

Aufbau und Charakterisierung
eines
Zwei-Farben Dauerstrich
Ti:Saphir Lasers



Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Aufbau und Charakterisierung
eines
Zwei-Farben Dauerstrich
Ti:Saphir Lasers

Diplomarbeit

von

Frank Siebe

April 1999

angefertigt am

Physikalischen Institut der Johann Wolfgang

Goethe-Universität Frankfurt am Main

bei

Professor Dr. Hartmut G. Roskos

... Recently it has become possible to make light sources which get around this effect by making all the atoms emit *together* in time. The device which does this is a very complicated thing, and has to be understood in a quantum-mechanical way. It is called a *LASER*, and it is possible to produce from a laser a source in which the interference frequency, the time at which the phase is kept constant, is very much longer than 10^{-8} sec. It can be of the order of hundredth, a tenth, or even one second, and so, with ordinary photocells, one can pick up the frequency between two different lasers. One can easily detect the pulsing of the beats between two laser sources. Soon, no doubt, someone will be able to demonstrate two sources shining on a wall, in which the beats are so slow that one can *see* the wall get bright and dark! ...

Richard P. Feynman "Lectures on Physics" 1963 vol 1 page 32-6

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	7
1 Theoretische Grundlagen des Lasers	9
1.1 Grundlagen	9
1.1.1 Drei- und Vