveau entvölkert. Es ist also für den Wirkungsgrad des Lasers entscheidend, welcher von beiden Prozessen die Oberhand gewinnt. Abbildung 5.8 zeigt die

Übergangsraten der beiden Prozesse bei verschiedenen Pumpleistungen. Deutlich stellt sich heraus, dass der begünstigende Prozess UC1 immer die Überhand behält, wodurch die cw-Aktivität bei Erbium-Lasern realisiert werden kann.

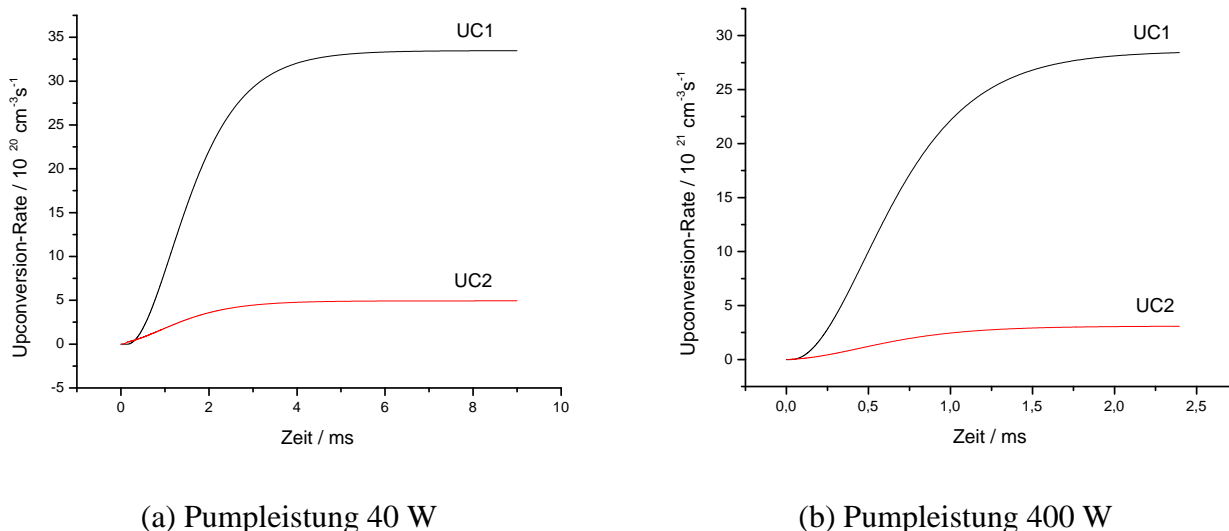


Abbildung 5.8: Übergangsraten der beteiligten Upconversion-Prozesse bei verschiedenen Pumpleistungen.

5.3 Wirkungsgrad und Laserschwelle

Ohne Berücksichtigung der inter- und intraionischen Prozesse gilt für den erreichbaren differentiellen Wirkungsgrad das Stokes-Limit, d.h. ein Pumpphoton kann bei maximaler Effizienz ein Laserphoton erzeugen. Der maximale differentielle Wirkungsgrad wird dann wie folgt definiert:

$$\eta := \frac{\hbar\omega_{laser}}{\hbar\omega_{pump}} = \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_{laser}}$$

Für den resonanten 970 nm Pumpprozess gilt somit ein Stokes-Limit von 35%³. Diese klassische Betrachtung vernachlässigt allerdings die interionischen Prozesse, insbesondere die Upconversion. Wird diese mit der Annahme berücksichtigt, dass die Upconversion mit einer 100%-igen Effizienz abläuft, also jedes Pumpphoton ein Elektron vom unteren Laserniveau wieder recycled, so ist die maximale obere Schranke genau das doppelte des klassischen maximalen differentiellen Wirkungsgrads, also 70%. Verschiedene Autoren berichteten schon über das Erreichen von differentiellen Wirkungsgraden über dem Stokes-Limit [PSG⁺96, WLW⁺97].

³Für die ebenfalls mögliche, nicht-resonante Anregung des Erbium-Ions bei 810 nm ergibt sich ein Stokes-Limit von 29%. Diese Art der Anregung wird in der vorliegenden Arbeit nicht weiter untersucht. Ein Vergleich der Anregungen bei 970 und 810 nm findet sich bei WETENKAMP [WKS94].

Allgemein beschreibt der differentielle Wirkungsgrad die Änderung der Ausgangsenergie mit der Änderung der Pumpenergie:

$$\eta := \frac{dE_{laser}}{dE_{pump}}$$

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsgrads des simulierten Lasers wurde in einer parametrischen Variation der Pumpenergie und der internen Resonatorverluste die jeweiligen Auskoppelenergien

$$E_{laser} = \int_0^{\infty} P_{laser}(t) dt \quad (5.1)$$

bestimmt. Es wurden Resonatorverluste von 0, 0,5, 1 und 2% angenommen. Die Pumpdauer τ_p beträgt in diesem Beispiel $2500 \mu s$.

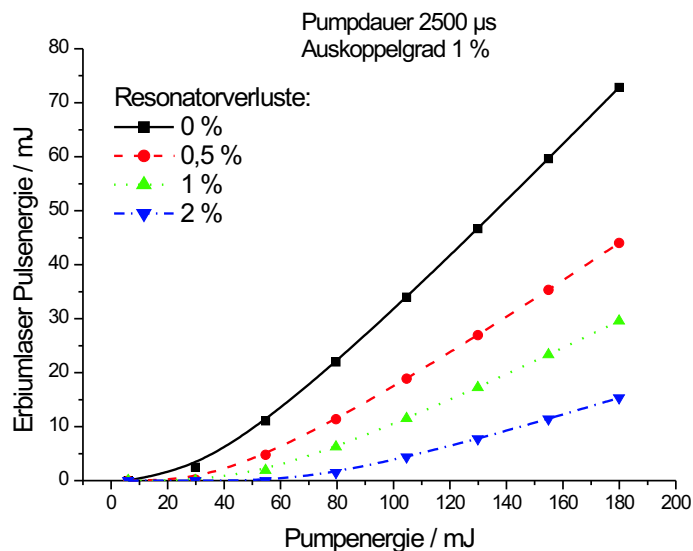


Abbildung 5.9: Ausgangsenergie des Erbium-Lasers als Funktion der Pumpenergie bei verschiedenen internen Resonatorverlusten.

Abbildung 5.9 zeigt, dass bei diesen Pumpenergien der differentielle Wirkungsgrad noch nicht als Konstante angegeben werden kann. Statt dessen zeigt die Ausgangspulsenergie des Lasers eine annähernd quadratische Abhängigkeit von der Pumpenergie. Dieser Trend ist zu erklären mit der steigenden Effektivität des Upconversion-Prozesses bei höheren Pumpenergien; die Upconversion ist direkt abhängig von der quadratischen Besetzungsdichte des unteren Laserniveaus. Dem entgegen wirkt jedoch der konkurrierende Upconversion-Prozess UC2, der das obere Laserniveau entleert. Die berechneten Übergangsraten sind für beide Prozesse in Abbildung 5.10 dargestellt. Der positiv wirkende Prozess UC1 gewinnt schnell mit zunehmender Besetzung von Niveau 2 an Bedeutung und kann dann den Prozess UC2 übertreffen.

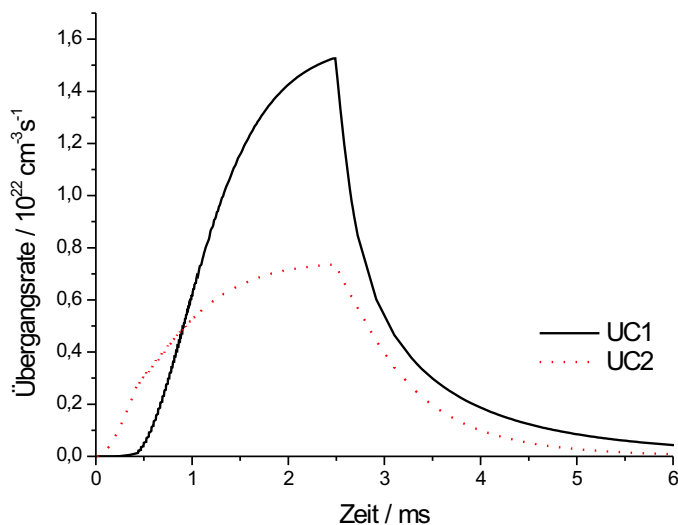


Abbildung 5.10: Übergangsrate der beiden dominanten Upconversion-Prozesse.

Das Volumen des simulierten Kristalls beträgt $15,7 \text{ mm}^3$, so dass im homogen ausgeleuchteten Kristall bei einer Pumpenergie von 50 mJ die räumliche Energiedichte $3,18 \text{ mJ mm}^{-3}$ beträgt. Die Laserschwelle wurde bei einer Pumpenergie von ca. 5 mJ zu ca. $0,32 \text{ mJ mm}^{-3}$ für ein absolut verlustfreies System mit einem Auskoppelgrad von 1% bestimmt. Werden Resonatorverluste angenommen, steigt die Schwelle bis auf $1,5 \text{ mJ mm}^{-3}$ an. Literaturdaten dokumentieren eine Laserschwelle von knapp 2 mJ mm^{-3} [Jen96], so dass hier gute Übereinstimmung besteht. Eigene Messungen an homogen ausgeleuchteten Kristallen ergaben Schwellen von $1,5$ bis $2,25 \text{ mJ mm}^{-3}$. Bei diesen Werten sind Ankoppelverluste der Pumpstrahlung an den Laserkristall nicht herausgerechnet. Diese Experimente sind detailliert in Kapitel 8 (S. 81 ff.) erläutert und dienen an dieser Stelle nur dem Vergleich.

Der experimentell etwas höhere Wert lässt sich leicht durch eine im Experiment nicht erreichbare homogene Ausleuchtung erklären.

Andere Experimente, die jedoch an einer Pumpkammer mit einer inhomogenen Ausleuchtung durchgeführt wurden, ergaben eine Schwellenenergiedichte von $4,5 \text{ mJ mm}^{-3}$. Allerdings konnte bei dieser Messung das gepumpte Volumen nur ungenau abgeschätzt werden.

Die theoretische Rechnung zeigt weiterhin, dass bei sehr hohen räumlichen Energiedichten schließlich eine Sättigung des differentiellen Wirkungsgrads einsetzt. Dem differentiellen Wirkungsgrad gegenüber steht der absolute Wirkungsgrad, der das Verhältnis von Laserausgangsleistung zu Pumpleistung wiedergibt:

$$W = \frac{\int_0^\infty P_{laser}(t) dt}{\int_0^\infty P_{pump}(t) dt} \quad (5.2)$$

Simuliert wurde hier ein monolithischer Kristall mit einer Länge von 20 mm und einem Durchmesser von 2 mm , der eine sehr hohe Effizienz erwarten lässt, zumal der gesamte Resonator mit laseraktiven

Material gefüllt ist. Abbildung 5.11 zeigt die Ergebnisse. Im Dauerstrichbetrieb werden bei sehr hohen Energiedichten absolute Wirkungsgrade von über 55% erreicht.

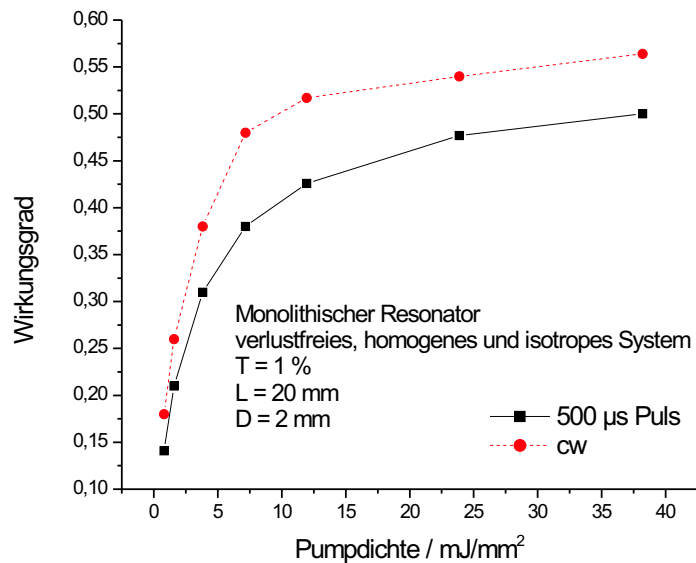


Abbildung 5.11: Absolute Wirkungsgrade eines monolithischen Lasers in Abhängigkeit von der Energiedichte. Im Dauerstrichbetrieb werden erwartungsgemäß höhere Wirkungsgrade als im Pulsbetrieb erreicht; Ab Energiedichten $> 12 \text{ mJ mm}^{-3}$ nimmt der Wirkungsgrad nur noch schwach zu.

Wird bei der Bestimmung der Abhängigkeit des Wirkungsgrads von der absorbierten Pumpleistung zusätzlich noch die Abhängigkeit vom Auskoppelgrad mit einbezogen, so ergibt sich für verschiedene, konstante interne Resonatorverluste V_r von 0, 1, 2 und 5% das in Abbildung 5.12 dargestellte Konturlinienbild. Es wurde für jeden Wert des Resonatorverlustes eine parametrische Variation in einem zweidimensionalen Parameterraum durchgeführt. Die Pumpdauer τ_p betrug in diesem Beispiel $500 \mu\text{s}$.

Um die Abhängigkeit des Wirkungsgrads von der Pumpdauer zu ermitteln, wurde eine weitere parametrische Variation durchgeführt. Bei einer konstanten Pumpleistung von 80 W wurde die Pumpdauer von 0 bis $2,5 \text{ ms}$ variiert und bei angenommenen internen Resonatorverlusten von 1% die Ausgangspulsenergie des Lasers nach Gleichung 5.1 errechnet. Abbildung 5.13 zeigt die Ausgangspulsenergien des Lasers bei verschiedenen Pumpdauern.

Da die Pumpleistung konstant ist, skaliert die Pumpenergie in erster Näherung linear mit der Pumpdauer nach

$$E_{\text{pump}} = P_{\text{pump}} \tau_p \quad (5.3)$$

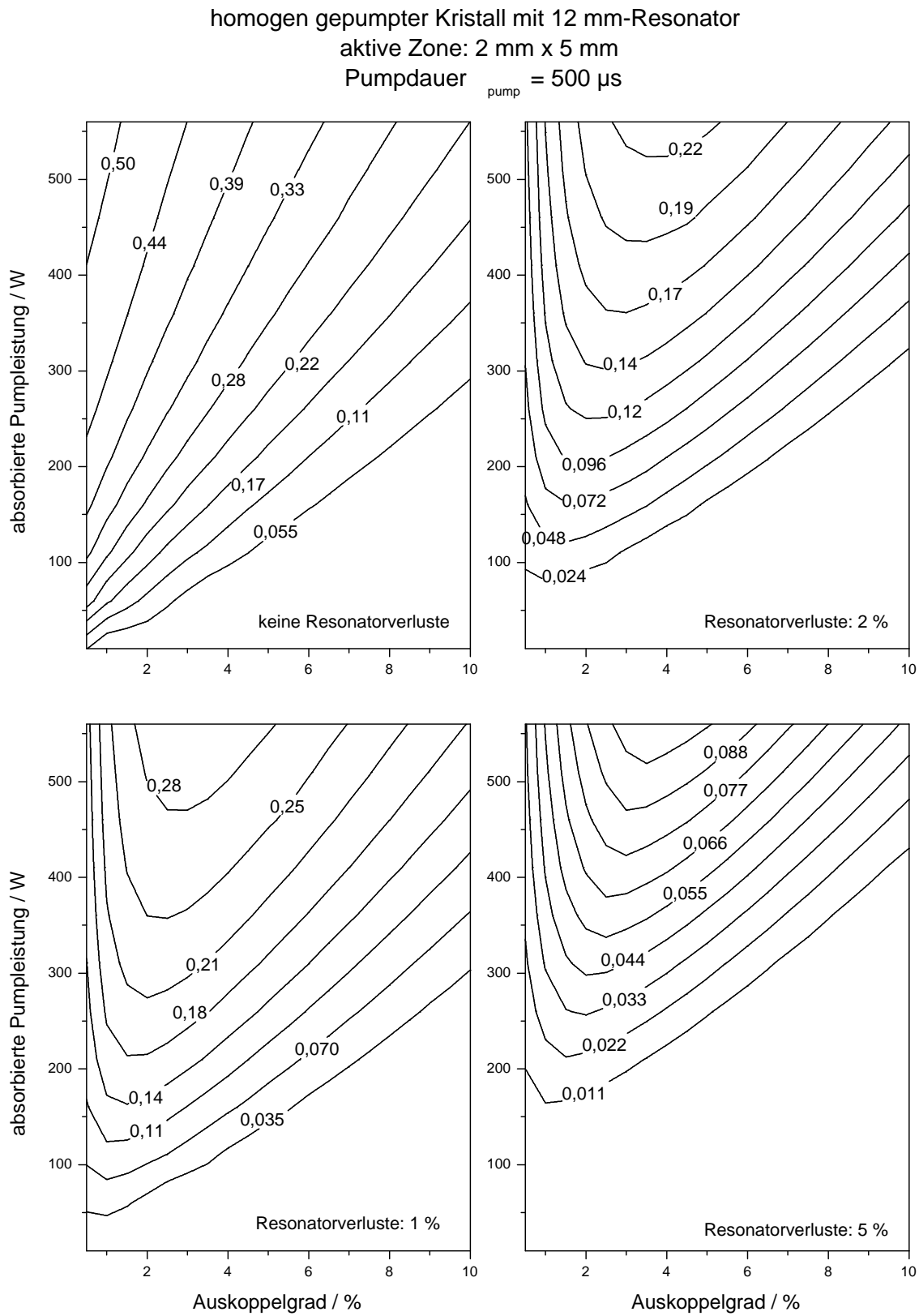


Abbildung 5.12: Parametrische Variation der Pumpleistung und des Auskoppelgrades für verschiedene, konstante interne Resonatorverluste. Die Konturlinien geben jeweils absolute Wirkungsgrade an.

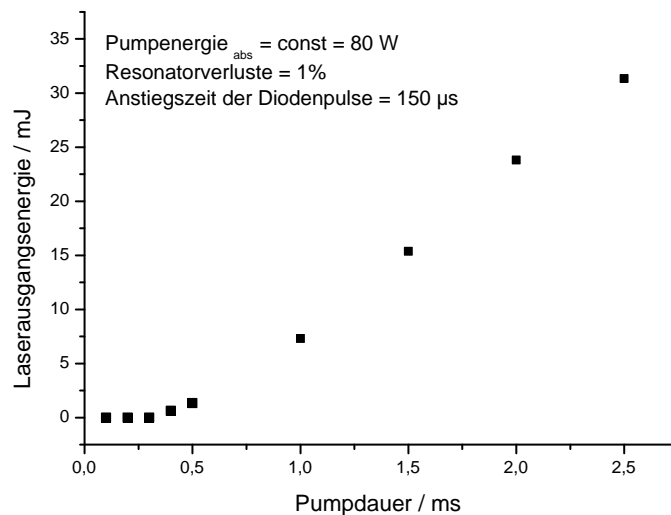


Abbildung 5.13: Abhängigkeit der Laserausgangsenergie von der Pumpdauer bei konstanter Pumpleistung von 80 W.

Die Berücksichtigung der Anstiegszeit der Pumpdioden von $150\ \mu\text{s}$ erlaubt diese Vereinfachung jedoch nur im Fall $\tau_p \gg 150\ \mu\text{s}$; in den Rechnungen kam daher der korrekte Ausdruck

$$E_{\text{pump}} = \int_0^{\infty} P_{\text{pump}}(t) dt \equiv \int_0^{\tau_p} P_{\text{pump}}(t) dt$$

zur Anwendung. Die Rechnungen bezogen sich auf Einzelpulse des Lasers, eine Abhängigkeit von der Repetitionsrate des Systems ist nach den Ergebnissen des Abschnittes 5.1 nur bei Frequenzen oberhalb von $50\ \text{Hz}$ zu erwarten.

Abbildung 5.14 gibt den Wirkungsgrad des Systems gemäß Gleichung 5.2 wieder. In beiden Abbildungen ist eine Schwellenpumpdauer von $0,4\ \text{ms}$ zu erkennen. Bis zu einer Pumpdauer von $2\ \text{ms}$ steigt die Auskoppelenergie nicht linear mit der Pumpdauer und nach Gleichung 5.3 somit auch nicht linear zur Pumpenergie⁴. Stattdessen kommt es erst bei Pumpdauern von 2 bis $2,5\ \text{ms}$ zu einer Sättigung des Wirkungsgrads, der bei den hier in Anlehnung an das Laborsystem gewählten Parametern bei ca. 17% liegt.

⁴bei der hier diskutierten Pumpdauer ist die Bedingung $\tau_p \gg 150\ \mu\text{s}$ erfüllt.

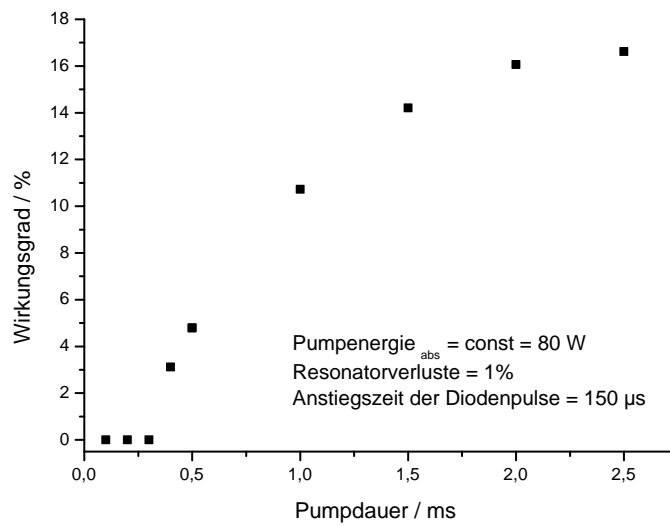


Abbildung 5.14: Abhängigkeit des Wirkungsgrads von der Pumpdauer bei konstanter Pumpleistung von 80 W.

Zusammenfassung zum diodengepumpten Erbiumlaser

Im ersten Teil der Arbeit wurde nach Darlegung der Motivation ein Einblick in die Wechselwirkungsprozesse der Erbium-Ionen sowohl auf intraionischer als auch auf interionischer Basis gegeben. Aufbauend auf dem Termschema des Ions wurde ein Termmodell entwickelt, das mit einem System gekoppelter, linearer Differentialgleichungen (Ratengleichungen) beschrieben werden kann. Das verwendete numerische Lösungsverfahren (RUNGE-KUTTA mit adaptiver Schrittweitensteuerung nach CASH und KARP) wurde vorgestellt und erörtert, und es wurden die Simulationsergebnisse für den Pulsbetrieb und den cw-Betrieb des Lasers dargelegt. Abschließend wurden Aussagen zu Wirkungsgrad und Abhängigkeit der Lasertätigkeit von wichtigen Parametern wie Pumpdauer, Auskoppelgrad und Pumpleistung getroffen.

Kapitel 6

Etablierte Pumpmethoden

In optisch gepumpten Festkörperlaseren sollte die Pumplichtquelle die maximal mögliche Energie in dem Spektralbereich ausstrahlen, die vom laseraktiven Material absorbiert und zur Anregung der für den Laserprozeß relevanten Übergänge genutzt werden kann. Für cw-Laser werden kontinuierliche Pumpquellen eingesetzt während bei gepulst operierenden Systemen auch der elektrische Anregungsstrom der Pumpquelle gepulst zugeführt. Die Pumpquelle muss weiterhin eine geeignete Platzierung in Bezug auf den Laserkristall aufweisen, um möglichst verlustarm die optische Leistung an das aktive Medium abzugeben. In modernen Lasersystemen werden Blitzlampen, cw-Bogenlampen als primäre¹ Pumpquellen und Laserdioden als sekundäre Pumpquellen eingesetzt [Koe96].

6.1 Blitzlampengepumpte Systeme

Eine Blitzlampe besteht aus einer linearen oder spiralförmigen gasgefüllten Quarzglasröhre, an deren Enden je eine Elektrode eingeschmolzen ist. Die von einer Blitzlampe abgegebene Strahlung besteht aus verschiedenen spektralen Anteilen, denen jeweils verschiedenen physikalischen Mechanismen zugrunde liegen. Das Gesamtspektrum besteht sowohl aus Linien- als auch aus Kontinuumsanteilen, die vom Ultraviolett bis ins Infrarot reichen. Die Linienstrahlungen resultieren aus den diskreten Anregungszuständen der Gasatome und -ionen. Das Kontinuum besteht hauptsächlich aus der Rekombinationsstrahlung der Ionen und Bremsstrahlung von Wechselwirkungsprozessen von Elektronen mit Ionen. Das Spektrum der Lampe hängt in komplexer Weise von der Elektronen- und Ionendichte sowie von deren jeweiligen Temperaturen ab. Der in der Lampe herrschende Druck und die Leistungsdichte bestimmen dabei die dominanten spektralen Anteile. Somit unterscheiden sich Low-Power und High-Power Spektren z.T. deutlich voneinander.

Da für den Laserprozeß nur ein relativ schmales Anregungsspektrum relevant ist, werden bei der Anregung des laseraktiven Materials mittels Blitzlampen große Anteile des emittierten Spektrums nicht

¹Primär deutet die erste Erzeugung optischer Strahlung für den Laserprozess an. Eine sekundäre Pumpquelle wäre beispielsweise ein Pump Laser, der seinerseits wieder eine eigene Pumpquelle benötigt.

genutzt. Dieses spektral ungünstig gelegene Licht wird entweder vom Kristall nicht absorbiert oder trägt zu dessen Erwärmung bei. Hieraus resultiert der geringe Wirkungsgrad blitzlampengepumpter Laser² sowie die Notwendigkeit einer aufwändigen Flüssigkeitskühlung des aktiven Mediums.

6.2 Diodengepumpte Systeme

Der große Vorteil diodengepumpter Lasersysteme ist die schmalbandige Anregung im Vergleich zur Blitzlampenanregung. Laserdioden, die im Bereich 970nm emittieren, besitzen üblicherweise eine Linienbreite von $1 - 10\text{nm}$, was für einen Laser relativ breit ist. Die hohe Linienbreite ergibt sich als Folge des kleinen Resonators und des breiten Laserübergangs in der p-n-Schicht des Diodenmaterials³, wodurch sie für spektroskopische Anwendungen ungeeignet sind. Hierzu wird im 970nm -Bereich auf Titan-Saphir-Laser zurückgegriffen, die nur eine Linienbreite um $0,1\text{nm}$ besitzen und somit wesentlich genauere spektroskopische Ergebnisse liefern können. Hier sei als solches Ergebnis ein Absorptionsspektrum sowie zwei Anregungsspektren im 970nm Bereich eines Er:YSGG Kristalls [DM94] gezeigt, die in Abbildung 6.1 dargestellt sind.

Die effektiv absorbierte Pumpenergie im Laserkristall hängt von der Güte der Anpassung von Emissionsspektrum der Pumpquelle und Absorptionsspektrum des Lasermaterials ab. Mathematisch lässt sich dieser Zusammenhang als eine Multiplikation der beiden Spektren im Frequenzraum verstehen. In der Zeitdomäne, was nach dem Zusammenhang $ct = \lambda$ einer Wellenlänge zugeordnet werden kann, entspricht dies einer Faltung der beiden Spektren. D.h. die Linien und Banden sollten in beiden Spektren gut übereinstimmen. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass entgegen allgemeiner Annahme die bestmögliche Koinzidenz von Pump- und Absorptionsspektrum nicht immer die ideale Lösung darstellt. POLLNAU et. al. zeigte, dass es in diesem Fall zu Quenchingeffekten kommen kann, die die Lasereffizienz deutlich herabsetzen können [PJ02].

6.2.1 Longitudinal gepumpte Systeme

Im Gegensatz zu radial abstrahlenden Blitzlampen ist die Emission von Laserdioden deutlich gerichtet, obwohl der Strahl trotz des kurzen Resonators der meisten Laserdioden eine hohe Divergenz aufweist. Longitudinal gepumpte Systeme sind aufgrund dieses Sachverhaltes nur bei diodengepumpten Systemen zu finden. Das Pumplicht wird coaxial zum eigentlichen Laserresonator eingestrahlt, i.d.R. durch einen für die Pumpwellenlänge transparenten Resonatorspiegel. Dadurch wird ein guter räumlicher Überlapp zwischen Pumpstrahl und Lasermode geschaffen, so dass der erzeugte Laserstrahl im wesentlichen beugungsberentzt ist [Koe96]. Allerdings ist diese Technik nur effektiv bei Laserkristallen, deren Länge mit der Eindringtiefe der Pumpstrahlung übereinstimmt. Bei einer

²bei Erbium-Lasern typischerweise unter 1%

³InGaAs-Halbleitermaterial

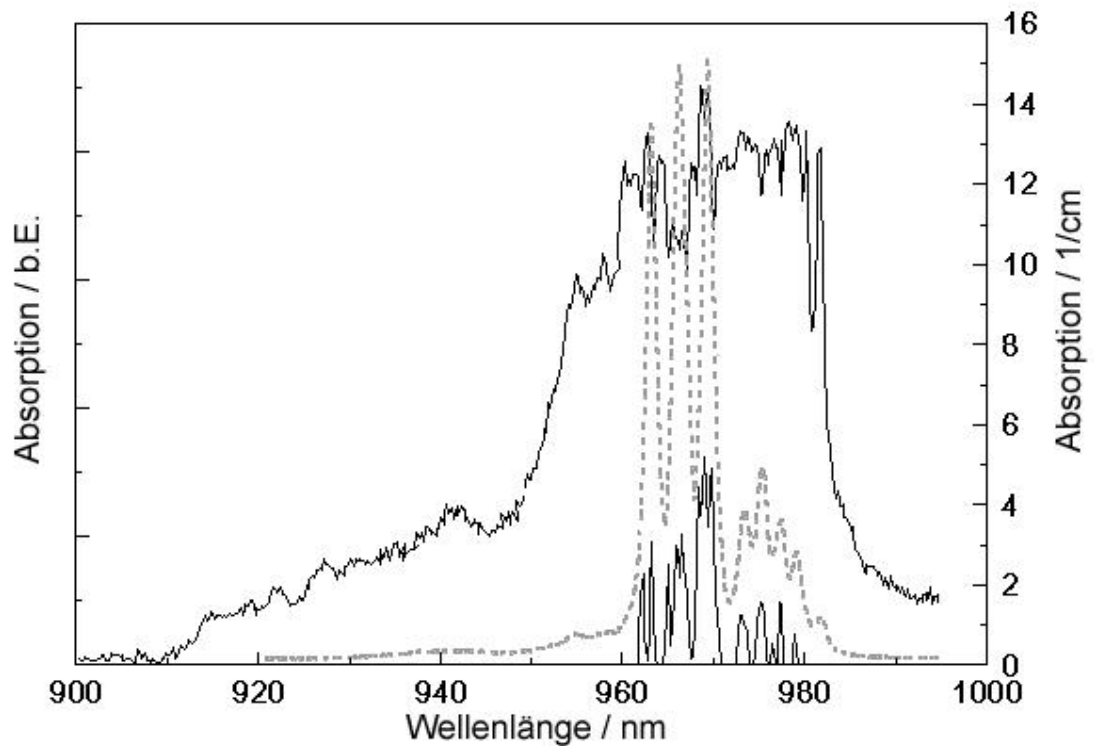


Abbildung 6.1: Absorptionsspektrum eines Er:YSGG Kristalls (gestrichelte Linie) nach DINERMAN [DM94]. Die durchgezogenen Linien geben den absoluten Wirkungsgrad des Kristalls bei Lasertätigkeit in willkürlichen Einheiten an. Die obere durchgezogene Kurve wurde bei hohen Pumpleistungen aufgenommen, die untere nahe der Laserschwelle. Alle Kurven wurden unter Verwendung eines durchstimmbaren Titan-Saphir-Lasers mit einer Linienbreite von 0,1 nm gewonnen.

Wellenlänge von 970 nm sind dies je nach Güte des Überlapps der Absorptions- und Pumpspektren bei Er:YSGG-Kristallen ca. $1 - 2\text{ mm}$. Die Anwendung für longitudinal gepumpte Systeme ist daher auf Bereiche beschränkt, bei denen es nicht auf Ausgangsleistung oder Ausgangsenergie des Lasers ankommt, sondern mehr auf die Strahlqualität, wie dies bei spektroskopischen Anwendungen notwendig ist.

6.2.2 Radial gepumpte Systeme

Höhere Auskoppelleistungen und Auskoppelenergien erfordern größere aktive Kristallvolumina. Große Volumina lassen sich nur mit einer auf das gesamte Volumen einwirkenden Pumpstrahlung zu erreichen. Beim radial gepumpten System wird die eingebrachte Pumpstrahlung zumeist im rechten Winkel zum Kristallmantel eingestrahlt. Je nachdem, ob der komplette Umfang des Kristalls bestrahlt wird, oder nur eine Seite von ihm, ist bei einer Wellenlänge von 970 nm ein Radius bzw. ein Durchmesser von $1 - 2\text{ mm}$ realisierbar.

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein radialer Aufbau ungünstig, da der Gesamtdurchmesser des Lasers aufgrund des Gruppierens der Laserdioden um den Kristall herum so stark anwächst, dass die geplante Integration eines ähnlichen Systems in ein medizinisches Handstück unmöglich wird. Um diesen Nachteil zu umgehen wird im nächsten Abschnitt eine räumlich kompakte Möglichkeit vorgestellt, große Kristallvolumina relativ homogen auszuleuchten.

6.3 Multireflexions-Pumpen

Einen Laserresonator vollständig in ein zahnmedizinisches Handstück von ca. 12 mm Durchmesser zu integrieren, ist bei Verwendung einer klassischen, radialen Pumpanordnung aus ersichtlichen Gründen nicht durchführbar. Andererseits kann ein longitudinal gepumpter Kristall, der aufgrund der starken Absorption der Pumpstrahlung höchstens 2 mm lang sein darf, nicht die benötigte Leistung bereitstellen.

Es muss also ein Weg gefunden werden, über Lichtleitfasern das Pumplicht axial ins Handstück zu führen, aber dennoch den Laserkristall möglichst gleichmäßig auszuleuchten. Um dies zu erreichen, wurde eine Pumpanordnung basierend auf einer Multireflexionszelle entwickelt. Bei der hier beschriebenen Pumpanordnung und dem Laserkopf handelt es sich um einen Prototypen, der noch nicht in ein Handstück integriert werden soll, aber dessen Abmessungen bereits daraufhin ausgelegt sind. Seine Ausgangsleistung ist noch limitiert. Der vorgestellte Prototyp dient der Skalierung benötigter Kristallvolumina und Pumpleistungen bei einem klinisch einsetzbaren System. Die hier verwendete Kristallgröße ergab sich aus den zur Verfügung stehenden Pumplaserdioden, deren Leistungsdaten in Tabelle 6.1 angegeben sind. Unter der vorsichtigen Annahme von 50% Verlust bei der Ankopplung

des Pumplichtes an den Laserkristall sollte das Volumen so groß sein, dass bei homogener Ausleuchtung die Laserschwelle von 2 mJ mm^{-3} erreicht wird. Diese Voraussetzungen erfüllt ein Kristall mit einer gepumpten Länge von 5 mm und einem Durchmesser von 2 mm .

Bezeichnung	Wert
Anzahl der Pumpdioden	3
cw-Leistung	je 0-20 W
Wellenlänge	960-974 nm durchstimmbar
Linienbreite	2 nm
Pulslänge	0,3-100 ms
Pulsanstiegszeit	150 μs
max. Gesamtleistung der Pumpdioden	60 W

Tabelle 6.1: Leistungsdaten der Pumpdioden.

Die Multireflexions-Pumpanordnung (MRP) sieht vor, das Pumplicht der drei Diodenlaser über drei Lichtleitfasern longitudinal der Pumpkammer (Pumpkavität) zuzuführen, in der zentrisch der Laserkristall platziert ist. Abbildung 6.2 zeigt schematisch den Aufbau der Pumpkammer und verdeutlicht das Konzept des multireflektiven Pumpens.

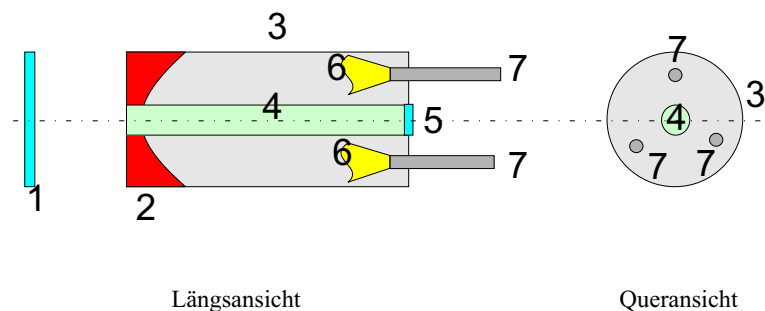


Abbildung 6.2: Schematische Übersicht der Pumpkammer.

1: Auskoppelspiegel, 2: Pumpspiegel, 3: Kammergehäuse, 4: Laserkristall, 5: Endspiegel, 6: Pumplicht, 7: Pumplichtleiter

Die Pumpkammer besteht dabei im wesentlichen aus 7 relevanten Bauelementen. Zentral angeordnet im Pumpkammergehäuse (3) ist der zylindrisch geformte Er:YSGG Kristall (4) mit einer Gesamtlänge von $7,5\text{ mm}$ und einem Durchmesser von 2 mm . Eine Stirnfläche (5) des Kristalls ist verspiegelt und fungiert als Resonatorendspiegel. Ausgekoppelt wird der Laserstrahl über einen Auskoppelspiegel (1). Das Pumplicht der Diodenlaser wird über drei flexible Lichtleiter (7) in die Pumpkammer geführt, wo sich ihre Lichtkegel (6) gemäß der numerischen Apertur der Lichtleiter in der Kühlflüssigkeit ausbreiten.

Entscheidend für die Ausleuchtung des Kristalls ist der Pumpspiegel (2). Gemäß der Anforderung einer homogenen Illumination ergibt sich aufgrund der kompakten Bauweise eine parabolisch gekrümmte Spiegelfläche. Die Brennweite des Spiegels bestimmt maßgeblich die Energieverteilung des Pumplichtes im Laserkristall.

Kapitel 7

Berechnung der Pumpkammer

Um die Krümmung bzw. die Brennweite des Spiegels (2) zu bestimmen, wurde eine Raytracing-Simulation konzipiert und programmiert. Die Form des Spiegels wurde im Rahmen einer parametrischen Variation solange verändert, bis eine optimale (homogene) Ausleuchtung des Kristalls vorlag. In diesem Kapitel werden die Vorgehensweise der Kammersimulation, die Bewertungskriterien und die Optimierungsschritte für eine homogene Ausleuchtung erläutert.

7.1 Modellierung mittels Raytracing

Im Folgenden wird unterschieden zwischen einem *Ray*, der das kleinste Element der Simulation darstellt, und einem *Strahl*, der einem realen, optischen Lichtstrahl entspricht. Dieser wird aus einer Vielzahl einzelner Rays gemäß seiner Intensitäts- und Winkelverteilung zusammengesetzt.

Ein einzelner Ray wird mathematisch als vektorielle Geradengleichung beschrieben, also mittels eines Aufpunktes \vec{p} (Ortsvektor) und einem Richtungsvektor \vec{q} der Form

$$\vec{r} = \vec{p} + t\vec{q}$$

wobei $t \in \mathfrak{R}^+$ ist.

Die Pumplichtkegel der Lichtleiter werden als Gaußstrahlen angenähert, wobei diese Strahlen einen Radius und einen Divergenzwinkel besitzen. Die drei Pumplichtstrahlen werden in den nachfolgend beschriebenen Simulationen aus je 100.000 Rays gebildet.

Ausgehend von den Lichtleitern treten die Rays in Wechselwirkung mit vier optischen Elementen der Kammer: dem Laserkristall und den reflektierenden Kammerwänden (Zylindermantel, Endfläche der Pumpkammer und dem Spiegel). Alle reflektierenden Elemente sind in der realen Kammer mit einer Goldschicht überzogen, um möglichst verlustfreie Reflexion der infraroten Pumpstrahlung zu gewährleisten. In der Simulation wurde dem Rechnung getragen, indem pro Reflexion an einer

Oberfläche eine Absorption von 2% angenommen wurde. Da ein Ray als solcher keine Intensitätsinformation besitzt, wurde mit einer Wahrscheinlichkeit von 2% ein Ray verworfen, wenn er an einer Oberfläche reflektiert wird.

Der Ray wird sukzessive auf Schnittpunkte mit den 4 potentiellen Auftreffobjekten hin untersucht, wobei der Schnittpunkt mit dem i -ten Objekt als

$$\vec{r}_i = \vec{p} + t_i \vec{q}$$

ausgedrückt werden kann. Da $t_i \in \mathfrak{R}^+$ ist, ist das wirklich getroffene Objekt, d.h. ohne dass Hinterschnidungen auftreten, das mit dem niedrigsten t -Wert. Der Vektor zum Schnittpunkt läßt sich als

$$\vec{S} = \vec{p} + \min_i \{t_i\} \vec{q}$$

schreiben. Für dieses Objekt wird dann an der Raumkoordinate des Schnittpunktes \vec{S} der Normalenvektor \vec{n} auf der reflektierenden Oberfläche gebildet. Die resultierende Richtung des reflektierten Rays berechnet sich aus dem Skalarprodukt von \vec{n} und \vec{q} :

$$\vec{q}_{refl} = \vec{n} - 2(\vec{n} \cdot \vec{q}) \vec{q}$$

Als neuer Aufpunkt des Rays wird der Schnittpunkt \vec{S} verwendet, so dass der neue, reflektierte Ray sich als

$$\vec{r}_{refl} = \vec{S} + t \vec{q}_{refl}$$

darstellt. Diese sukzessive Verfolgung des Rays wird solange fortgesetzt, bis der Ray aufgrund der Verluste in der Goldbeschichtung absorbiert wird, oder er auf den Kristall trifft.

Im letzteren Fall wird gemäß des Brechungsindexunterschiedes zwischen dem YSGG Material und der Kühlflüssigkeit der Ray in den Kristall hineingebrochen. Zu diesem Zeitpunkt wird dem Ray eine relative Intensität von 1 zugewiesen und diese gemäß des bisher zurückgelegten Weges¹ s in der Kühlflüssigkeit mit einem Absorptionskoeffizienten von μ_F geschwächt.

$$I_{ray} = e^{-\mu_F s} \quad (7.1)$$

Zur Dokumentation der Pumplichtverteilung im Kristall wird dieser in ein engmaschiges Raumgitter (*Mesh*) unterteilt, das sich aus einzelnen *Voxeln* einer Kantenlänge ΔM zusammensetzt². Um zu

¹Aufsummation der Differenzen aller bisherigen Ortsvektoren des Rays.

²Bei der hier betrachteten Kristallgröße betrug die Kantenlänge eines Voxels und damit die Maschenweite des Meshes 0,05 mm.

verhindern, dass bei der Strahlverfolgung im Kristall ein Voxel übersprungen werden kann, wird der Betrag des Richtungsvektors des Rays solange minimiert, bis sein Betrag unter der Kantenlänge eines Voxels liegt. Hierdurch wird die Annahme

$$\Delta M \gg \|\vec{q}\|$$

erfüllt, was gestattet, den Ray in ganzzahligen Werten von t voranzubewegen. $\|\vec{q}\| = \sqrt{\vec{q} \cdot \vec{q}}$ stellt dabei die euklidische Norm des Vektors \vec{q} dar. Abbildung 7.5 verdeutlicht das zugrunde liegende Prinzip.

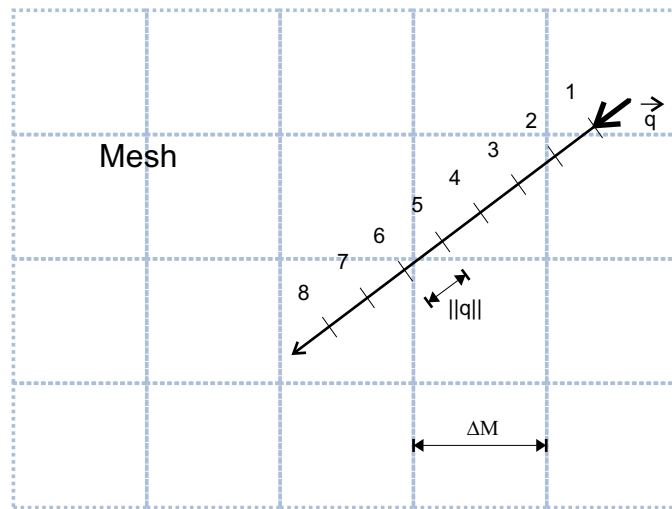


Abbildung 7.1: Vorgehensweise bei der Berechnung der Energieabsorption im Kristall. Der Ray wird in ganzzahligen Vielfachen (Zahlen in der Abbildung) seines Richtungsvektors \vec{q} durch das Mesh bewegt.

Nach dem Gesetz von Lambert-Beer ist die verbleibende Energie nach dem Durchlaufen einer Schichtdicke x in einem Medium mit einem Absorptionskoeffizienten μ_a gegeben durch:

$$E(x) = E_0 e^{-x\mu_a}$$

Angewandt auf die Absorption im Laserkristall bedeutet dies, dass E_0 die relative Energie des Rays an der Kristalloberfläche ist. Nach Gleichung 7.1 ist $E(x)$ somit gegeben durch

$$E(x) = e^{-\mu_F s} e^{-x\mu_a}.$$

Da der Ray in ganzzahligen Vielfachen seines Richtungsvektors \vec{q} voranbewegt wird, lässt sich x ausdrücken als $x = t \|\vec{q}\|$, wobei $t \in \mathfrak{N}$ eine natürliche Zahl ist.

Mit diesen Vorüberlegungen lässt sich nun die relative³, absorbierte Energie $E_{t,t-1}$ zwischen zwei

³d.h. auf 1 normierte Energie. Die tatsächliche Energie ergibt sich dann aus Multiplikation mit der Pumpenergie E_{pump} : $E = E_{relativ} \cdot E_{pump}$

Punkten $t - 1$ und t , was genau einer Richtungsvektorklänge entspricht, berechnen:

$$\begin{aligned} E_{t,t-1} &= \frac{E_t - E_{t-1}}{e^{-\mu_F s} e^{-t \|\vec{q}\| \mu_a} - e^{-\mu_F s} e^{-(t-1) \|\vec{q}\| \mu_a}} \\ &= e^{-\mu_F s} e^{-t \|\vec{q}\| \mu_a} \left\{ 1 - e^{\|\vec{q}\| \mu_a} \right\} \end{aligned} \quad (7.2)$$

Dieser relative Anteil an der Energie ($E_{t,t-1}$) wird dem Voxel zugeschrieben, in dem die anteilige Absorption zwischen den Punkten $t - 1$ und t stattfand, also dem Voxel $V_{x,y,z}$, auf den der Vektor

$$\vec{r} = \vec{p} + (t - 1) \vec{q}$$

zeigt.

Die sukzessive Verfolgung des Rays, d.h. die Erhöhung von t , innerhalb des Kristalls wird solange betrieben, bis der Punkt

$$\vec{r} = \vec{p} + t \vec{q}$$

außerhalb des Kristalls liegt. Ist dieses Abbruchkriterium erfüllt, so wird der nächste Ray an einem der Pumplichtleiter gestartet. Sind letztendlich alle Rays abgearbeitet, so ist das Raytracing beendet.

Als Ergebnis des Raytracing liegt dann das dreidimensionale Mesh des Kristalls vor, in dessen einzelnen Voxeln $V_{x,y,z}$ die relative absorbierte Energie gespeichert ist. Zur Bewertung der Pumplichtverteilung im Kristall und der Ankopplung des Pumplichtes an den Kristall müssen nach dem Raytracing noch einige Kenngrößen errechnet werden.

Die wichtigste Kenngröße des Systems ist dabei das *Meshintegral*. Dieses gibt die aufsummierte, relative Energie im gesamten Laserkristall an und bezeichnet somit die gesamte, im Kristall absorbierte Energie, wenn die Pumpenergie der Laserdioden auf 1 normiert wird. Es wird definiert als:

$$\begin{aligned} I_M &:= \int_{\text{Kristall}} V(\vec{r}) d^3 r \\ &\equiv \sum_x \sum_y \sum_z V_{x,y,z} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Detaillierte Informationen über die Verteilung der Energie sind im Mesh selber enthalten, sie ergibt sich für jeden einzelnen Voxel zu $E_{pump} \cdot V_{x,y,z}$, wobei E_{pump} die Gesamtenergie der Pumpdioden am distalen Ende der Pumplichtleiter bezeichnet. Weiterhin ist die räumliche Energiedichte in jedem Voxel über den Ausdruck

$$\Theta_{x,y,z} := E_{pump} \cdot \frac{V_{x,y,z}}{\Delta M^3} \quad (7.4)$$

gegeben.

Zur Beurteilung der Homogenität der Pumplichtverteilung ist es wünschenswert, auch hierfür eine Kenngröße zur Verfügung zu haben. So erst wird es möglich, den Homogenisierungsgrad als skalaren Wert für Diagramme über einem Parameterraum zur Verfügung zu haben. Das Mesh des

Kristalls lässt sich verstehen als ein 3-dimensionales Grauwert-Bild der Energieverteilung. Inhomogenitäten in der Energieverteilung fallen als Kontrastsprünge auf. Die Definition einer solchen Kenngröße basiert also zweckmäßigerweise auf der Suche nach diesen Kontrastsprüngen. Da auf kleinen Längenskalen im Mesh (Größenordnung ΔM) das statistische Rauschen der Grauwerte trotz der hohen Anzahl an einzelnen Rays zu groß ist, wird das Mesh auf willkürliche Weise in so genannte *Supervoxel* der Ordnung n aufgeteilt, die jeweils n^3 Voxel zusammenfassen. Die Energie in einem Supervoxel ${}^n S_{x,y,z}$ ist dann gegeben durch:

$${}^n S_{x,y,z} := E_{pump} \sum_{i=xn+1}^{n(x+1)} \sum_{j=yn+1}^{n(y+1)} \sum_{k=zn+1}^{n(z+1)} V_{i,j,k}$$

Hierdurch wird das statistische Rauschen der Grauwerte bzw. der Energien herausgemittelt. Dieses 3-dimensionale Feld aus Grauwerten enthält, je nach Wahl eines genügend großen n , eine Energieverteilung ohne statistische Fluktuationen⁴.

Der Gradient⁵

$$\nabla^n S_{x,y,z}$$

zeigt an jeder Position x,y,z im Mesh in Richtung der größten Kontraständerung der Grauwertverteilung. Sind die Normen der Gradienten $\|\nabla^n S_{x,y,z}\|$ “groß”, so ist die Annahme einer lokalen Inhomogenität gerechtfertigt (Hotspot oder Coldspot). Der Ausdruck

$$\|\nabla^n S\|$$

über das gesamte Mesh lässt sich als ein Feld von Gradienten verstehen. Um nun die Homogenität über den gesamten Kristall als skalare Größe zu bewerten, wird der Begriff des *Gradientenfeldintegrals* eingeführt. Es wird wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} {}^n I_G &:= \int_{\text{Kristall}} \|\nabla^n S(\vec{r})\| d^3 r \\ &\equiv \sum_x \sum_y \sum_z \|\nabla^n S_{x,y,z}\| \end{aligned} \quad (7.5)$$

und ist als ein Maß für die Inhomogenität der Energieverteilung zu verstehen. Je höher die Werte des Gradientenfeldintegrals, desto mehr lokale Hotspots sind im Kristall vorhanden.

Sind die vorgestellten Kenngrößen I_M und ${}^n I_G$ berechnet worden, so ist die numerische Simulation der Pumpkammer abgeschlossen. Die Werte werden gespeichert und im Falle einer parametrischen Variation die nächste Konfiguration der Pumpkammer berechnet. Abbildung 7.2 fasst die erläuterten

⁴In den später vorgestellten Ergebnissen ist $n = 15$ bei einer Meshweite von $\Delta M = 0,05 \text{ mm}$.

⁵Der Vektoroperator ∇ “Nabla” ist definiert als $\nabla = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix}$.

ten Arbeitsschritte bei der Simulation der Pumpkammer nochmals bildhaft in Form eines Flussdiagramms zusammen.

Im Rahmen der Entwicklung eines diodengepumpten Laserkopfes in einem Behandlungshandstück ist es wünschenswert, eine möglichst gute Ankopplung der Pumpenergie an den Laserkristall zu erlangen, während dieser möglichst homogen ausgeleuchtet werden soll. Konkret bedeutet dies eine Maximierung des Meshintegrals bei gleichzeitiger Minimierung des Gradientenfeldintegrals. Daher lässt sich eine Güte Q für eine bestimmte Konfiguration der Pumpkammer definieren:

$$Q = \frac{I_M}{{}^n I_G} \quad (7.6)$$

Ziel der Optimierung der Konfiguration ist also die Maximierung des Meshintegrals I_M bei möglicher Koinzidenz mit einer hohen Güte Q . Es ist immer zu beachten, dass Q eine willkürliche Größe ist, die zusätzlich noch mit der Wahl von n variiert. Ein großer Wert von Q bedeutet nicht zwangsläufig eine optimale Pumpkonfiguration, sondern kann nur als ein Hinweis verstanden werden. Die endgültige Ermittlung einer optimalen Konfiguration setzt immer eine individuelle Begutachtung des gesamten Meshes anhand von 3D-Schnittbildern voraus.

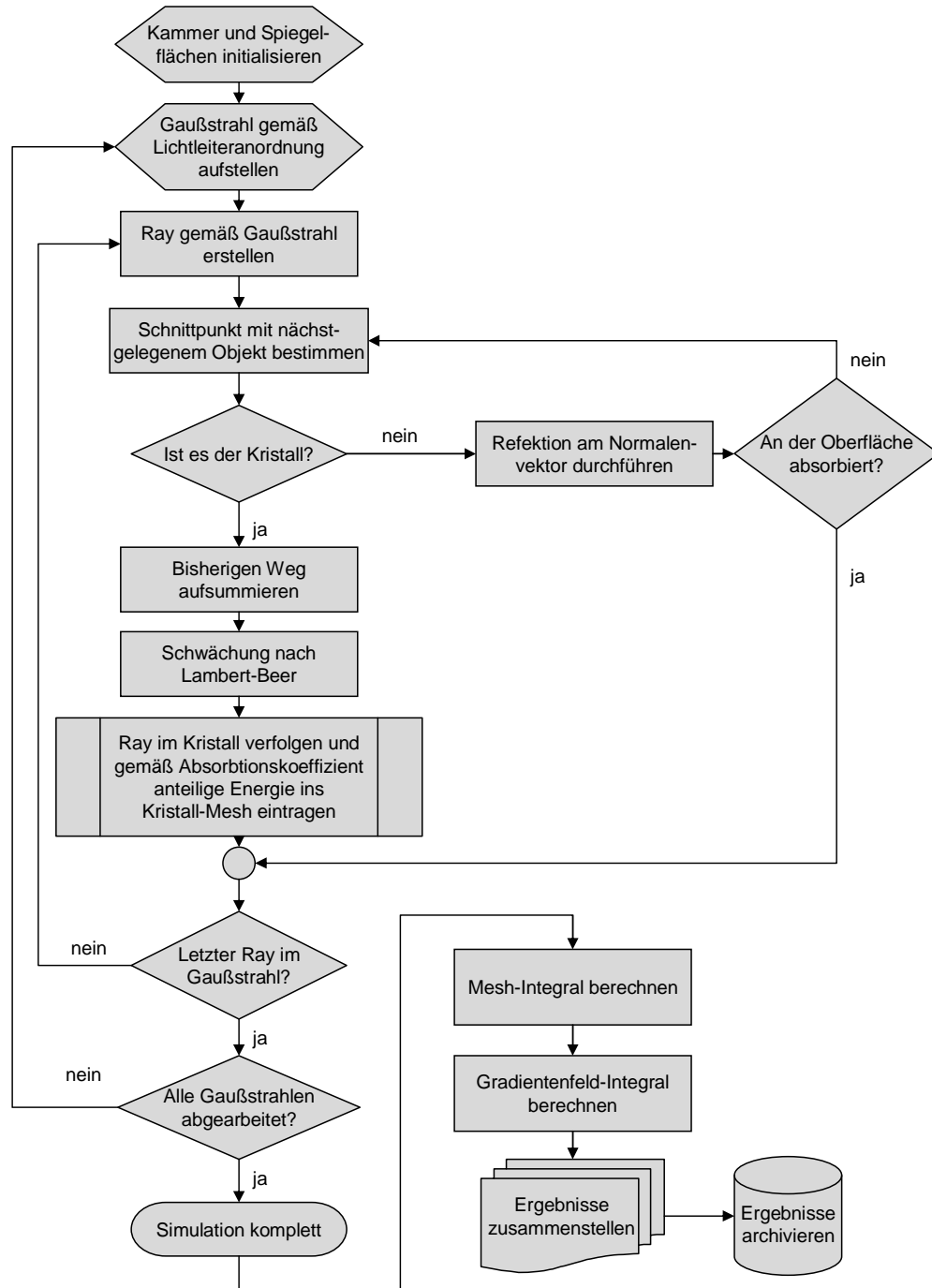


Abbildung 7.2: Flussdiagramm des Raytracing-Prozesses.

7.2 Wahl der Kühlflüssigkeiten

Das Meshintegral hängt deutlich vom Absorptionskoeffizienten μ_F der Kühlflüssigkeit ab, daher spielt die Auswahl der Flüssigkeit eine entscheidende Rolle. Sie muss neben ihrer Aufgabe der Kühlung des Laserkristalls auch für die Pumpwellenlänge im Bereich um 970nm eine hohe Transparenz aufweisen. Daher wurden unterschiedliche Flüssigkeiten spektroskopisch untersucht. In die Simulation gehen sie mit ihren Absorptionskoeffizienten μ_F ein.

Mit dem UV-VIS-IR Spektrometer der Fa. PERKIN ELMER "Lambda 19" wurden die Flüssigkeiten im Bereich $700 - 1200\text{nm}$ untersucht.

Neben der Forderung nach hoher optischer Transparenz bei der Pumpwellenlänge ist noch ein anderer Aspekt für die Kühlung der Laserkristalls von Bedeutung. Die Effizienz der Kühlung steigt mit zunehmender spezifischer Wärmekapazität der verwendeten Kühlflüssigkeit. Wasser besitzt nach Helium mit $4,18\text{kJ kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ die höchste spezifischen Wärmekapazität aller Stoffe [Kuc99]. Tabelle 7.1 zeigt eine Übersicht der spezifischen Wärmekapazitäten und die Brechungsindizes bei 20°C für die untersuchten Flüssigkeiten.

Flüssigkeit	spez. Wärmekapazität [$\text{kJ kg}^{-1}\text{K}^{-1}$]	Brechungsindex
Wasser	4,18	1,33
Aceton	2,16	1,358-1,360*
Ethanol	2,43	1,3614
2-Propanol	2,50	1,3776

Tabelle 7.1: *Spezifische Wärmekapazitäten und Brechungsindizes der ausgesuchten Flüssigkeiten bei $632,8\text{ nm}$ [Kuc99].*

** je nach Reinheitsgrad*

Flüssigkeitsspektren

Bei senkrechtem Lichteinfall auf eine CaF_2 -Küvette wird aufgrund des Brechungsindex-Sprungs⁶ zwischen zwei dielektrischen Medien (CaF_2 und Flüssigkeit bzw. Luft) mit den Brechzahlen n_1 und n_2 ein Reflexionsverlust in Höhe von

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

auftreten.

⁶Brechungsindex $\text{CaF}_2 = 1,50$, d.h. beim Durchgang von Luft in eine CaF_2 -Scheibe treten Fresnelverluste in Höhe von ca. 7,7 % auf.

Der Lichtdurchgang im Falle einer leeren Küvette erfordert die Transmission durch insgesamt 4 Grenzflächen⁷. Eine Messung an einer leeren Küvette zeigte eine Transmission von ca. 86% bei 970 nm, was einer Dämpfung von 0,62 dB entspricht.

Bei einer flüssigkeitsgefüllten Küvette ist der Brechungsindexsprung beim Übergang von CaF_2 zur Flüssigkeit dagegen vernachlässigbar, da er in der Größenordnung 10^{-4} dB liegt ($4,34 \cdot 10^{-4}$ dB). Effektiv verbleiben also nur 2 Grenzflächen und die Flüssigkeit selber⁸.

Zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten der untersuchten Flüssigkeiten wurden die von der Küvette verursachten Verluste aus den Spektren herausgerechnet. Die Vermessung des Absorptionsspektrums von Wasser wurde mit 2-fach deionisiertes Wasser durchgeführt. Die Messung ergab eine Dämpfung von 0,3 dB beim Durchgang durch die Küvette. Abbildung 7.3 zeigt die Spektren der Flüssigkeiten Wasser, Ethanol, 2-Propanol und Aceton über einem Wellenlängenbereich von 700 – 1200 nm. Abbildung 7.4 stellt den Bereich zwischen 900 und 1000 nm nochmals vergrößert dar.

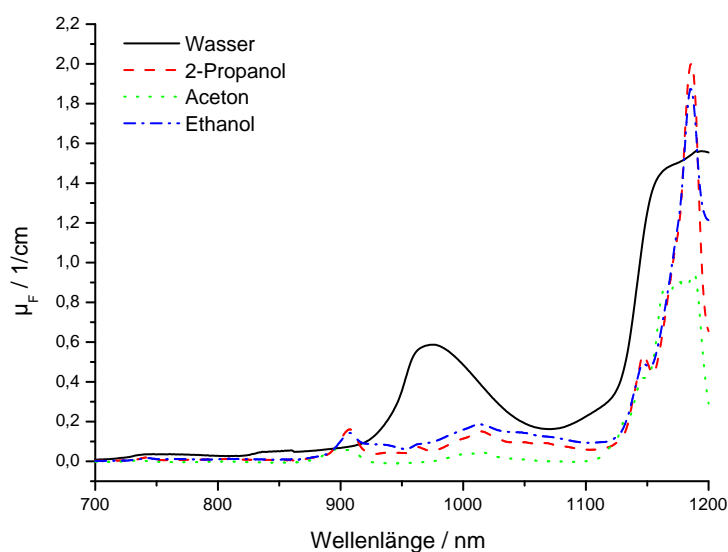


Abbildung 7.3: Übersichtsspektren der untersuchten Kühlflüssigkeiten.

Als Kühlflüssigkeit wurde 2-Propanol ausgewählt, welches einen Absorptionskoeffizienten von $\mu_F(\lambda = 970 \text{ nm}) = 0,08 \text{ cm}^{-1}$ hat. Die Wahl auf 2-Propanol fiel aufgrund der gegenüber Wasser und Ethanol besseren spektralen Eigenschaften. Aceton wäre als Kühlmittel noch besser geeignet, allerdings schied diese Flüssigkeit wegen von Materialunverträglichkeiten⁹ aus.

⁷Luft- CaF_2 -> CaF_2 -Luft -> Luft- CaF_2 -> CaF_2 -Luft

⁸Luft- CaF_2 -> Flüssigkeit -> CaF_2 -Luft

⁹Experimente mit einer Aceton-Kühlung mußten abgebrochen werden, da die Kunststoffteile des Kühlkreislaufes korrodiert wurden.

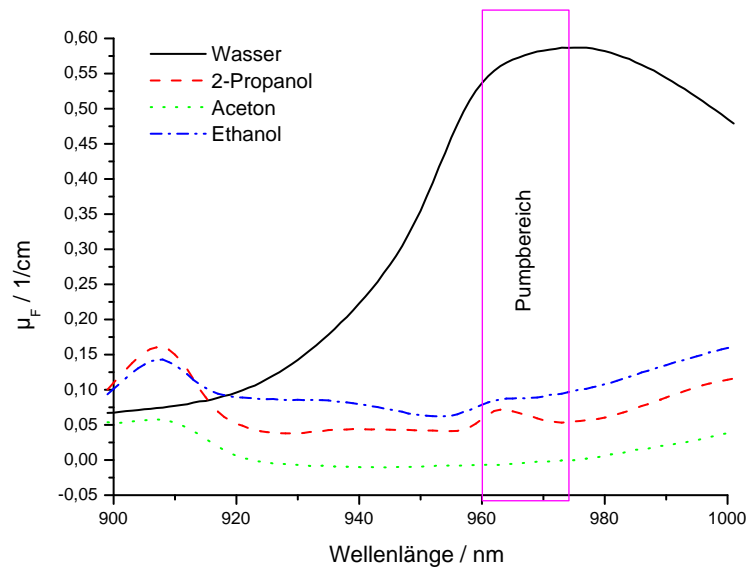


Abbildung 7.4: Vergrößerter Ausschnitt aus dem Spektrum der untersuchten Kühlfüssigkeiten.

7.3 Simulation des Pumpprozesses

Die Simulation des Pumpprozesses orientiert sich so nah wie möglich an den Vorgaben des experimentellen Systems. Die Tabelle 7.2 beinhaltet Parameter der Simulation.

Parameter		Wert
Kristall	μ_a	8 cm^{-1}
Flüssigkeit	μ_F (2-Propanol)	$0,08 \text{ cm}^{-1}$
Pumpkammer	Spiegel-Brennweite	<i>variabel</i>
	Dotierung	38%
	bestrahlte Kristalllänge	5 mm
	Kristalldurchmesser	2 mm

Tabelle 7.2: Parameterauswahl für die Simulation der Pumpkammer.

Der YSGG Kristall besitzt eine Länge von $7,5 \text{ mm}$ und ist mit 38% Erbium dotiert. Er sitzt mittig in der vergoldeten Pumpkammer, die einen Innendurchmesser von $10,7 \text{ mm}$ aufweist. Die Bestrahlung erfolgte auf einer Länge von 5 mm im mittleren Teil des Kristalls, wie dies auch bei der realen Pumpkammer der Fall ist¹⁰. Für die Simulationen wurde trotzdem die gesamte Länge des Kristalls berücksichtigt, da bei einigen Pumpkonfigurationen durchaus Streulicht bis in die Stirnbereiche des Kristalls dringen kann. Das Licht der drei Pumpdioden mit einer distalen Gesamtleistung von 60 W wird über drei Lichtleitfasern der Kammer zugeführt. Als Kühlfüssigkeit wurde 2-Propanol verwendet.

¹⁰Die nicht gepumpte Länge von $2,5 \text{ mm}$ ergibt sich aus der Halterung des Laserkristalls mit je einem O-Ring an seinen Enden.

Dem Raytracing lag eine eindimensionale parametrische Variation zugrunde, bei der als freier Parameter die Brennweite f des Pumpspiegels verwendet wurde. Die Form des Pumpspiegels wurde parabolisch gewählt, da vergleichende Rechnungen zeigten, dass diese Form einer sphärischen Form vorzuziehen ist. Aufgrund der punktförmig fokussierenden optischen Eigenschaften eines Paraboloiden kommt es zu einer besseren Bündelung des aus den Lichtleitern divergierend austretenden Pumplichts.

Die Brennweite f wurde von 2 bis 12 mm variiert. Brennweiten unter 2 mm führen zu einer so hohen Krümmung des Pumpspiegels, dass es zu Durchstoßpunkten der Lichtleiter mit dem Spiegel kommt. Brennweiten über 12 mm sind nicht wünschenswert, da es dann auf den schnell anwachsenden Wegstrecken der Strahlen zu großen Verlusten im Kühlmedium kommt.

Abbildung 7.5 zeigt die wichtigste Kenngröße, das Meshintegral I_M , der Pumpkonfiguration in Abhängigkeit von der Brennweite f . Brennweiten unter 3,5 mm sind ungeeignet, da nur 61-68% der Pumpleistung überhaupt im Kristall absorbiert werden. Ab 3,5 mm Brennweite ist eine akzeptable Ankopplung des Pumplichtes an den Laserkristall zu beobachten, die ihr Maximum mit knapp 73% bei einem f von 4,5 mm erreicht, um zu größeren Brennweiten hin kontinuierlich abzufallen.

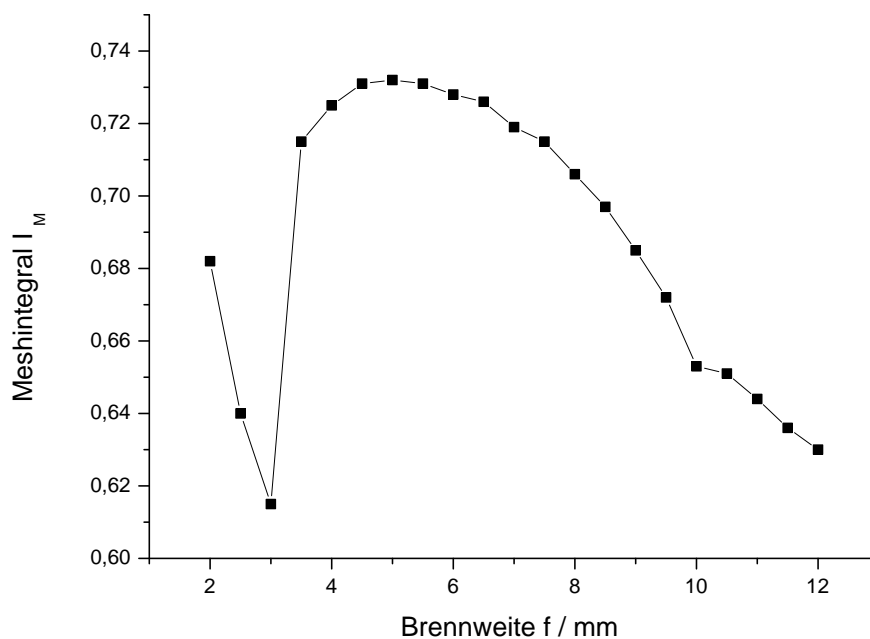


Abbildung 7.5: Meshintegral in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.

Vergleichend sei an dieser Stelle auf die Meshintegrale der anderen Kühlflüssigkeiten verwiesen, die in Abbildung 7.6 dargestellt sind. Bei der verwendeten Kühlmethode muss Wasser als Kühlflüssigkeit ausscheiden, da je nach Brennweite des Pumpspiegels nur Kristallankopplungen von 35-52% erreicht werden.

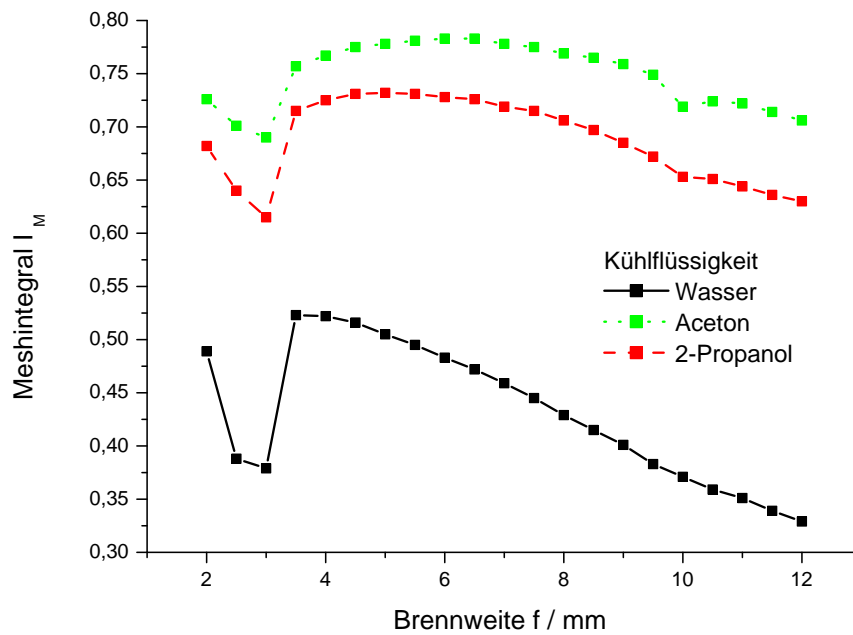


Abbildung 7.6: Meshintegrale verschiedener Kühlflüssigkeiten in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.

Die Ursachen für den Verlauf der Meshintegrale in Abhängigkeit der Brennweite sind in der Art und Weise zu suchen, wie die Rays in der Kammer umlaufen. Für das Verständnis dieser Vorgänge ist die Kenntnis der mittleren Wegstrecke in der Kühlflüssigkeit notwendig, die jeder Ray zurücklegt, ehe er auf den Kristall auftrifft. Sie wird definiert als

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n s_i$$

wobei in n nur die Rays gezählt werden, die den Kristall auch tatsächlich erreichen. s_i gibt den Weg des i -ten Rays an. Abbildung 7.7 zeigt den im Mittel zurückgelegten Weg in Abhängigkeit von der Brennweite f .

Die Pumpkonfigurationen mit den Spiegelbrennweiten von 3 und 5 mm zeichnen sich durch lange Wege in der Kühlflüssigkeit aus. Im Falle des sehr hohen mittleren Weges bei der Brennweite von 3 mm zeigt sich eine direkte Koinzidenz mit dem geringen Wert des Meshintegrals. Die Überhöhung bei 5 mm dagegen ist im Diagramm des Meshintegrals (Abbildung 7.5) nicht wiederzufinden. Die Entstehung des Peaks bei der Brennweite von 3 mm in Abbildung 7.5 und 7.7 wird greifbarer, wenn die Anzahl der im Mittel erfolgten Reflexionen eines Rays in der Kammer betrachtet wird. Abbildung 7.8 gibt diesen Wert wieder.

Rays laufen bei einer Brennweite von 3 mm etwa 3 mal so oft in der Kammer um, ehe sie auf den Kristall treffen, wie bei den benachbarten Brennweiten. Hier handelt es sich um eine Konfiguration, in

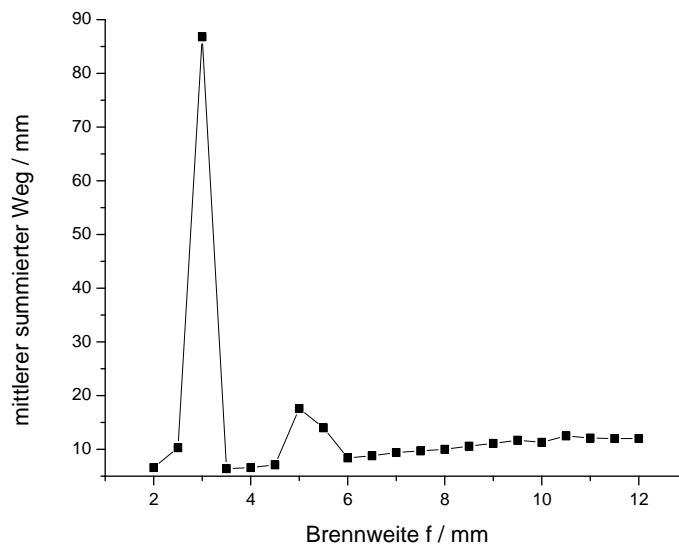


Abbildung 7.7: Mittlerer Weg der Rays, die den Kristall tatsächlich erreichen, in Abhängigkeit von der Brennweite f des Pumpspiegels. Der Peak bei 3 mm erreicht eine Wegstrecke von 88 mm.

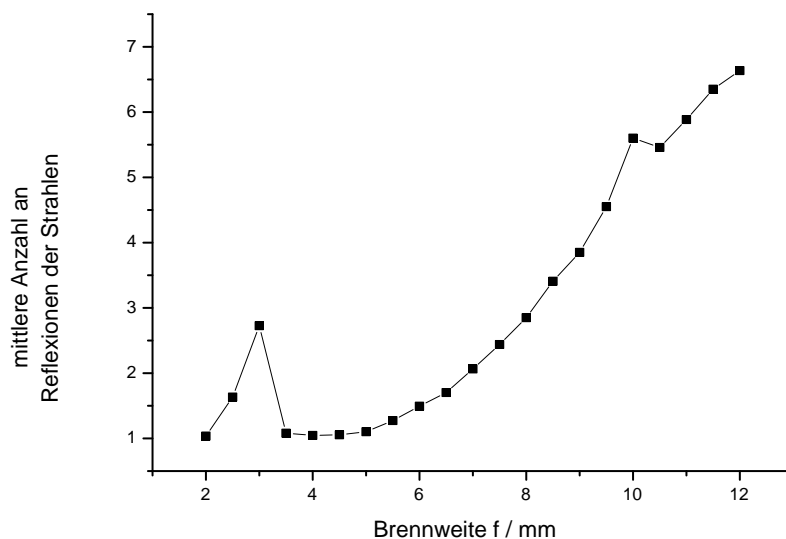


Abbildung 7.8: Mittlere Anzahl an Reflexionen, die auf dem Weg der Rays in der Kammer erfolgen in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.

der ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Rays auf Spiralbahnen mehrfach um den Kristall herum reflektiert wird, ehe diese ihn treffen, oder an den Kammerwandungen und Spiegeln absorbiert werden. Eine genauere Analyse zeigte, dass einige Strahlen bis zu 50-mal in der Kammer reflektiert werden, ohne eine Absorption zu erfahren. Zu höheren Brennweiten nimmt die Anzahl der mittleren Reflektionen und die Wegsumme kontinuierlich zu, wobei das Meshintegral erwartungsgemäß zu höheren Brennweiten abnimmt (Abbildung 7.5).

Neben der zurückgelegten Wegstrecke und der Anzahl der Reflektionen in der Pumpkammer spielt auch der Auftreffwinkel auf die Kristallmantelfläche eine Rolle. Nach den Fresnelgesetzen wird ein winkelabhängiger Anteil der Intensität in den Kristall hineingebrochen, während der verbleibende Anteil der Intensität vom Kristall weg reflektiert wird. Je flacher der Auftreffwinkel, d.h. je steiler der Winkel zum Lot¹¹, desto weniger Lichtintensität gelangt in den Kristall. Im Bild der binären Rays bedeutet dies, dass ein Ray mit einer winkelabhängigen Wahrscheinlichkeit in den Kristall hineingebrochen oder reflektiert wird. Abbildung 7.9 zeigt den gemittelten Winkel zum Lot der auf den Kristallmantel fallenden Rays.

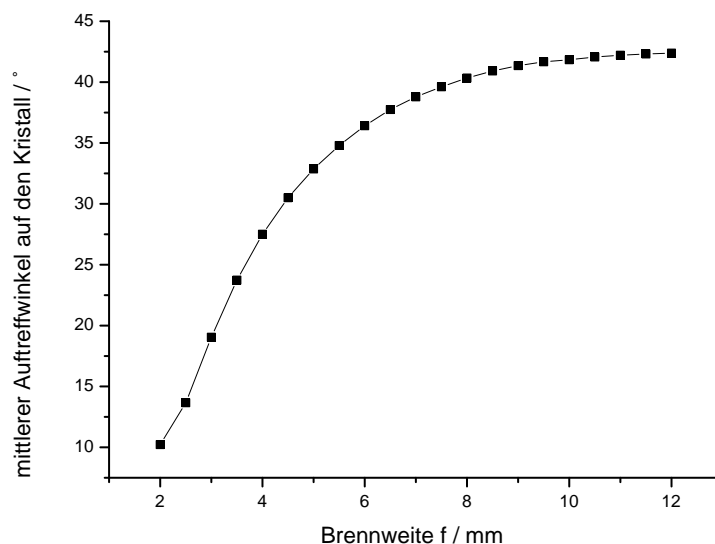


Abbildung 7.9: Mittlerer Winkel der Rays zum Normalenvektor der Kristallmantelfläche in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.

Bei niedrigen Brennweiten des Pumpspiegels treffen die Strahlen flach zum Lot (steil zur Mantelfläche) auf. Mit zunehmendem Auftreffwinkel zeigt sich ab einer Brennweite von 10 mm eine Konvergenz gegen einen Winkel von knapp 42,5°. Dies entspricht einem Abnehmen der Effektivität der Ankopplung an den Laserkristall, auch dieser Trend lässt sich in der Abbildung 7.5 des Meshintegrals wiederfinden.

¹¹Das Lot entspricht in der vektormathematischen Beschreibungsweise dem Normalenvektor auf die Mantelfläche.

Letztendlich ist allerdings die Verteilung des Pumplichtes im Laserkristall von Entscheidung. Wird hierfür die Kenngröße des Gradientenfeldintegrals $^{15}I_G$ nach Gleichung 7.5 herangezogen (Abbildung 7.10), so gibt es ein Minimum bei einer Brennweite von 6 mm . Ein Hotspot ist hingegen bei einer Brennweite von $3,5\text{ mm}$ zu erwarten.

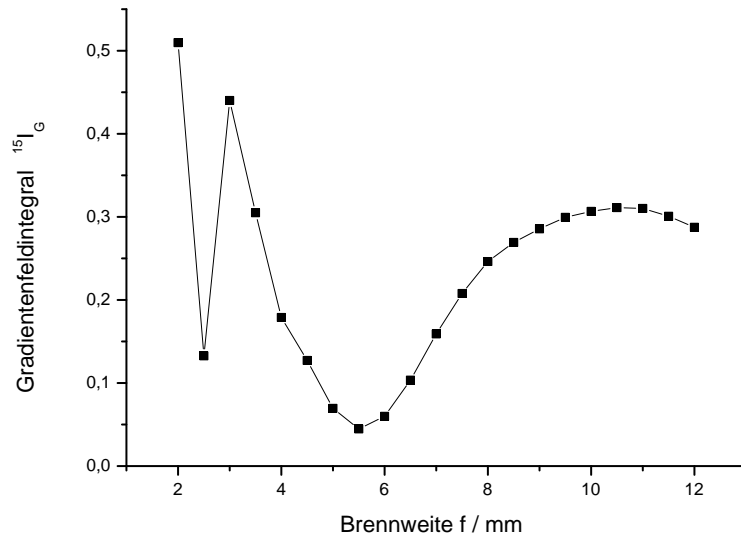


Abbildung 7.10: Gradientenfeldintegral in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.

Für höhere Brennweiten steigt der Wert des Gradientenfeldintegrals weiter an, es treten allerdings keine ausgeprägten Peaks mehr auf. Wird nun die nach Gleichung 7.6 definierten Güte berechnet, ergibt sich das in Abbildung 7.11 dargestellte Bild.

Die Lage des Peaks bei einer Brennweite um 6 mm variiert nicht nennenswert bei einer Veränderung der Größe der Supervoxel. Die Graphen

$${}^nQ(f) = \frac{I_M(f)}{{}^nI_G(f)}$$

ändern sich zwar in der Höhe, aber die Lage des Peaks ist stabil für $5 < n < 25$. Die Auswertung der beiden vorigen Abbildungen legt also den Schluss nahe, eine homogene Pumplichtverteilung bei guter Ankopplung an den Kristall bei einer Brennweite von 6 mm zu suchen, während eine gute inhomogene, d.h. lokal fokussierende, Pumpkonfiguration mit einer Brennweite von $3,5\text{ mm}$ zu erreichen ist.

Es ist zu beachten, dass die Kenngröße Q nicht frei gewählt wurde. Über die Qualität der Pumplichtverteilung entscheidet letztlich nur die individuelle Begutachtung aller Meshes. Der folgende Abschnitt stellt genau dies vor.

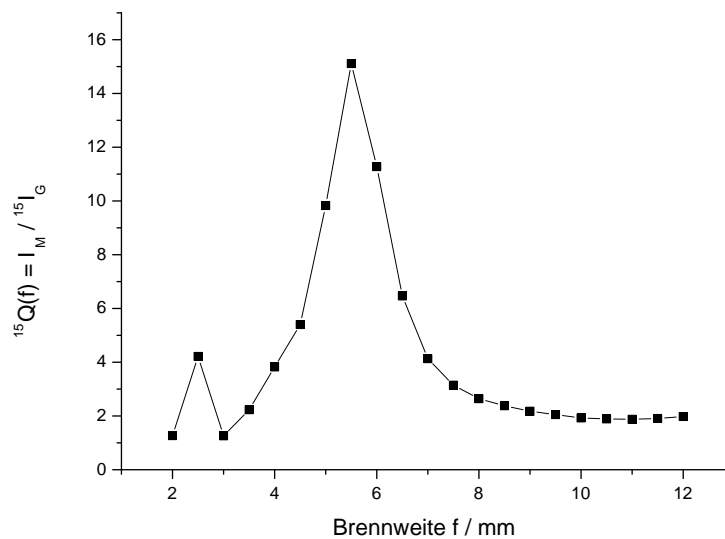


Abbildung 7.11: *Quotient aus Gradientenfeldintegral und Meshintegral in Abhängigkeit von der Brennweite des Pumpspiegels.*

7.4 Pumplichtverteilung

Die Lösung einer Brennweite von 6 mm , die vom Quotienten Q nach Gleichung 7.6 als ideal bewertet wird, zeigt bei genauer Betrachtung des Meshes, dass das Pumplicht in der rechten Hälfte (spiegelseitig) des Kristalls konzentriert ist. Abbildung 7.12(a) zeigt einen Schnitt durch die Längsachse des $7,5\text{ mm}$ langen Kristalls, während Teilabbildung (b) Querschnitte an verschiedenen Positionen des Kristalls zeigt. Die höchste Energiedichte¹² in dieser Pumpkonfiguration beträgt 17 mJ mm^{-3} .

7.4.1 Homogene Pumpanordnung

Für die homogene Pumpkonfiguration wurde eine Spiegelbrennweite von $8,5\text{ mm}$ gewählt. Es werden dann größere Volumina des Kristalls ausgeleuchtet. Obwohl die Güte Q abnimmt, ist der Gesamteindruck der Ausleuchtung besser. Das Gradientenfeldintegral nimmt jedoch größere Werte an, da im hinteren Teil des Kristalls sowie in dessen Flanken mehrere Inhomogenitäten auftreten, deren Gesamtwirkung sich im Integral aufsummiert. Somit ist das errechnete Q trotz der homogen anmutenden Kristallseele kleiner als bei einer Brennweite von 6 mm . Es werden allerdings insgesamt niedrigere Energiedichten erzielt. Das Maximum der Energiedichte liegt hier bei $8,8\text{ mJ mm}^{-3}$.

Abbildung 7.13 zeigt die zugehörigen Schnitte durch den Kristall. Aufgrund der homogensten Ausleuchtung des Kristalls wird diese Pumpkonfiguration im Weiteren auch als *H-Typ* bezeichnet. Abbildung 7.14 zeigt den Überblick über die Verteilung des Pumplichtes in der Kammer. Es ist ein Längsschnitt durch die gesamte Pumpkammer zu sehen. In der Mitte ist als längliches Rechteck der

¹²Dies entspricht dem reinen Schwarz in den Abbildungen.

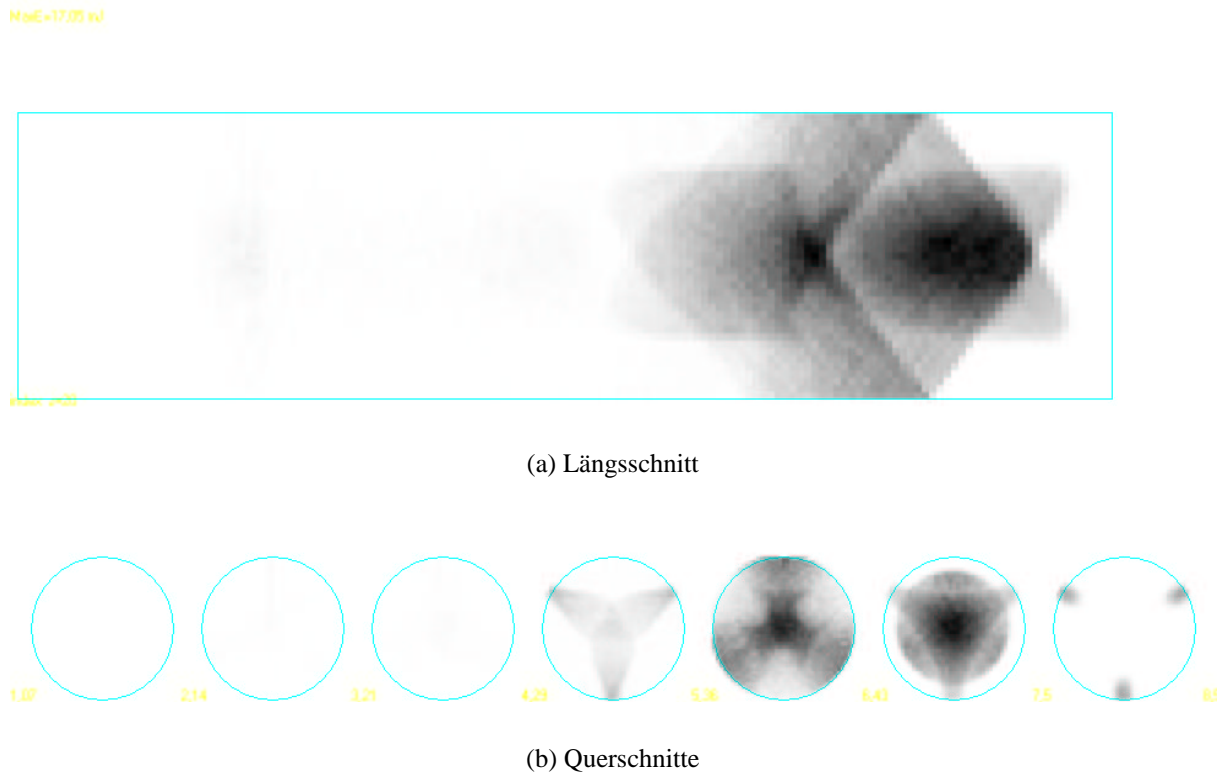


Abbildung 7.12: Schnitte des Kristalls bei einer Spiegelbrennweite von 6 mm. Die maximale Energiedichte beträgt 17 mJ mm^{-3} .

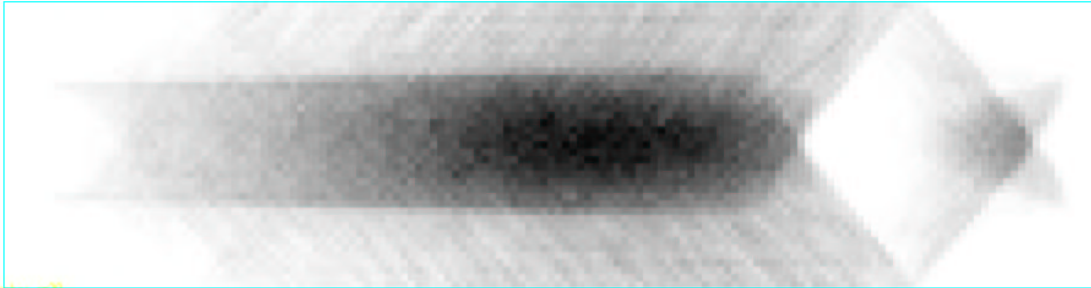
Kristall zu erkennen, der auf jeder Seite um $1,25 \text{ mm}$ aus der Pumpkammer herausragt. Dies ist durch den technischen Aufbau der realen Pumpkammer bedingt, um eine stabile Halterung des Kristalls in der Kammer zu gewährleisten. In Abbildung 7.14 kennzeichnen die schwarzen Punkte Auftreffpunkte der Rays auf den Kristall, während die blauen Punkte Orte kennzeichnen, an denen ein Ray reflektiert wurde. Deutlich ist dabei die Lage und die Form des Parabolspiegels zu erkennen. Damit die Punkte nicht das gesamte Bild überdecken, wurde diese Übersicht mit einer deutlich reduzierten Anzahl an Rays erstellt.

Zur Beurteilung der thermischen Belastung des Kristalls wurde ein kommerzielles Finite-Elemente-Programm (FE-Programm) der Firma LASCAD verwendet. Unter der Annahme einer kontinuierlichen Pumpstrahlung kann aus einer vorgegebenen Pumplichtverteilung im Kristall die Temperatur für den statischen Fall berechnet werden. Für den Pulsbetrieb der Pumpdioden sind die erreichten Temperaturen mit den *Duty-Cycle*¹³ der Dioden zu multiplizieren.

Damit die errechneten Meshes des Raytracing-Programms in dem FE-Programm verwenden zu können, musste zuerst ein Export-Import-Filter erstellt werden, der eine Datenkonvertierung der beiden Formate zulässt. Abbildung 7.15 zeigt die Energieverteilung beim Pumpen des Kristalls nach dem Import in das FE-Programm.

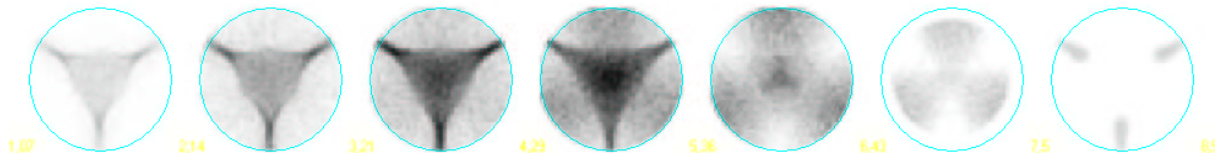
¹³definiert als Verhältnis von Pumpdauer τ_p zum Inversen der Repetitionsrate.

Max=8,79 mJ



Max=7,02

(a) Längsschnitt



(b) Querschnitte

Abbildung 7.13: Schnitte des Kristalls bei einer Spiegelbrennweite von 8,5 mm. Die maximale Energiedichte beträgt $8,8 \text{ mJ mm}^{-3}$.

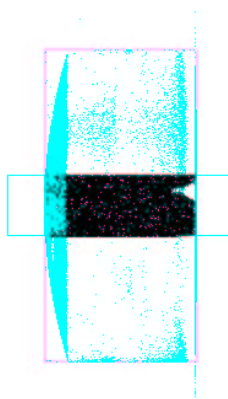
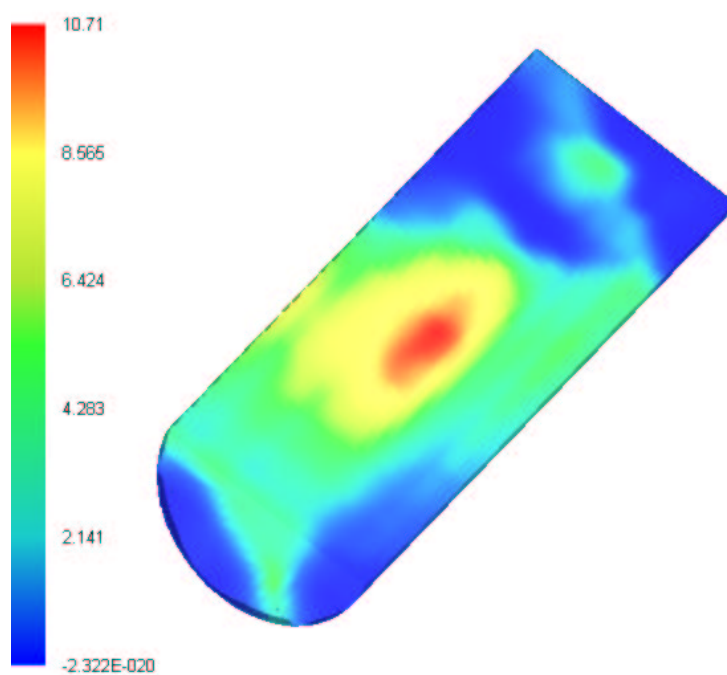
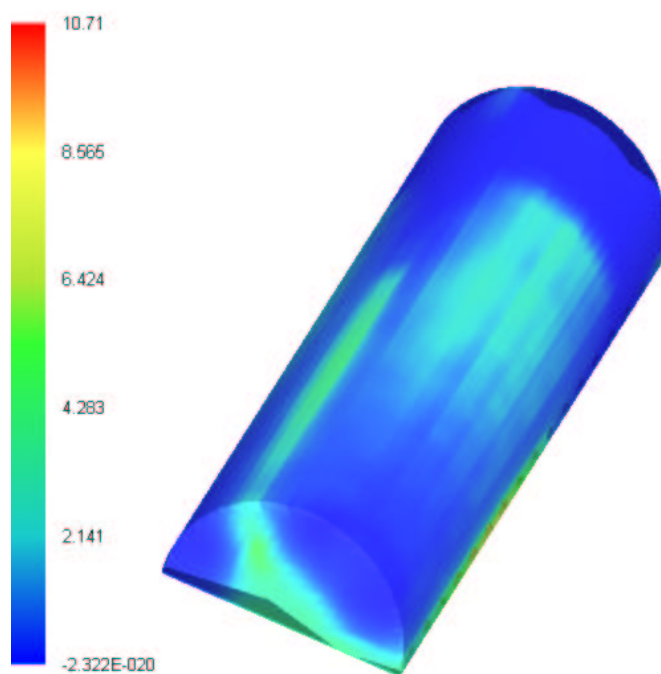


Abbildung 7.14: Längsschnitt durch die Pumpkammer bei einer Spiegelbrennweite von 8,5 mm.



(a) Ansicht 1



(b) Ansicht 2

Abbildung 7.15: *Pumplichtverteilung nach Import in das Finite-Elemente Programm.*

Aus diesen Daten und unter der Annahme kontinuierlichen Pumpens (Duty-Cycle 100%) kann im FE-Programm eine sich einstellende statische Temperaturverteilung berechnet werden. Als Randbedingung für die Temperaturberechnung wurde die Kristallmantelfläche bei einem Kühlkoeffizienten von $0,2 \text{ W mm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ auf einer konstanten Temperatur von 286 K (13°C) gehalten. In der Praxis wird dies durch die Umströmung mit einer Kühlflüssigkeit (2-Propanol) erreicht. Als Materialdaten gingen in die Berechnung der Temperatur die Wärmeleitfähigkeit und die thermische Ausdehnung ein. Die zugehörigen Werte sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst. Abbildung 7.16 zeigt die sich einstellende Temperaturverteilung.

Materialeigenschaften Er:YSGG	
Thermische Ausdehnung	$8,1 * 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Wärmeleitfähigkeit	$0,079 * \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Tabelle 7.3: *Verwendete Materialdaten von Er:YSGG [Mol]*

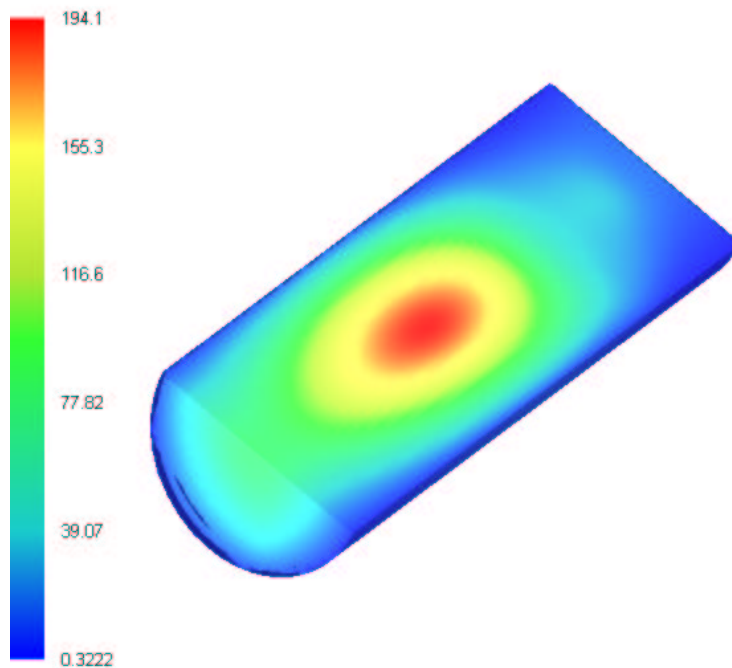


Abbildung 7.16: *Statische Temperaturverteilung im Kristall bei einem Duty-Cycle von 100%. Die Skala gibt die Erhöhung der Temperatur gegenüber der (konstant gehaltenen) Temperatur der Kühlflüssigkeit wieder.*

Es ist zu erkennen, dass die Überhöhung der Temperatur im Kristallinneren gegenüber der Kühlmitteltemperatur bis 195°C betragen kann. Dies ist jedoch nur für einen Duty-Cycle von 100% der Fall. In den experimentellen Versuchen wurden die Pumpdioden bei maximaler Pumpleistung von 60 W mit einem Duty-Cycle von 1-10% betrieben. Die sich dadurch einstellenden Temperaturen können also somit zu $1,9$ bis $19,5^\circ\text{C}$ abgeschätzt werden. Im allgemeinen wird bei YSGG Kristallen mit einer thermischen Zerstörung bei Temperaturgradienten um 100°C gerechnet, die hier aber erst bei einem Duty-Cycle von 50% bei voller Pumpenergie erreicht werden.

7.4.2 Fokussierende Pumpanordnung

Aus Abbildung 7.5 geht hervor, dass ab Brennweiten von $3,5\text{ mm}$ das Meshintegral hohe Werte annimmt. Es wurde daher eine Konfiguration mit einer Brennweite von $3,5\text{ mm}$ für die Verwendung in einem fokussierenden Versuchsaufbau ausgewählt, die im Weiteren als *F-Typ* bezeichnet wird.

Abbildung 7.17 zeigt Längs- und Querschnitte durch den Kristall, es wird eine Energiedichte von bis zu $38,7\text{ mJ mm}^{-3}$ erreicht.

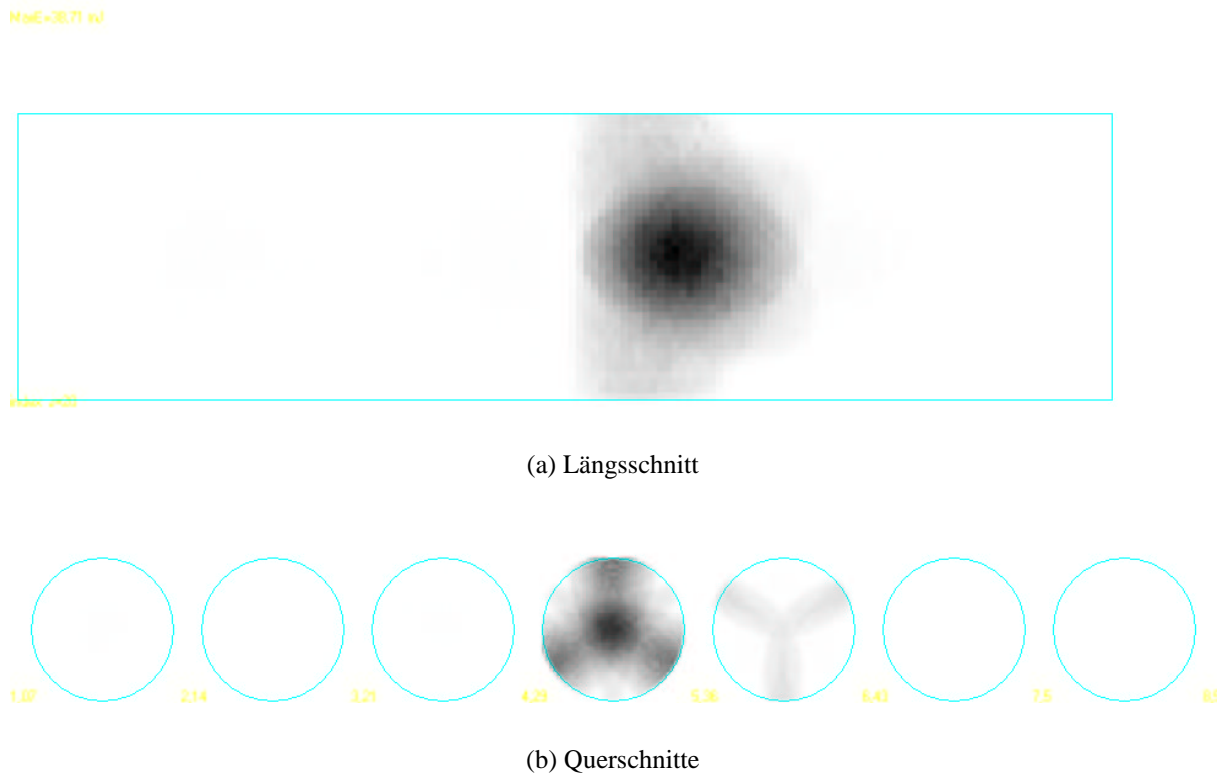


Abbildung 7.17: Schnitte des Kristalls bei einer Spiegelbrennweite von $3,5\text{ mm}$. Die maximale Energiedichte beträgt $38,7\text{ mJ mm}^{-3}$.

Abbildung 7.18 gibt einen Längsschnitt durch die gesamte Pumpkammer wieder. Auch hier stellen die schwarzen Punkte Auftreffpunkte auf die Mantelfläche des Kristalls dar. Im Vergleich mit Abbildung 7.14 ist hier deutlich die stärkere Krümmung des Paraboloiden zu erkennen.

Abbildung 7.19 zeigt die Energieverteilung beim Pumpen des Kristalls nach dem Import in das FE-Programm.

Aus diesen Daten und unter der Annahme einer cw-Anregung (Duty-Cycle 100%) kann auch in diesem Fall im FE-Programm eine statische Temperaturverteilung berechnet werden. Als Randbedingungen für die Temperaturberechnung wurde ebenfalls die Kristallmantelfläche auf konstanter Temperatur gehalten. In der Praxis wird dies durch die Umströmung mit einer Kühlflüssigkeit realisiert. Abbildung 7.20 zeigt die sich einstellende Temperaturverteilung.

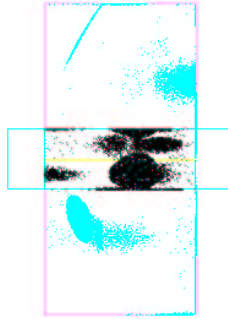


Abbildung 7.18: Längsschnitt durch die Pumpkammer bei einer Spiegelbrennweite von 3,5 mm.

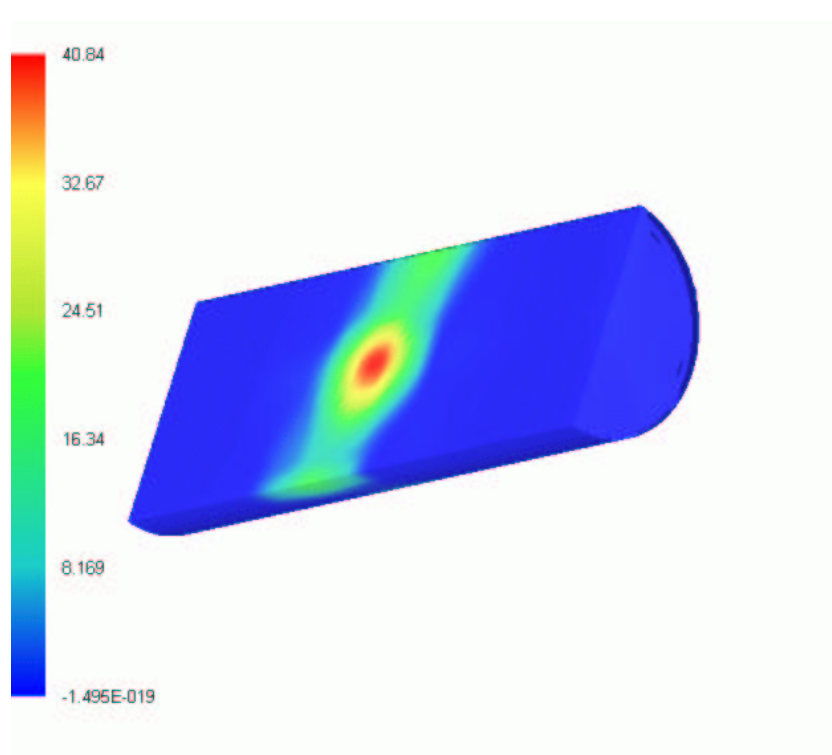


Abbildung 7.19: Pumplichtverteilung nach Import in das Finite-Elemente Programm.

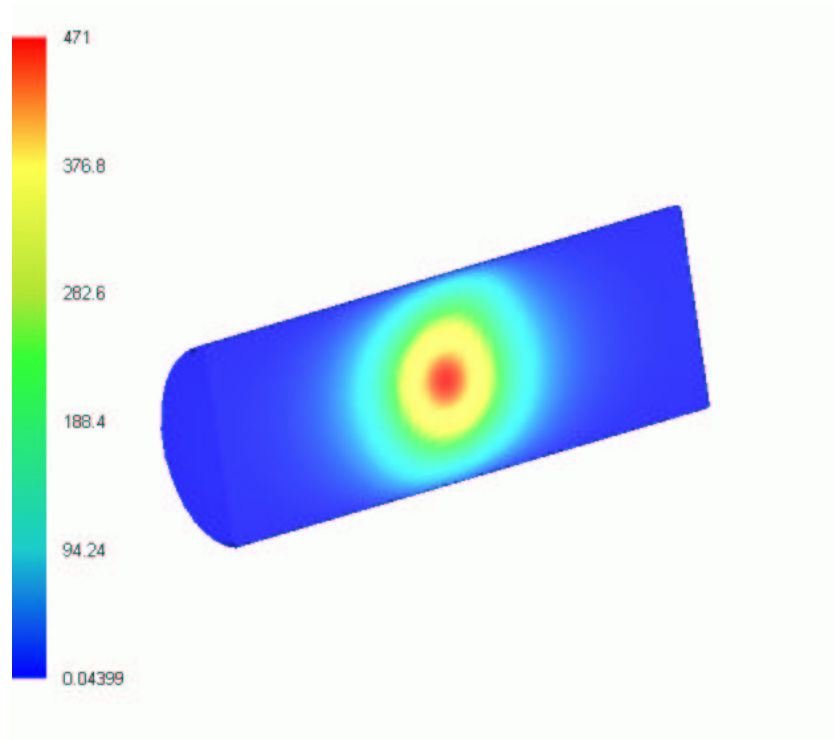


Abbildung 7.20: Statische Temperaturverteilung im Kristall bei einem Duty-Cycle von 100%. Die Skala gibt die Erhöhung der Temperatur gegenüber der (konstant gehaltenen) Temperatur der Kühlflüssigkeit wieder.

Im Gegensatz zum H-Typ ist die Situation beim F-Typ aufgrund der Fokussierung des Pumplichtes auf ein kleines Kristallvolumen mit einer Länge von ca. 6 mm völlig anders. Es treten Temperaturen auf, die um 470°C höher liegen als die der Kühlflüssigkeit. Der F-Typ wird daher im Experiment mit maximal 10 Hz betrieben, was bei einer Pumpimpulsdauer von 3 ms und maximaler Pumpleistung von 60 W einem Duty-Cycle von 3% entspricht. In diesem Fall liegt die reale Temperatur im Kristallinneren um 14°C höher als die der Kühlflüssigkeit.

Zusammenfassung zur Entwicklung der Pumpkammer

Vor dem Hintergrund der Entwicklung eines miniaturisierten Er(38%):YSGG Laserkopfes, der in ein medizinisches Laserhandstück integrierbar sein soll, wurde das völlig neu entwickelte Pumpkonzept des *Multiflexions-Pumpens* vorgestellt. Das beschriebene System stellt dabei eine Vorstufe des angestrebten Laserhandstücks dar und kann noch nicht medizinisch eingesetzt werden. Mit einem Laserkristall einer Länge von $7,5\text{ mm}$ und einem Durchmesser von 2 mm konnte die Funktionsfähigkeit in zwei unterschiedlichen Konfigurationen gezeigt werden.

Das Pumpkonzept basiert auf der Grundidee, bei einer longitudinalen Zuführung des Pumplichtes über flexible Lichtleiter einen Laserkristall auszuleuchten. Die Länge des Kristalls ist zu groß, um eine Ausleuchtung des gesamten Volumens über eine rein longitudinale Pumpanordnung zu verwirklichen. Unter Ausnutzung des Divergenzwinkels des aus den Fasern austretenden Pumplichtes wird mittels einer speziell ausgeformten Pumpkammer mit einem parabolischen Spiegel durch Mehrfachreflexion eine homogene Ausleuchtung des Laserkristalls erzielt. Die Beurteilung der Homogenität der Pumplichtverteilung und die Ankopplung des Pumplichtes an den Laserkristall wurde über die Definition verschiedener Kenngrößen, wie dem *Meshintegral* und dem *Gradientenfeldintegral*, realisiert.

Die erzielte Ausleuchtung des Kristalls ist allerdings nicht so homogen, wie bei einer üblichen, direkten transversalen Pumpanordnung der Dioden¹⁴. Die Ankopplung des Pumplichtes aufgrund des vergleichsweise langen Weges durch die verwendete Kühlflüssigkeit ist nicht optimal. Das vorgestellte Konzept ist ein konstruktionsbedingter Kompromiss zwischen der Optimierung des Lasersystems und der radialen Baugröße des Systems. Die Verluste durch die vergleichsweise langen Wege des Pumplichtes in der Flüssigkeit konnten allerdings durch die Verwendung von 2-Propanol anstelle von Wasser abgefangen werden. Die Ankopplung des Pumplichtes an den Kristall wurde hierdurch verdoppelt. Die durchgeführten Raytracing-Simulationen zeigen einen Verlust an Pumpleistung von 30% bei einer Konfiguration für eine homogene Energieverteilung im Kristall. Die Verwendung einer Wasserkühlung bei der gleichen Pumpkonfiguration würde 60% Verluste der Pumpleistung nach sich ziehen.

¹⁴in radialer Anordnung.

Durchgeführte Berechnungen der Temperaturverteilung mit einem kommerziellen Finite-Elemente-Programm zeigten eine Temperaturerhöhung von 195°C bei cw-Einsatz der Pumpdioden. Im gepulsten Betrieb sind bei einer Abschätzung der Bruchtemperatur des YSGG-Kristalls von 100°C , Duty-Cycle von bis zu 50% möglich. In einer fokussierenden Pumpkonfiguration kann immer noch von einem maximalen Duty-Cycle von bis zu 20% ausgegangen werden.

Es wurden die Pumplichtverteilungen von drei Konfigurationen berechnet. Eine Spiegelbrennweite von 6 mm zeigt eine maximale Energiedichte von 17 mJ mm^{-3} , wobei das Pumplicht überwiegend in den hinteren (Seite des HR-Spiegels) Teil des Kristalls übertragen wird. Geeigneter ist die Verteilung des Pumplichtes bei einer Brennweite von $8,5\text{ mm}$. Der Kristall erreicht in dieser Konfiguration die homogenste Ausleuchtung mit maximalen Energiedichten von $8,8\text{ mJ mm}^{-3}$. Vergleichend wurde auch eine fokussierende Pumpkonfiguration einer Brennweite von $3,5\text{ mm}$ berechnet, die mit $38,7\text{ mJ mm}^{-3}$ die höchsten Energiedichten erzielt.

Kapitel 8

Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentell durchgeführten Messungen an der zuvor beschriebenen und entwickelten Pumpkammer vorgestellt. Die Reihenfolge entspricht dabei dem chronologischen Ablauf der verschiedenen Stadien der Kammerentwicklung. Die verwendeten Laserdioden entsprechen den vorgestellten Parametern in Tabelle 6.1. Der verwendete YSGG-Laserkristall war in allen Experimenten mit 38% Erbium dotiert und besaß eine Länge von $7,5\text{ mm}$ und einen Durchmesser von 2 mm und war auf einer Seite für die Laserwellenlänge von $2,797\text{ }\mu\text{m}$ hochreflektierend beschichtet und auf der anderen Seite mit einer Antireflexschicht versehen.

Aufgrund der verhältnismäßig langen Ein- und Ausschaltflanken der Laserdioden von $150\text{ }\mu\text{s}$ ist eine möglichst lange Pumpdauer wünschenswert, um einen Rechteckpuls approximieren zu können. Andererseits kann das verwendete Energiemessgerät RM6600 der Fa. LASERPROBE mit seinen pyroelektrischen Detektoren vom Typ RJP-734 nur Pulse bis zu einer Länge von knapp 3 ms fehlerfrei¹ messen. Daher wurde mit Pumpdauern τ_p von $2,5$ und 3 ms gearbeitet.

Als Kühlflüssigkeit kam 2-Propanol mit einer Durchflußrate von $4,46\text{ ml s}^{-1}$ zum Einsatz, welches auf einer Temperatur von $12\text{-}14^\circ\text{C}$ gehalten wurde.

8.1 Spektrale Analyse

Die Vorauswahl der Pumpwellenlänge wurde anhand von Abbildung 6.1 getroffen, wobei Wellenlängen um $966\text{--}972\text{ nm}$ eine hohe Laserausgangsenergie erwarten lassen.

Die in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden können über eine Temperaturverstimmung im Bereich von $962\text{ bis }973\text{ nm}$ in ihrer Zentrumswellenlänge eingestellt werden, ihre Linienbreite beträgt dabei zwischen $1,8$ und $2,2\text{ nm}$. Mit der Möglichkeit der Wellenlängeneinstellung wurde ein Anregungsspektrum des Lasers genommen, das in Abbildung 8.1 dargestellt ist.

¹Im Rahmen einer Messungenauigkeit von unter 1%.

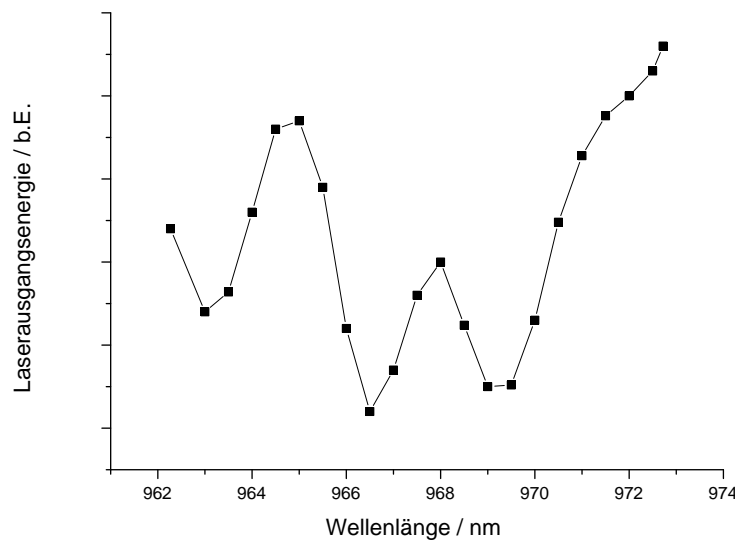


Abbildung 8.1: Anregungsspektrum des Lasers.

Das Pumpen des Lasers erfolgte mit der längsten Anregungswellenlänge, die mit den Dioden erzeugt werden kann. In den nachfolgend beschriebenen Experimenten wurde der Er:YSGG Laser mit Licht der Wellenlänge $972,9\text{ nm}$ gepumpt. Aufgrund von Abbildung 6.1 ist aber nicht von einer wesentlichen Steigerung der ausgekoppelten Laserenergie hin zu längeren Wellenlängen auszugehen.

8.2 Fokussierende Pumpanordnung

Als erstes System wurde eine fokussierende Pumpkammer aufgebaut. Der F-Typ wurde zunächst mit einem planen Auskoppelspiegel einer Reflektivität von 99% in einem Abstand von $4,3\text{ cm}$ zum Kristall ausgestattet. Dies war der mit dem Spiegelhalter minimal zu realisierende Abstand. Größere Abstände ergaben keinen Vorteil bezüglich der Laserausgangsenergie.

Über einen HeNe-Laser konnte der Resonator justiert werden, indem der HeNe-Strahl durch eine Blende über zwei Spiegel² auf den Kristall gelenkt wird und sein Rückreflex sich exakt mit der Blende überlagert. Nach Einbau des Auskoppelspiegels wird dieser so justiert, dass auch sein Rückreflex auf die Blende trifft, wo der Originalstrahl sowie die beiden Rückreflexe ein Interferenzmuster aus konzentrischen Kreisen bilden. Nach Einschalten der Pumpdioden ist nur noch eine marginale Nachjustage des Spiegels notwendig, um die ausgekoppelte Energie des Er:YSGG-Lasers zu maximieren. Abbildung 8.2 zeigt ein Foto des Versuchsaufbaus, während in Abbildung 8.3 die verwendeten Pumpdioden zu sehen sind.

²mit zwei Spiegeln lässt sich der Strahl in vier Richtungen verkippen und ist somit frei im Raum in allen Richtungen führbar.

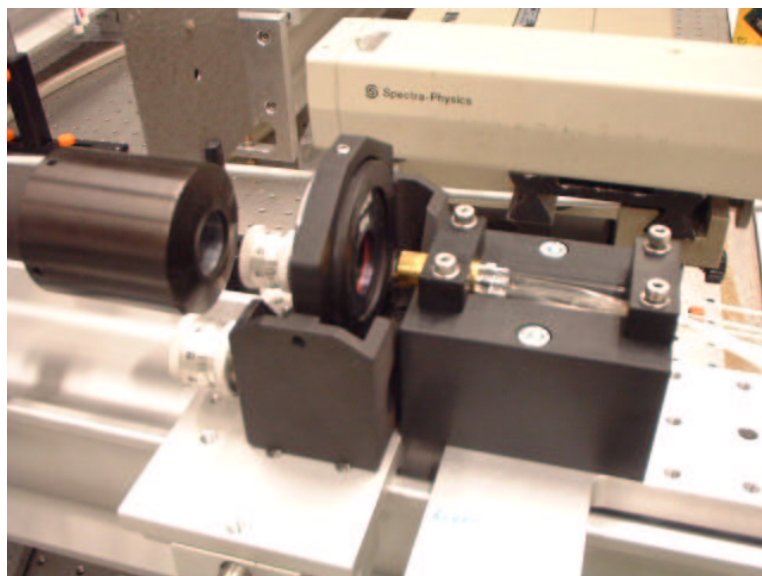


Abbildung 8.2: Foto des verwendeten Versuchsaufbaus. Im Vordergrund ist die knapp 3,6 cm lange, vergoldete Pumpkammer, die Halterung des Auskoppelspiegels und der Messkopf des Energiemessgeräts zu erkennen.

Der schwarze Block im Vordergrund haltet die vergoldete Pumpkammer. Rechts von ihr sieht man die axiale Zuführung der 3 Pumplichtleiter sowie Zu- und Ablauf der Kühlflüssigkeit. Mittig im Bild ist die Halterung des Auskoppelspiegels zu sehen, links von ihr der Messkopf des Energiemessgeräts. Im Hintergrund ist der zur Justage verwendete HeNe-Laser der Fa. SPECTRA-PHYSICS zu erkennen.

Erste Experimente mit diesem Resonator zeigten Laseraktivität des Systems, allerdings mit einer hohen Laserschwelle, die um 105 mJ bei einer Pumplänge von 3 ms liegt. Dies sind $\frac{2}{3}$ der Maximalenergie der Pumpdioden. Bei einem Kristallvolumen von $23,5\text{ mm}^3$ entspricht dies einer Schwelle für die Pumpenergieichte von knapp $4,5\text{ mJ mm}^{-3}$. Ist die Schwelle überschritten, ist ein differentieller Wirkungsgrad von knapp 2% zu beobachten. Abbildung 8.4 zeigt einige exemplarisch aufgenommene Messpunkte.

Die Verkürzung des Resonators durch Integration eines kleinen Auskoppelspiegels gleicher Reflektivität im Abstand von 4 mm zum Kristall, der direkt mit in die Pumpkammer integriert ist und über drei Stellschrauben justiert werden kann, erhöht sich die Ausgangsenergie des Systems erheblich: Die maximalen Ausgangsenergie zeigt eine Verdopplung auf knapp $2,2\text{ mJ}$ (Abbildung 8.5). Die gesamte Länge des Laserkopfes inkl. des internen Spiegels beträgt in dieser Konfiguration 36 mm (Abbildung 8.6).

Die Steigung des Graphen ist nicht mehr linear: der differentielle Wirkungsgrad ist eine Funktion der Pumpenergie. Dieses Verhalten wurde bereits anhand der Ratengleichungen 3.1 bis 3.4 vorhergesagt und in Abbildung 5.9 illustriert. Eine Auftragung des differentiellen Wirkungsgrads ist in Abbildung 8.7 dargestellt. Zu höheren Pumpenergien hin werden bereits über 4,5% erreicht. Der absolute Wirkungsgrad des F-Typs beträgt 1,4%.



Abbildung 8.3: Foto der verwendeten Pumpdioden. Auf den Gehäusen der Dioden stehen das Energiemessgerät und das Netzteil des Justierlasers.

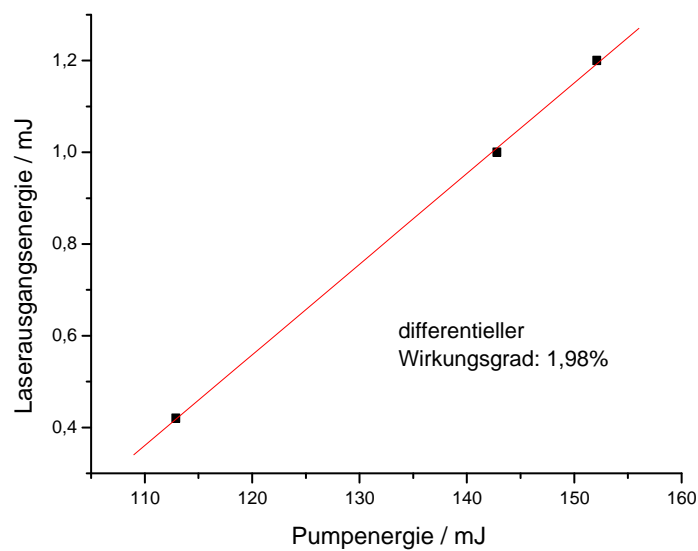


Abbildung 8.4: Ausgangsenergie des F-Typ über der Pumpenergie bei Verwendung eines extern der Pumpkammer angebrachten Auskoppelspiegels.

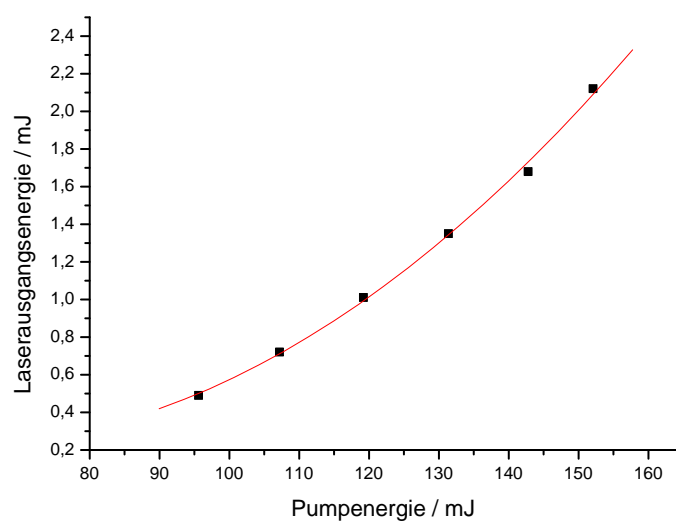


Abbildung 8.5: Ausgangsendenergie des F-Typ über der Pumpenergie bei Verwendung eines intern in der Pumpkammer angebrachten Auskoppelspiegels.

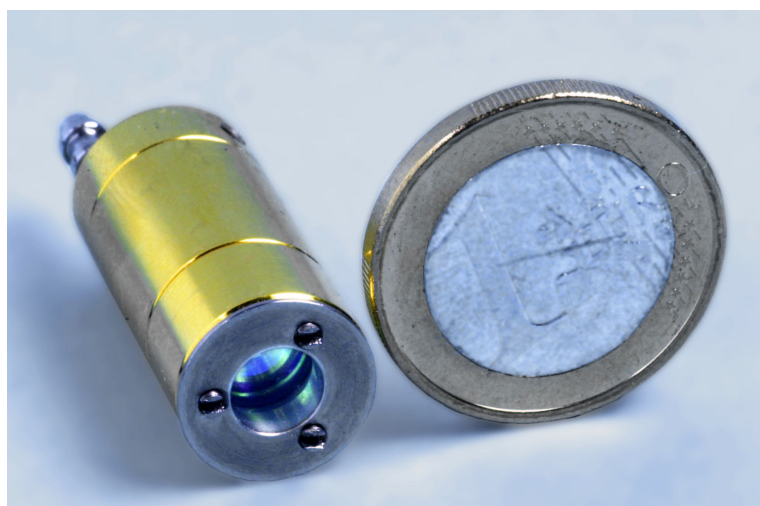


Abbildung 8.6: Foto der Pumpkammer bei Verwendung des internen Auskoppelspiegels. Die Länge des gesamten Laserkopfes beträgt somit nur noch 36 mm. Als Größenvergleich dient eine 1-Euro-Münze.

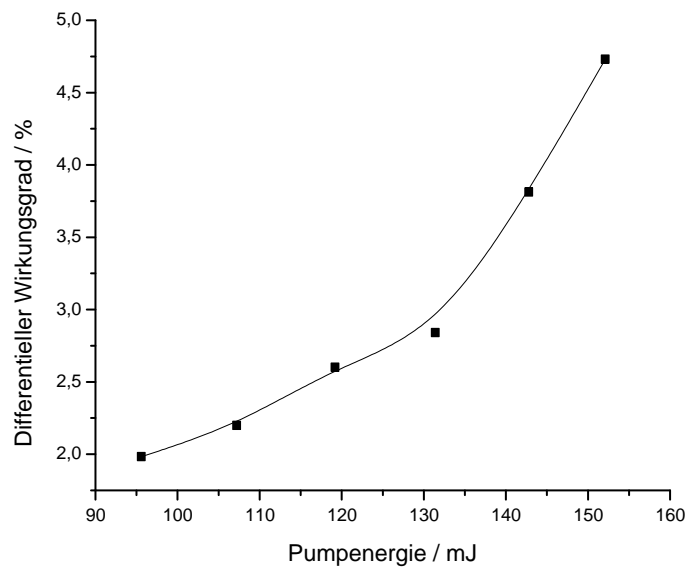


Abbildung 8.7: *Differentieller Wirkungsgrad des F-Typ mit kammer-internem Auskoppelspiegel einer Reflektivität von 99% in Abhängigkeit von der Pumpenergie.*

8.3 Homogene Pumpanordnung

8.3.1 Wirkungsgrad

Der homogenen Pumpanordnung liegt eine relativ gleichmäßige Verteilung des Diodenpumplichtes zugrunde, wie sie in Kapitel 7 beschrieben wurde. Nicht gepumpte Volumina treten jedoch auch hier auf. Sie sind nicht so dominant wie beim F-Typ und treten vor allem in den Halterungen an den Kristallenden auf. Abbildung 7.13 (a) gibt einen detaillierten Überblick über die Verteilung des Pumplichts im Laserkristall.

Im Gegensatz zum F-Typ wurde beim H-Typ direkt der Aufbau mit dem kammer-internen Auskoppelspiegel beibehalten. In Abbildung 8.8 ist die Ausgangsenergie des H-Typs in Abhängigkeit von der Pumpenergie dargestellt. Die Pumpdauer betrug auch hier $2,5\text{ ms}$ bei einer Wiederholrate von 4 Hz . Es wurden Ausgangsenergien von bis zu $5,5\text{ mJ}$ bei einer Pumpenergiedichte von $8,8\text{ mJ mm}^{-3}$ erreicht. Die Schwelle für das Einsetzen der Laseraktivität sank auf 35 mJ , was bei dem Gesamtvolumen des Kristalls von $23,5\text{ mm}^3$ einer Energiedichte von $1,5\text{ mJ mm}^{-3}$ entspricht. Wird das nicht gepumpte Volumen an den Enden des Kristalls berücksichtigt³, so steigt dieser Wert auf $2,25\text{ mJ mm}^{-3}$. Beide Werte gruppieren sich um den Literaturwert von 2 mJ mm^{-3} [Jen96].

Deutlich ist auch hier die quadratische Steigung der Ausgangsenergie in der Grafik anhand eines parabolischen Fittes zu erkennen. Abbildung 8.9 stellt den differentiellen Wirkungsgrad explizit dar.

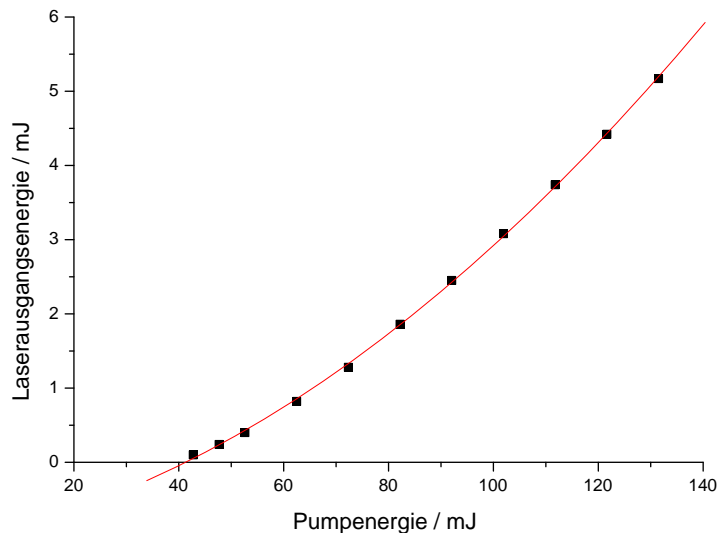


Abbildung 8.8: Ausgangsenergie des H-Typs über der Pumpenergie bei Verwendung eines intern in der Pumpkammer angebrachten Auskoppelspiegels einer Reflektivität von 99%. Als Liniengraph wurde ein parabolischer Fit eingezeichnet.

³2x nicht gepumptes Volumen auf einer Länge von 1,25 mm.

Der differentielle Wirkungsgrad verhält sich in 1. Näherung linear, wobei er mit 0,054% pro mJ Pumpenergie ansteigt. Dies entspricht einer quadratischen Abhängigkeit der Laserausgangsenergie von der Pumpenergie, wie es auch in der theoretischen Betrachtung vorhergesagt wurde⁴. Insgesamt wird mit der zur Verfügung stehenden Pumpenergie ein differentieller Wirkungsgrad von 7,5% erreicht, während der absolute Wirkungsgrad 4,4% beträgt.

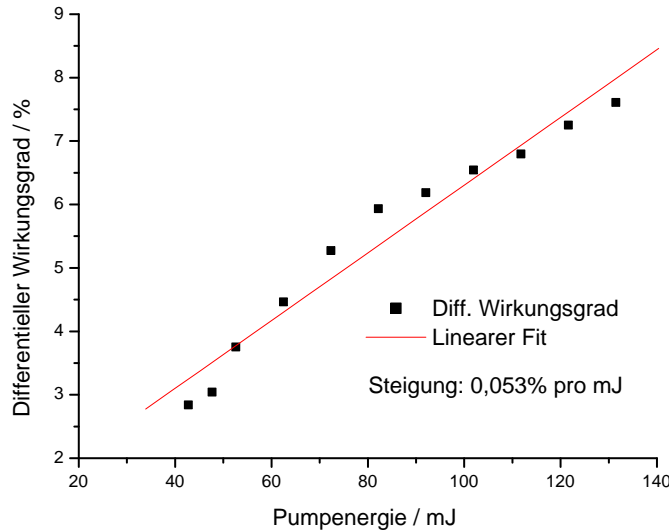


Abbildung 8.9: Differentieller Wirkungsgrad des H-Typs in Abhängigkeit von der Pumpenergie.

8.3.2 Betrachtung der Verluste

Ausgehend von den theoretischen Berechnungen lassen sich die intern im Resonator auftretenden Verluste analysieren. Mittels einer parametrischen Variation der Variablen V_r in Gleichung 3.5 wurde die theoretische Laserausgangsenergie und der zugehörige differentielle Wirkungsgrad errechnet. Hierbei wurde von einer absorbierten Pumpenergie von 90 mJ ausgegangen, was bei einem Meshintegral von ca. 0,68 und einer distalen Diodenenergie von 130 mJ realistisch ist. Aus der parametrischen Variation lassen sich die internen Resonatorverluste auf $V_r = 1,34\%$ bestimmen. Abbildung 8.10 zeigt die theoretische Laserausgangsenergie in Abhängigkeit von den internen Resonatorverlusten V_r . Dieser Wert ist als vergleichsweise hoch anzusehen, er liegt in der gleichen Größenordnung wie die Laserauskopplung durch den 99%-Spiegel. Mögliche Verbesserungen des Resonator designs werden abschließend diskutiert.

Werden die Verluste, die durch die Absorption der Kühlflüssigkeit verursacht werden, berücksichtigt, so können die experimentellen Ergebnisse hinsichtlich dieses systematischen Einflusses korrigiert werden. In den Abbildungen 8.11 und 8.12 ist die Laserausgangsenergie bzw. der differentielle Wirkungsgrad über der real absorbierten Pumpleistung aufgetragen. Die Laserschwelle sinkt auf 26 mJ

⁴vgl. Kapitel 5.1 und Abbildung 5.9.

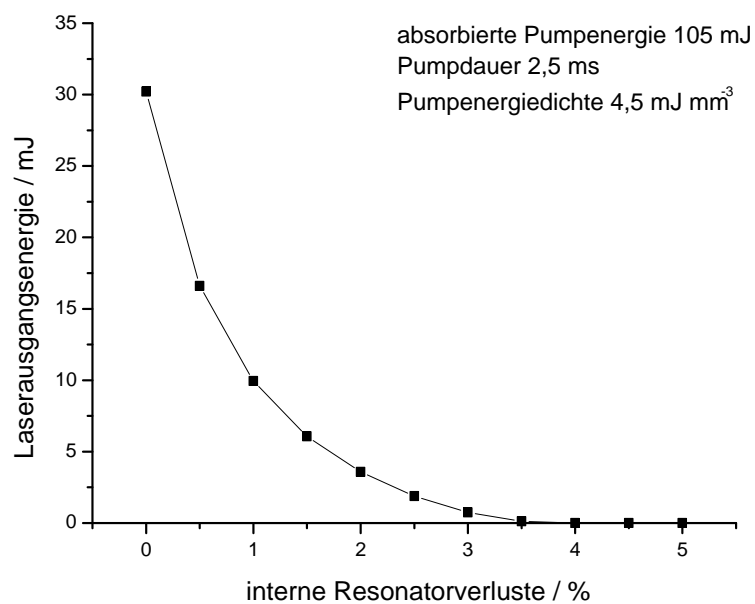


Abbildung 8.10: *Differentieller Wirkungsgrad des H-Typs in Abhängigkeit von der Pumpenergie.*

absorbierte Pumpenergie, während der maximale differentielle Wirkungsgrad knapp 10,5% mit den zur Verfügung stehenden Pumpdiolen erreicht. Der absolute Wirkungsgrad beträgt 6%.

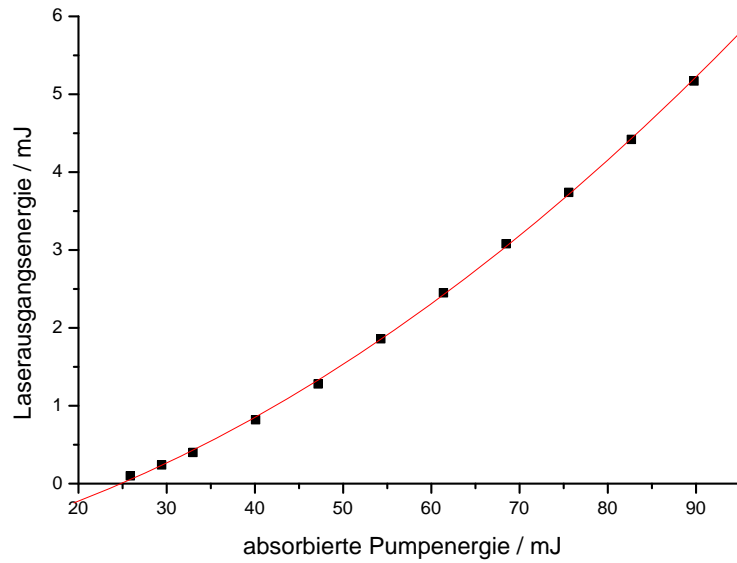


Abbildung 8.11: Auskoppelenergie des H-Typs in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpenergie. Als Liniengraph wurde ein parabolischer Fit eingezeichnet.

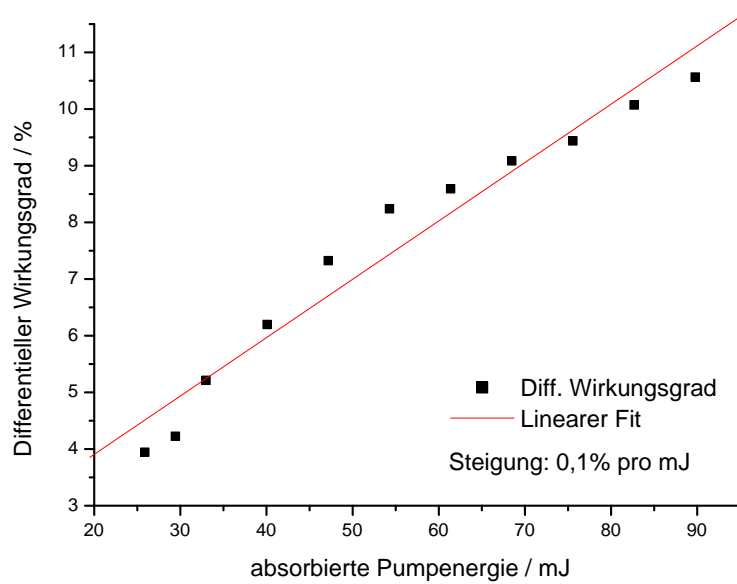


Abbildung 8.12: Differentieller Wirkungsgrad des H-Typs in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpenergie.

Zusammenfassung der Experimente

In diesem Teil wurden die durchgeführten Experimente erläutert. Bei allen Experimenten kamen Pumpdioden einer Wellenlänge von 974 nm zum Einsatz, deren Energie über drei axial zur Pumpkammer angeordneten Lichtleitfasern zugeführt wurde.

Die Untersuchungen wurden mit der fokussierenden Pumpkammer, dem F-Typ, begonnen. Die ersten Versuche wurden mit einem extern der Kammer angebrachten Auskoppelspiegel einer Reflektivität von 99% durchgeführt. Hier wurde bei einem Kristallvolumen von $23,5\text{ mm}^3$ die Laserschwelle auf knapp $4,5\text{ mJ mm}^{-3}$ bestimmt, was einer Pumpenergie von 105 mJ entspricht. Der differentielle Wirkungsgrad wurde zu knapp 2% ermittelt. Die Verkürzung des Resonators auf 12 mm bei Verwendung eines intern angebrachten Spiegels konnte den differentiellen Wirkungsgrad auf bis zu 4,5% steigern, den absoluten Wirkungsgrad auf 1,4%. Die Ausgangsenergie des Lasers wurde auf $2,2\text{ mJ}$ verdoppelt.

Die Experimente mit der homogenen Pumpkonfiguration, dem H-Typ, ergaben bei der Verwendung des internen Auskoppelspiegels ein Absinken der Laserschwelle auf 35 mJ . Dies entspricht einer räumlichen Energiedichte von $1,5\text{ mJ mm}^{-3}$, was 25% unter dem Literaturwert von 2 mJ mm^{-3} liegt [Jen96]. Der differentielle Wirkungsgrad zeigt ein lineares Verhalten bezüglich der Pumpenergie und erreicht bei der maximal zur Verfügung stehenden Pumpenergie einen Wert von 7,5%. Wird der differentielle Wirkungsgrad auf die nur im Kristall absorbierte Pumpenergie bezogen, so ergibt sich ein für ihn ein Wert von 10,5%. Für den absoluten Wirkungsgrad ergeben sich Werte von 4,4% bzw. 6%.

Kapitel 9

Diskussion

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung und theoretische Beschreibung eines neuen Pumpkonzeptes für einen Er:YSGG Laser. Die Umsetzbarkeit der erarbeiteten theoretischen Grundlagen konnten in anschließenden Experimenten bestätigt werden. Mit zwei verschiedenen Laserköpfen konnten differentielle Wirkungsgrade von 2% und 7,5% erzielt werden.

Das entwickelte Pumpkonzept des multi-reflektiven Pumpens bei resonanter Anregung des $3\mu\text{m}$ -Übergangs des Erbium-Ions erlaubt es, den Laserkopf zu miniaturisieren. Im Hinblick auf einen möglichen Einbau in ein dentales Behandlungshandstück wurde die Vorgabe gestellt, das Pumplicht über axiale geführte Lichtleiter in die Pumpkammer einzukoppeln. Die zum Pumpen des Laserkristalls notwendige Mehrfachreflexion bedingt dabei relativ lange mittlere Wege des Pumplichtes in der Kühlflüssigkeit des Lasers von $12,5\text{mm}$. Auf diesen Wegstrecken werden bis zu 30% des Pumplichtes in der Kühlflüssigkeit absorbiert. Dieser Verlustmechanismus spielt bei konventionell diodengepumpten Systemen keine oder nur eine unwesentliche Rolle. Die Verluste stellen einen Kompromiss zwischen der Baugröße des Laserkopfes und der Homogenität der Ausleuchtung des Laserkristalls dar. Je länger der Kristall und je geringer der Durchmesser der Pumpkammer, desto schwieriger ist es, eine akzeptable homogene Ausleuchtung entlang der Kristallachse zu erzielen, ohne dass die Verluste durch die langen Wege und die Mehrfachreflexionen zu groß werden. Um einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erzielen, müssen die Bauelemente der Kammer exakt aufeinander abgestimmt werden müssen. Insbesondere ist die Brennweite und die Form des Kammer spiegels von entscheidender Bedeutung.

Als Kühlflüssigkeit wurde 2-Propanol gewählt, da es mit einem Absorptionskoeffizienten von $0,08\text{cm}^{-1}$ bei der Pumpwellenlänge von 970nm eine geringe Absorption besitzt. Lediglich Aceton könnte das Pumplicht verlustärmer übertragen. Hierzu durchgeführte Experimente zeigten allerdings, dass es zu Materialunverträglichkeiten im Kühlsystem kommt.

Die fokussierende Pumpkonfiguration des F-Typs mit einer Brennweite von $3,5\text{mm}$ ist aufgrund seiner Lichtverteilung nicht optimal. Im Verhältnis zum gepumpten Kristallvolumen sind große ungepumpte Volumina vorhanden (Verhältnis ca. 1:5). Diese Pumpkonfiguration weist mehr als 4 mal

so hohen Energiedichten von $38,7 \text{ mJ mm}^{-3}$ im Pumpvolumen im Vergleich zum homogen ausgeleuchteten H-Typ (Brennweite $8,5 \text{ mm}$) auf, dessen Energiedichten lediglich $8,8 \text{ mJ mm}^{-3}$ erreichen. Die Laserschwelle wurde zu $1,5 - 2,25 \text{ mJ mm}^{-3}$ bestimmt, was als typischer Schwellenwert in der Literatur bestätigt wird [Jen96]. Entscheidend für das Erreichen höherer Wirkungsgrade des Lasersystems ist also die Verteilung des Pumplichtes im Kristall, insbesondere der Homogenisierungsgrad (Gradientenfeldintegral) des Kristalls. Die absoluten Energiedichten treten hierbei in den Hintergrund.

Weitere Möglichkeiten der Verbesserung des miniaturisierten Lasersystems sind in der Optimierung des Resonators zu suchen, der nach den vorangegangenen Abschätzungen Verluste in Höhe von 1,34% verursacht. In seiner jetzigen Ausführung als plan-plan Resonator wird das Laserfeld einzig durch die Bildung einer thermischen Linse im Kristall stabilisiert¹. Hier wird die Verwendung konkav gekrümmter Auskoppelspiegel angestrebt, die den Resonator weiter stabilisieren sollen. Allerdings ist bei der Verwendung eines gekrümmten Spiegels ein divergenterer Strahlverlauf zu erwarten sowie eine schmalere Strahltaile auf dem Endspiegel des Resonators².

Ein weiterer Vorteil ist bei Verwendung speziell dotierter Kristalle zu erwarten, bei denen nur die tatsächlich gepumpten Bereiche mit Erbium-Ionen dotiert sind³. Auf diese Weise würden die derzeit vorhandenen ungepumpten Bereiche des Kristalls als Totvolumen eliminiert.

Der Vergleich mit anderen diodengepumpten Erbium-Lasersystemen (Tabelle 9.1), die für den Hochleistungspulsbetrieb ausgelegt sind, zeigt, dass das in dieser Arbeit vorgestellte Lasersystem knapp die Hälfte des differentiellen Wirkungsgrads erbringt wie die Vergleichssysteme.

Autor	Konfiguration	differentieller Wirkungsgrad	Material	Anregung
dieses System	multirefektiv, H-Typ	7,5 - 10,5%	Er:YSGG	60 W
Ziolek [ZEW ⁺ 01]	TIR*	13,6 - 18,3%	Er:YAG	750 W
Jensen [Jen96]	longitudinal	18%	Er:YAG	400 W
	transversal	16 - 21%	Er:YSGG	400 W
Nikolov [NSRH96]	longitudinal	13%	Er:YSGG	1 W cw

Tabelle 9.1: Vergleich mit ausgewählten, anderen diodengepumpten Erbium-Lasersystemen. * TIR: Total Internal Reflection

Das System von NIKOLOV et al. [NSRH96] wird longitudinal über eine Lichtleitfaser und eine GRIN Linse gepumpt, wobei die Pumpstrahlung kontinuierlich (cw-Betrieb) zugeführt wird. Der Laserkopf ist miniaturisiert und hat Länge von 18 mm und einen Durchmesser von $3,6 \text{ mm}$. Der Kristall selber ist $2 \times 2 \text{ mm}$ groß und wird nicht gekühlt. Ein direkter Vergleich des Systems mit dem

¹Unter einer thermischen Linse wird ein Bereich eines Festkörperkristalls verstanden, in dem es aufgrund der temperaturinduzierten Änderung des Brechungsindex in radialer Richtung zu einer linsenähnlichen Wirkung kommt.

²Bei höherer thermischer Belastung des Kristalls verschiebt sich wegen der thermischen Linse die Strahltaile in Richtung der Kristallmitte.

³sog. gebondete Kristalle

multirefektiv gepumpten System ist nur schwer möglich, da dieser Laser keine Pulsleistungen erzeugt und nur im cw-Betrieb arbeitet. Sein Einsatz ist daher auf eine Anwendung im Weichgewebe beschränkt. Das in der vorliegenden Arbeit vorgestellte, multirefektive Lasersystem ist dagegen auf einen Pulsbetrieb hin ausgelegt und soll an dentalem Hart- und Weichgewebe eingesetzt werden können.

Die Systeme von ZIOLEK et al. [ZEW⁺01] und JENSEN [Jen96] sind auf Ausgangsenergie des Lasers hin optimiert. Eine Miniaturisierung liegt nicht vor.

Bei der Pumpanordnung von ZIOLEK handelt es sich um TIR-Pumpkonfiguration (Total-Internal-Reflection), bei der 3 Diodenstacks zu je 250W Leistung seitlich in einen hexagonal geschliffenen Kristall eingekoppelt werden. Der Laserkristall wird mittels einer inneren Bohrung wassergekühlt. Ausgangsenergien von 20 – 30mJ können erreicht werden.

Die Pumpexperimente von JENSEN wurden mit Hochleistungsdioden einer Gesamtleistung von 400W durchgeführt. In einer rein longitudinalen Konfiguration wurde ein Wirkungsgrad von bis zu 18% erzielt, wobei dieser Wert bereits bzgl. der Pumpverluste korrigiert wurde. Eine transversale Konfiguration erreichte 16% mit einer Zylinderlinse und 21% bei Verwendung einer Kondensoroptik. Pulsenergien zwischen 40 und 70mJ konnten ausgekoppelt werden.

Der wesentliche Unterschied zwischen dem hier vorgestellten multirefektiv gepumpten System und den Lasern von ZIOLEK und JENSEN liegt in der Miniaturisierung des Systems. Es standen keine vergleichsweise leistungsstarken Pumpdioden zur Verfügung. Den verwendeten Systemen mit einer Gesamtleistung von gut 60W stehen teils mehr als zehnmal leistungsstärkere Pumpsysteme der anderen Autoren gegenüber. Die theoretischen Berechnungen in Kapitel 5.1 zeigen eine deutliche, nicht-lineare Abhängigkeit des differentiellen und absoluten Wirkungsgrads von der Pumpenergie und -leistung, da diese maßgeblich die Rate der Upconversion-Prozesse beeinflussen. Diese Aussage konnte durch die experimentellen Ergebnisse belegt werden.

Es ist also zu erwarten, dass Verbesserungen im Resonatordesign und in der Dotierung des Laserkristalls höhere Effizienzen erwarten lassen. Neben weiteren Experimenten mit speziell dotierten Kristallen und gekrümmten Resonatorspiegeln, sind vor allem Experimente mit deutlich leistungsstärkeren Pumpdioden erforderlich, um die für zahnmedizinische Anwendungen benötigten Ausgangsleistungen zu erzielen.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die theoretische Beschreibung und praktische Umsetzung eines neuen Pumpkonzeptes, des *Multireflektiven Pumpens*, für einen Er:YSGG Laser. Die Realisierbarkeit dieses Pumpkonzeptes konnte durch den Bau und die Funktion zweier verschiedener Laserköpfe bestätigt werden. Das multireflektive Pumpen ist insofern von klinischer Bedeutung, da es eine Miniaturisierung eines Er:YSGG Laserkopfes und eine Integration in ein medizinisches Behandlungshandstück erlaubt.

Es wurden die wichtigsten physikalischen Eigenschaften des Lasersystems theoretisch berechnet und in Experimenten überprüft. Hierzu zählen vor allem die Bestimmung der absoluten und differentiellen Wirkungsgrade sowie die Dynamik des Lasersprozesses.

Begonnen wurde mit der grundlegenden Betrachtung der Eigenschaften des Erbium-Ions in einem Kristallgitter. Ein durch das Kristallgitter verursachtes Störpotentials hebt nach der quantentheoretischen Störungstheorie die Entartung der Eigenwerte des Hamilton-Operators des Erbium-Ions auf, wodurch es zur Aufspaltung der Energieterme kommt. Diese Aufspaltung der Energieterme im Kristallpotential ermöglicht erst die Lasertätigkeit des Erbium-Ions auf dem relevanten $3\ \mu\text{m}$ -Übergang. Aufbauend auf dem Termschema konnte ein Differentialgleichungssystem (Ratengleichungen) für die Dynamik der Besetzungsdichten der am Laserprozess entscheidend beteiligten Energieniveaus im Erbium-Ion für den Fall der resonanten Anregung des Niveaus ${}^4I_{11/2}$ entwickelt werden. Das Lösungsverfahren für das Gleichungssystem nach der Runge-Kutta Methode 4. Ordnung mit adaptiver Schrittweitensteuerung nach CASH und KARP wurde ausführlich vorgestellt und die damit erhaltenen Ergebnisse erläutert. Zu diesen zählen insbesondere das zeitliche Verhalten des Lasersystems im gepulsten sowie im Dauerstrich-Betriebsmodus. Zusätzlich wurde der Einfluss der Pumpdauer und der Spiegeltransmission sowie interner Resonatorverluste auf den Wirkungsgrad und die mögliche Auskoppelenergie des Lasers untersucht.

Das Kernstück des Laserkopfes bilden die internen Pumpoptiken der Pumpkammer. Sie machen erst die Miniaturisierung des Lasers möglich. Als konstruktive Rahmenbedingungen war die Baugröße vorgegeben. Die Gesamtlänge des Laserkopfes inklusive der Pumpkammer und des Resonators beträgt unter $30\ \text{mm}$ und der Gesamtdurchmesser liegt bei $10,5\ \text{mm}$.

Zusätzliche Anforderung an die Pumpkammer war die Zuführung des Pumplichtes über drei axiale Lichtleitfasern, was erst eine Integration in ein zahnmedizinisches Behandlungshandstück ermöglicht. Ein longitudinales Pumpen des Kristalls schied bei den benötigten Pulsenergien für den medizinischen Einsatz aus. Der Kristall wurde daher bei axialer Zuführung des Pumplichtes mittels Mehrfachreflexionen in der Pumpkammer gepumpt. Für dieses neue Pumpkonzept wurde der Begriff des *Multiflexions-Pumpens* definiert.

Der Optimierungsprozess zur Ausformung der optischen Elemente der Pumpkammer mittels eines eigens entwickelten Raytracing-Programmes wurde vorgestellt. Es wurde die zugrunde liegende Vektorarithmetik und die Einführung definierter Kenngrößen wie das *Meshintegral* und das *Gradientenfeldintegral* zur Beurteilen der Qualität einer mathematischen Lösung eingeführt. Das entwickelte Simulationsverfahren erlaubt die Berechnung der räumlichen Verteilung der Pumpenergie im Laserkristall, während das *Meshintegrals* und das *Gradientenfeldintegrals* die Ankopplung des Pumplichtes an den Kristall bzw. die Homogenität seiner Verteilung kennzeichnen. Hieraus wurden zwei Lösungen für die experimentellen Untersuchungen ausgewählt. Zum einen handelte es sich um eine Pumpkammerkonfiguration mit einer nahezu homogenen Pumplichtverteilung (H-Typ) mit einer lokalen Energiedichte von $8,8 \text{ mJ mm}^{-3}$ im Kristall und zum anderen um eine Konfiguration mit einer inhomogenen Verteilung (F-Typ), mit der eine hohe lokale Energiedichte von bis zu $38,7 \text{ mJ mm}^{-3}$ erzeugt werden konnte.

Beide Konfigurationen wurden experimentell untersucht, wobei sich der homogen ausgeleuchtete Kristall als deutlich überlegen herausstellte. Mit diesem konnten Auskoppelenergien von $5,5 \text{ mJ}$ erreicht werden. Die Laserschwelle wurde zu $1,5 - 2,25 \text{ mJ mm}^{-3}$ bestimmt. Als differentieller Wirkungsgrad wurden $7,5\%$ erreicht. Wird dieser Wert bezüglich der theoretisch bestimmten Verluste korrigiert, so ergibt sich ein intrinsischer differentieller Wirkungsgrad von $10,5\%$.

Die zur Verfügung stehenden Pumpdiodenlaser besaßen nicht die erforderliche Leistung, um Energiedichten der Er:YSGG-Laserstrahlung zu erzeugen, die für eine Hartgewebeablation ausreichend sind.

Das entscheidende Ergebnis der vorliegenden Arbeit besteht darin, dass erstmals demonstriert werden konnte, dass ein Erbium-Festkörperlaser in einer entsprechend kleinen Baugröße inklusive eines Resonators und einer Flüssigkeitskühlung zu realisieren ist. Weiterhin ist festzustellen, dass das Konzept des multireflektiven Pumpens zur resonanten Anregung von erbiumdotierten Laserkristallen einer Länge von deutlich über 3 mm geeignet ist, wenn der zur Verfügung stehende Raum ein direktes seitliches Pumpen ausschliesst. Hiermit ist die Grundvoraussetzung zur Integration eines Er:YSGG Laserkopfes in ein medizinisches oder zahnmedizinisches Behandlungshandstück geschaffen worden.

Index

- Abbruchkriterium, 58
- Blitzlampe, 49
- Blitzlampenspektrum, 49
- Cash Karp Schritt, 108
- Coldspot, 59
- Cycle, 71
- Differentialgleichungen, 17
- diffuse Pumpanordnung, 53
- Divergenzwinkel, 55
- effektive Lebensdauer, 35
- eingebettete Runge-Kutta Formeln, 25
- ESA, 13
- Euler-Methode, 21
- Excited State Absorption, 13
- Gausstrahlen, 55
- Geradengleichung, 55
- Gradientenfeldintegrals, 59
- Grauwerte, 59
- Ground State Absorption, 13
- GSA, 13
- Hotspot, 59
- Inhomogenität, 59
- intrinsische Lebensdauer, 35
- Kontraständerung, 59
- Kreuzrelaxation, 15
- Limit, 15
- longitudinal gepumpte Systeme, 50
- Mesh, 56
- Meshintegral, 58
- Methode nach Euler, 21
- Migration, 14
- MRP, 53
- Numerische Integration, 21
- Parameterraum, 28
- Programm, 71
- Pumpkammer, 53
- Pumplaserdioden, 52
- Pumplichtkegel, 55
- Pumplichtverteilung, 56, 58
- Quenchingeffekte, 50
- radial gepumpte Systeme, 52
- Ratengleichungen, 17
- Ray, 55
- Runge-Kutta, 110
- Runge-Kutta Methoden 2. und 4. Ordnung, 22
- Schnittpunkte, 56
- Spektrometer, UV-VIS, 62
- spezifische Wärmekapazität, 62
- Strahl, 55
- Supervoxel, 59
- Typ, 70, 75
- Upconversionprozesse, 14
- Voxeln, 56

Literaturverzeichnis

- [ABE97] ALTSHULER, G.B. ; BELIKOV, A.V. ; EROFEEV, A.V.: Contact and non-contact regimes of enamel and dentin removal. What would be the best choice? In: *6. Intern. Jahreskongress der DGL, Frankfurt, 1997*
- [BJ83] BRANDSON, B.H. ; JOACHAIN, C.J.: *Physics of Atoms and Molecules*. London : Longman Scientific and Technical, 1983
- [Blo93] BLOEMBERGEN, N.: Physical Review Records of the Birth of the Laser Era. In: *Phys. Today* 28 (1993), October
- [Bud81] BUDECKE, E.: *Biochemische Grundlagen der Zahnmedizin*. Berlin, New York : de Gruyter, 1981
- [BZL⁺83] BAGDASAROV, K.S. ; ZHEKOV, V.I. ; LOBACHEV, V.A. ; MURINA, T.M. ; PROKHOROV, A.M.: Steady-state emission from YAG:Er³⁺ laser (2,94 μ , T = 300 K). In: *Kvant. Elektr.* 19 (1983), S. 452–454
- [CK90] CASH, J.R. ; KARP, A.H.: A variable order Runge-Kutta method for initial value problems with rapidly varying right-hand sides. In: *ACM Transactions on Mathematical Software* 16 (1990), Sep, S. 201–222
- [Dex53] DEXTER, D.L.: A theory of sensitized luminescence in solids. In: *J. Chem. Phys.* 21 (1953), S. 836
- [DM94] DINERMAN, B.J. ; MOULTON, P.F.: 3- μ m CW Laser Operation in Erbium-Doped YSGG, GGG, and YAG. In: *Optics Letters* 19 (1994), August, Nr. 5, S. 1143–1145
- [Feh69a] FEHLBERG, E.: Classical fifth, sixth, seventh, and eighth order Runge Kutta formulas with stepsize control / North Atlantic Space Administration. 1969 (NASA, TR R-287). – Forschungsbericht
- [Feh69b] FEHLBERG, E.: Low order classical Runge-Kutta formulae with stepsize control and their application to some heat transfer problems / North Atlantic Space Administration. 1969 (NASA, R-315). – Forschungsbericht

- [FMS⁺01] FRANZEN, R. ; MEISTER, J. ; STANISLAWSKI, M. ; MITRA, T. ; IVANENKO, M. ; HERING, P.: Hard Tissue Ablation with a free running and Q-switched Erbium YAG and CO₂ laser: a comparative study. In: *Ecamp VII 25B* (2001)
- [För47] FÖRSTER, T.: Zwischenmolekulare Energiewanderung und Fluoreszenz. In: *Annalen der Physik* 6 (1947), S. 55
- [FPK⁺96] FRENZ, M. ; PRATISTO, H. ; KÖNZ, F. ; JANSEN, E.D. ; WELCH, A.J. ; WEBER, H.P.: Comparison of the effects of absorption coefficient and pulse duration of 2.12 μm and 2.79 μm radiation on laser ablation of tissue. In: *IEEE J. Quantum Electron* 32 (1996), December, S. 2025–2036
- [GDG63] GUFF, P.E. M. ; DETERLING, R.A. ; GOTTLIEB, L.S.: Surgical applications of lasers. In: *Ann. Surg.* 160 (1963), S. 765
- [GFL02] GUTKNECHT, N. ; FRANZEN, R. ; LAMPERT, F.: Finite Element Study on Thermal Effects in Root Canals During Laser Treatment with a Surface Absorbed Laser. In: *Lasers Med Sci* 17 (2002), S. 137–144
- [GFSL02] GUTKNECHT, N. ; FRANZEN, R. ; SCHIPPERS, M. ; LAMPERT, F.: The Bactericidal Effect of a 980 nm Diode Laser in Root Canal Wall Dentin of Bovine Teeth. In: *Lasers Med Sci* 17 (2002), Nr. 137-144
- [GMCL97] GUTKNECHT, N. ; MORITZ, A. ; CONRADS, G. ; LAMPERT, F.: Der Diodenlaser und seine bakterizide Wirkung im Wurzelkanal - eine in-vitro Studie. In: *Endodontie* 3 (1997), S. 217–222
- [GMF00] GOLDMAN, M.P. ; MARCHELL, N. ; FITZPATRICK, R.E.: Laser skin resurfacing of the face with a combined CO₂/Er:YAG laser. In: *Dermatol. Surg.* 26 (2000), Nr. 2, S. 102–104
- [Gro92] GROSS, R.: *Besetzungsdynamik und Wechselwirkungsprozesse in blitzlampengepumpten 3 μm Er 3+ Lasern*. Dissertation : Universität Hamburg, 1992
- [Gut99] GUTKNECHT, N.: *Lasertherapie in der zahnärztlichen Praxis*. Quintessenz, 1999
- [HK89] HIBST, R. ; KELLER, U.: Experimental studies of the application of the Er:YAG laser on dental hard substances: 1. Measurement of the ablation rate. In: *Lasers Surg Med* 9 (1989), Nr. 4, S. 338–344
- [HSGK97] HIBST, R. ; STOCK, K. ; GALL, R. ; KELLER, U.: Er:YAG-Laser for endodontics efficiency and safety. In: *Proc. SPIE* 3192 (1997)
- [Hub91] HUBER, G.: Festkörperlaser - neue Entwicklungen. In: *Physikal. Blätter* 47 (1991), Nr. 5, S. 365

- [IPA⁺94] ITH, M. ; PRATISTO, H. ; ALTERMATT, H.J. ; FRENZ, M. ; WEBER, H.P.: Dynamics of laser-induced channel formation in water and influence of pulse duration on the ablation of biotissue under water with pulsed erbium-laser radiation. In: *Appl. Phys. B.* 59 (1994), S. 621
- [JBD⁺94] JAHN, R. ; BLECKMANN, A. ; DUCZYNSKI, E. ; HUBER, G. ; STRUVE, B. ; JUNG-BLUTH, K.-H.: Thermische Nebeneffekte nach Anwendung gepulster IR-Laser am Meniskus- und Knochengewebe. In: *Unfallchirurgie* 20 (1994), S. 1
- [Jen96] JENSEN, T.: *Upconversion-Prozesse und Wirkungsquerschnitte in Er³⁺ dotierten 3 μm Fluorid- und Granat-Lasern, gepumpt mit cw und quasi-cw Dioden-Arrays*. Dissertation : Universität Hamburg, 1996
- [JG71] JOHNSON, L.F. ; GUGGENHEIM, H.J.: Infrared-Pumped Visible Laser. In: *Appl. Phys. Lett.* 19 (1971), Nr. 2, S. 44
- [Koe96] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. 4. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 1996
- [KSF⁺99] KRAUSE, M. ; STEEB, D. ; FOTH, H.J. ; WEINDLER, J. ; RUPRECHT, K.W.: Ablation of vitreous tissue with erbium:YAG laser. In: *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* 40 (1999), Nr. 6, S. 1025–1032
- [Kuc99] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. 16. Aufl. Fachbuchverlag Leipzig, 1999
- [Mai60] MAIMAN, T.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature* 27 (1960), Nr. 2319
- [MDG⁺97] MORITZ, A. ; DOERTBUDAK, Q. ; GUTKNECHT, N. ; GOHARKHAY, K. ; SCHOOP, U. ; SPEER, W.: Nd:YAG laser irradiation of infected root canals in combination with microbiologic examinations - An in vivo study. In: *J Am Dent Assoc* accepted (1997)
- [Mei01] MEISTER, J.: *Absorptionsspektrum verschiedener biologischer Substanzen und Wasser*. 2001. – Interne Mitteilung
- [Mes76] MESSIAH, A.: *Quantenmechanik*. Bd. 1. Berlin - New York : Walter de Gruyter, 1976
- [MGD⁺97] MORITZ, A. ; GUTKNECHT, N. ; DOERTBUDAK, O. ; GORHARKHAY, K. ; SCHOOP, U. ; SCHAUER, P. ; SPEER, W.: Bacterial Reduction in Periodontal Pockets Through Irradiation with a Diode Laser: A Pilot Study. In: *J Clin Laser Med Surg* 15 (1997), Nr. 1, S. 33–37
- [Mol] MOLECULARTECHNOLOGY. *Molecular Technology GmbH, Materials for Solid-State Lasers*. Internet Publikation. http://www.mt-berlin.com/charts/chart_03.htm

- [NSRH96] NIKOLOV, S. ; SCHMITT, N.P. ; REITHMEIER, G. ; HALLDORSSON, Th.: Fiber Coupled Diode Pumped Er:YSGG-Laser at 2.8 μm . In: *Laser in der Medizin, Vorträge der 10. Tagung der Deutschen Gesellschaft für Lasermedizin und des 12. Internationalen Kongresses Laser 95* (1996), S. 544 ff
- [Ofe62] OFELT, G.S.: Intensities of crystal spectra of rare-earth ions. In: *J. Chem. Phys.* 37 (1962), S. 511
- [PFTV92] PRESS, W.H. ; FLANNERY, B.P. ; TEUKOLSKY, S.A. ; VETTERLING, W.T.: *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1982-1992
- [PJ01] POLLNAU, M. ; JACKSON, S.D.: Erbium 3 μm -fiber lasers. In: *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* 7 (2001), Jan/Feb, S. 30–40
- [PJ02] POLLNAU, M. ; JACKSON, S.D.: Energy Recycling Versus Lifetime Quenching in Erbium-Doped 3- μm Fiber Lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 38 (2002), February, Nr. 2, S. 162–169
- [PSG⁺96] POLLNAU, M. ; SPRING, R. ; GHISLER, Ch. ; WITTWER, S. ; LÜTHY, W. ; WEBER, H.P.: Efficiency of erbium 3- μm crystal and fiber lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 32 (1996), April, S. 657–663
- [Rot91] ROTH, K.K.F.: *Die Bearbeitung von Zahnhartgewebe mit Lasern des infraroten Spektralbereichs*. Habilitationsschrift : Universität Hamburg, 1991
- [SBB90] SHI, W. ; BAS, M. ; BIRNBAUM, M.: Effects of energy transfer among Er³⁺ ions on the fluorescence decay and lasing properties of heavily doped Er:Y₃Al₅O₁₂. In: *J. Opt. Soc. Am. B.* 7 (1990), August, Nr. 8, S. 1456–1462
- [Sch92] SCHROEDER, H.E.: *Orale Strukturbiologie*. 4. Aufl. Stuttgart, New York : Thieme, 1992
- [SLE92] STONEMAN, R.C. ; LYNN, J.G. ; ESTEROWITZ, L.: Direct Upper-Sate Pumping of the 2.8 μm Er:YLF Laser. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 28 (1992), April, Nr. 4, S. 1041–1045
- [SS64] STERN, R.H. ; SOGNAES, R.F.: Laser beam effects on dental hard tissue. In: *J. Dent. Res.* 43 (1964), S. 873
- [WJBO00] WESENDAHL, T. ; JANKNECHT, P. ; B. OTT, M. F.: Erbium:YAG laser ablation of retinal tissue under perfluorodecaline: Determination of laser-tissue interaction in pig eyes. In: *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* 41 (2000), Nr. 2, S. 505–512

- [WKS94] WETENKAMP, L. ; KROMM, D. ; STEINBACH, P.: Laserdiodengepumpte Er³⁺-Mikrokristall-Laser bei 3 μm . In: *Vorträge des 11. Intern. Kongresses Laser in der Technik*, W. Waidelich, Springer Verlag, 1994, S. 24–27
- [WLW⁺97] WYSS, Ch. ; LÜTHY, W. ; WEBER, H.P. ; ROGIN, P. ; HULLIGER, J.: Emission properties of an optimized 2,8 μm Er³⁺:YLF laser. In: *Opt. Commun.* 139 (1997), S. 215–218
- [ZEW⁺01] ZIOLEK, C. ; ERNST, H. ; WILL, G.F. ; LUBATSCHOWSKI, H. ; WELLING, H.: High-repetition-rate, high-average-power, diode-pumped 2.94- μm laser. In: *Opt. Lett.* 26 (2001), May, Nr. 9, S. 599–601
- [ZZK⁺75] ZHARIKOV, E.V. ; ZHEKOV, V.I. ; KULEVSKII, L.A. ; MURINA, T.M. ; OSIKO, V.V. ; PROKHOROV, A.M. ; SAVEL'EV, A.D. ; SMIRNOV, V.V. ; STARIKOV, B.P. ; TIMOSHECHKIN, M.I.: Stimulated emission from Er ions in yttrium aluminium garnet crystals at 2.94 μ . In: *Sov. J. Quantum Electron.* 4 (1975), S. 1039

Kapitel 11

Anhang

11.1 Runge-Kutta Quellcode

Auf den folgenden Seiten wird ein Auszug aus dem Quellcode des erstellten Simulationsprogramms vorgestellt. Bei den vier relevanten Prozeduren im Delphi-Code handelt es sich um die Prozeduren *DERIVS*, *RKCK*, *RKQS* und *RUNGEKUTTA* sowie der *MAINLOOP*.

11.1.1 *DERIVS*, Übergabe der Differentialgleichungen

DERIVS stellt die eigentlichen Differentialgleichungen für die 4 Niveaus und das Laserfeld zur Verfügung. Der Prozedur wird beim Aufruf die Zeit t und ein statisches Variablenfeld n übergeben. n enthält in den Feldern $n[j, 1]$ bis $n[j, 4]$ die Besetzungsdichten der Niveaus 1 bis 4 und in $n[j, 5]$ das Laserfeld. Der Index $j \equiv 1$ ist konstant und dient der späteren Erweiterungsmöglichkeit des Programms auf ortsabhängige Differentialgleichungen. *DERIVS* gibt an die aufrufenden Prozeduren in einem variablen Feld $dndt[j, 1..5]$ die Ableitungen an der Stelle t zurück.

```
procedure derivs(t:extended;n : t_dgl;var dndt : t_vector);
var
    n1,n2,n3,n4,laser : extended;
begin
    n1 := n[1,1];
    n2 := n[1,2];
    n3 := n[1,3];
    n4 := n[1,4];
    laser := n[1,5];

    // Pumpensimulation
    if pumpean < pumpesteig
    then pumpe[1] := pumpean*pumpemax/pumpesteig
    else
        if (pumpean >= pumpesteig) and (pumpean <= pumpdur-pumpesteig)
```

```

then pumpe[1] := pumpemax
else
    if (pumpean > pumpdur-pumpesteig) and (pumpean <= pumpdur)
    then pumpe[1] := pumpemax - (pumpean-pumpdur+pumpesteig)
        *pumpemax/pumpesteig
    else pumpe[1] := 0;
if (pumpean > pumpdur+pumppause) then pumpean := 0;

// boltzmanngewichtete Gainfunktion
g[1] := sigma3 * (n3 - (1/B)*n2);

// Differentialgleichungen
dndt[4] := 0.5*alpha3*sqr(n3) - 0.5*xi4*n1*n4 - n4/tau4 + n3*pumpe[1]*esa;
dndt[3] := beta43*n4/tau4 + pumpe[1]*n1*sigma_abs - alpha3*sqr(n3) +
    0.5*alpha2*sqr(n2) + 0.5*xi4*n1*n4 - n3/tau3 - g[1]*laser
    - n3*pumpe[1]*esa;
dndt[2] := -alpha2*sqr(n2) + 0.5*xi4*n1*n4 - n2/tau2 + beta32*n3/tau3
    + g[1]*laser;
dndt[1] := beta41*n4/tau4 - pumpe[1]*n1*sigma_abs + 0.5*alpha3*sqr(n3)
    + 0.5*alpha2*sqr(n2) - 0.5*xi4*n1*n4 + beta31*n3/tau3
    + n2/tau2;

// Laserfeld intracavity
dndt[5] := n[1,5] * (c*L*g[1]/LR + c*ln(1-trans)/(2*LR));
end;
```

11.1.2 RKCK, Runge-Kutta Schritt nach Cash und Karp

RKCK führt einen eingebetteten Runge-Kutta Schritt 4. Ordnung nach Cash und Karp [CK90] durch und wird von der Prozedur *RKQS* aufgerufen. *RKCK* gibt der aufrufenden Prozedur die variablen Felder *nout* und *nerr* zurück, wobei in *nout* die die jeweiligen Funktionswerte nach dem Cash-Karp Schritt enthalten sind. *nerr* protokolliert die entstehenden Fehler nach einer Abschätzung 5. Ordnung und wird zur Beurteilung der Güte der dynamischen Schrittweite verwendet.

```

procedure rkck(n : t_dgl; dndt : t_vector; nvar : longint; t,h : extended;
    var nout,nerr : t_dgl);
const
    // Runge-Kutta Koeffizienten
    // nach Cash und Karp
    a2=0.2; a3=0.3; a4=0.6; a5=1; a6=0.875; b21=0.2; b31=3/40; b32=9/40;
    b41=0.3; b42=-0.9; b43=1.2; b51=-11/54; b52=2.5; b53=-70/27; b54=35/27;
    b61=1631/55296; b62=175/512; b63=575/13824; b64=44275/110592;
    b65=253/4096; c1=37/378; c3=250/621; c4=125/594; c6=512/1771;
    dc5=-277/14336;
var
    i : longint;
    dc1,dc3,dc4,dc6 : extended;
    ak2,ak3,ak4,ak5,ak6 : t_vector;
    ntemp : t_dgl;
begin
    // Cash-Karp Koef. fertig zuweisen
    dc1:=c1-2825/27648; dc3:=c3-18575/48384;dc4:=c4-13525/55296;dc6:=c6-0.25;
```



```

// 1. Schritt
for i:= 1 to nvar do ntemp[1,i] := n[1,i] + b21*h*dndt[i];
// 2. Schritt
derivs(t+a2*h,ntemp,ak2);
for i:= 1 to nvar do ntemp[1,i] := n[1,i] + h*(b31*dndt[i]+b32*ak2[i]);
// 3. Schritt
derivs(t+a3*h,ntemp,ak3);
for i:= 1 to nvar do
    ntemp[1,i] := n[1,i] + h*(b41*dndt[i]+b42*ak2[i]+b43*ak3[i]);
// 4. Schritt
derivs(t+a4*h,ntemp,ak4);
for i:= 1 to nvar do
    ntemp[1,i] := n[1,i] + h*(b51*dndt[i]+b52*ak2[i]+b53*ak3[i]
        +b54*ak4[i]);
// 5. Schritt
derivs(t+a5*h,ntemp,ak5);
for i:= 1 to nvar do
    ntemp[1,i] := n[1,i] + h*(b61*dndt[i]+b62*ak2[i]+b63*ak3[i]
        +b64*ak4[i]+b65*ak5[i]);
// 6. Schritt
derivs(t+a6*h,ntemp,ak6);
for i:= 1 to nvar do
    nout[1,i] := n[1,i] + h*(c1*dndt[i]+c3*ak3[i]+c4*ak4[i]+c6*ak6[i]);
// Fehler als Differenz zwischen 4. und 5. Ordnung nehmen
for i:= 1 to nvar do
    nerr[1,i] := h*(dc1*dndt[i]+dc3*ak3[i]+dc4*ak4[i]+dc5*ak5[i]
        +dc6*ak6[i]);
end;

```

11.1.3 RKQS, Schrittweitensteuerung mit Fehlerüberwachung

In der Prozedur *RKQS* wird letztendlich durch Auswertung der *nerr* Fehlerfelder verschiedener Probeschritte, die in *RKCK* durchgeführt wurden, die Schrittweite so gewählt, dass die angestrebte Genauigkeit ε eingehalten wird und gleichzeitig eine gute Rechengeschwindigkeit erzielt wird. Mit dieser Schrittweite, *hdid*, wird dann ein Integrationsschritt der Differentialgleichungen vorgenommen.

```

procedure rkqs(var n : t_dgl; dndt : t_vector; nvar : longint; h,eps : extended;
    nscal : t_dgl;
    var t,hdid,hnext,htry : extended);
const
    safety           = 0.9;
    pgrow            = -0.2;
    pshrink          = -0.25;
var
    errcon           : extended;
    i                : longint;
    errmax, htemp, tnew : extended;
    nerr, ntemp      : t_dgl;
begin
    errcon := power(5/safety,1/pgrow);

```

```

h      := htry;
repeat
  rkck(n,dndt,nvar,t,h,ntemp,nerr);
  errmax := 0;

  for i := 1 to nvar do
    errmax := max(errmax,abs(nerr[1,i]/nscal[1,i]));
  errmax := errmax / eps;

  if errmax > 1 then
    begin
      // Rundungsfehler zu groß, Schrittweite verringern
      htemp := safety*h*power(errmax,pshrink);
      // Schrittweite um nicht mehr als einen Faktor 10 ändern
      if h >= 0 then h := max(htemp,0.1*h)
        else h := min(htemp,0.1*h);
      tnew := t+h;
    end;
until errmax <= 1;
if errmax > errcon then hnext := safety*h*power(errmax,pgrow)
  else hnext := 5*h;
  // Nicht mehr als einen Faktor 5 vergrößern

hdid   := h;
t      := t + hdid;
pumpean := pumpean + hdid;

for i := 1 to nvar do n[1,i] := ntemp[1,i];
end;

```

11.1.4 RUNGEKUTTA, Hauptschleife der numerischen Integration

Die Prozedur *RUNGEKUTTA* führt die Integration der Differentialgleichungen als Ganzes im Zeitintervall t_1 bis t_2 durch. Zunächst werden hierzu die Randbedingungen der Integration gesetzt, die in diesem Fall durch die thermisch Boltzmann-besetzten Niveaus vorgegeben werden, und in das variable Feld n geschrieben. *RUNGEKUTTA* verwaltet auch die Grafik- und Dateiausgabe der integrierten Werte des Feldes n . Die globalen Variablen nok und $nbad$ werden verwendet, um die akkurat durchgeführten Rechenschritte, bzw. die zu groben, aber ausgebesserten, Rechenschritte zu dokumentieren. Weiterhin wird dafür gesorgt, dass die dynamische Schrittweite h nicht über bestimmte minimale und maximale Grenzen hinauslaufen kann.

```

procedure rungekutta(nstart : t_dgl; t1,t2,eps,h1 : extended;
  var nok,nbad : longint);
const
  tiny          = 1e-30;
  maxstp        = 1e6;
  hmin          = 1e-13;      // Minimale Zeitschritte von 0,1 ps;
  hmax          = 1e-6;      // Maximale Zeitschritte von 1 us;
var
  i             : longint;
  nscal         : t_dgl;

```

```

hdid,hnext      : extended;
dndt           : t_vector;
begin
  // Werte initialisieren
  t             := t1;
  h             := h1;
  nok           := 0;
  nbad         := 0;
  steps        := 0;

  // Randbedingungen der Integration setzen
  for i := 1 to nvar do n[1,i] := nstart[1,i];

  // Hauptschleife der Integration
  repeat
    if steps mod ticks = 0 then
      begin
        grafikausgabe(n,t,t1,t2);
        form1.Label17.Caption := floattostr(steps);
      end;
    derivs(t,n,dndt);
    for i := 1 to nvar do
      nscal[1,i] := abs(n[1,i]) + tiny + abs(dndt[i]*h);
    // Daten in Datei dokumentieren
    if steps mod diskticks = 0 then
      savetodisk(h);
    // Schrittweise verringern, falls zu groß
    if ((t+h-t2)*(t+h-t1) > 0) then
      h := t2 - t;
    // Qualität des Schrittes überprüfen
    rkqs(n,dndt,nvar,t,eps,nscal,t,hdid,hnext,h);
    if hdid = h then
      nok := nok + 1
    else
      nbad := nbad + 1;
    // Schrittweite soll nicht unter Mindestwert fallen
    if abs(hnext) <= hmin then
      hnext := hmin;
    if abs(hnext) >= hmax then
      hnext := hmax;

    h      := hnext;
    steps  := steps + 1;

  until (t-t2)*(t2-t1) >= 0; // Endzeitpunkt erreicht
end;

```

MAINLOOP schließlich ist die Hauptschleife und zeigt das Hauptprogramm der Simulation mit dem eingebetteten Runge-Kutta Aufruf und der dazugehörigen Initialisierung.

```

procedure mainloop; // Hauptprogramm
var
  dummy      : integer;
  nstart     : t_dgl;
  i          : longint;
  good,bad  : longint;

```

```

begin
// Programm initialisieren
init;

// Randbedingungen setzen
for i := 1 to nvar do nstart[1,i] := n[1,i];

// Datei vorbereiten und Runge-Kutta Code ausfuehren
if form1.savedialog1.execute then begin
// Datei für Datenausgabe öffnen
assignfile(F,form1.savedialog1.filename);
rewrite(F);
rungekutta(nstart,0,simtime,eps,delta_t,good,bad);
// Datei schliessen
closefile(F);
end;

// Programm schliessen
dummy := application.MessageBox('Simulation komplett.', 'Fertig', MB_OK);
application.Terminate;
end;

```

11.2 Formelzeichen

Mathematische Variablen und Definitionen sind im Text an der Stelle ihres Auftretens erläutert.

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
e	C	Elementarladung
\vec{r}		Ortsvektor
H		Hamiltonoperator
V		Störpotential
V_r		Intracavity-Verlustfaktor
E	J	Energie
P	W	Leistung
W		absoluter Wirkungsgrad
η		differentieller Wirkungsgrad
Φ	$J\text{ cm}^{-2}, W\text{ cm}^{-2}$	optische Flußdichte
Θ	$J\text{ mm}^{-3}, W\text{ mm}^{-3}$	räumliche Flußdichte
Ψ		Wellenfunktion
a		Eigenfunktion
n_{index}	cm^{-3}	Besetzungsdichte
n		Brechungszahl
n		Dimension des Parameterraumes
n		natürliche Zahl
α_{index}	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$	Ratenkoeffizient

χ_{index}	$cm^{-3}s^{-1}$	Kreuzrelaxationskoeffizient
σ_{index}	cm^2	Wirkungsquerschnitte
I_P, I_{Laser}	cm^2s^{-1}	Intensität Pumpstrahlung, Laserstrahlung
β_{ij}		Branching-Verhältnis des Übergangs von Niveau i in Niveau j
τ_{index}	s	Lebenszeit eines Niveaus
τ_p	s	Dauer eines Pumpulses bzw. Brenndauer einer cw-Pumpe
g	cm^{-1}	Verstärkungsfaktor, auch "Gain"
B		Boltzmannverhältnis
c	cms^{-1}	mediale Lichtgeschwindigkeit
d, l	cm	Dicke bzw. Länge des Laserkristalls
T		Transmissionsgrad
h, h_{index}	s	numerische Schrittweite
h	Js	Planck'sches Wirkumsquantum
E_{pump}	J	Pumpulsenergie
E_{laser}	J	Laserpulsenergie
P_{pump}	W	Pumpleistung
P_{laser}	W	Laserausgangsleistung
$\lambda_{pump}, \lambda_{laser}$	m	Pump-, Laserwellenlänge
$\omega_{pump}, \omega_{laser}$	s^{-1}	Pump-, Laserfrequenz (nicht Repetitionsrate)
μ_F	mm^{-1}	Absorptionskoeffizient der Kühlflüssigkeit
μ_a	mm^{-1}	Absorptionskoeffizient des aktiven Mediums
t	s	Zeit
t		freier Parameter vektorieller Geradengleichungen
\vec{r}		Ray gemäß vektorieller Geradengleichung
\vec{p}		Aufpunkt
\vec{d}		Richtungsvektor
I_M		Meshintegral
nI_G		Gradientenfeldintegral
Q		Kenngröße der Güte einer Pumpkammerkonfiguration
$V_{x,y,z}$		Voxel an Position x,y,z im Mesh
${}^nS_{x,y,z}$	J	Energieinhalt eines Supervoxels der Ordnung n an Position x,y,z im Mesh

Danksagung

Für die Überlassung des Themas meiner Dissertation danke ich Herrn Prof. Dr. Norbert Gutknecht, der es mir ermöglichte in einer interdisziplinären Umgebung meine Arbeit auf physikalischem Gebiet vor medizinischem und zahnmedizinischem Hintergrund durchzuführen. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Friedrich Lampert für die Möglichkeit, an der Klinik für Zahnerhaltung, Paraodontologie und Präventive Zahnheilkunde arbeiten und promovieren zu können.

Mein besonderer Dank gilt vor allem Herrn Dr. Jörg Meister, mit dem zusammen ich die grundlegenden Ideen für dieses Projekt entwickelte und der mir immer mit hilfreichen Ideen zur Seite stand.

Darüber hinaus danke ich Herrn Dr. Christian Apel für seine Diskussionsbereitschaft und Anregungen hinsichtlich der zahnmedizinischen Anwendungsmöglichkeiten des Lasersystems. Ebenso möchte ich mich bedanken bei der Firma *medical laser solutions GmbH*, die die Finanzierung des Projektes erst ermöglichte.

Zum guten Schluss danke ich meiner Familie, die mich stets ermutigte, meinen Weg zu gehen.

Aachen, im April 2003

Lebenslauf

Name Rene Franzen
Akademischer Grad Diplom-Physiker

Anschrift Roermonder Str. 112
52072 Aachen

Geburtsdatum 13.06.1973

Geburtsort Erkelenz

Familienstand ledig

Ausbildung

bis 1992 Cusanus-Gymnasium Erkelenz
9/1992 - 9/1993 Grundwehrdienst
10/1993 - 2/2000 Studium der Physik an der Heinrich-Heine Universität Düsseldorf
Abschluß als Diplom-Physiker, Thema der Diplomarbeit:
“Lichttransmissionssysteme für die Analytik im Spektralbereich von 3-9 μm “
Berechtigung zur Arbeit als Laserschutzbeauftragter

Berufserfahrungen

4/2000 - 2/2001 wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Lasermedizin,
Universitätsklinikum Düsseldorf

seit 3/2001 wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Klinik für Zahnerhaltung,
Parodontologie, und präventive Zahnheilkunde,
Universitätsklinikum Aachen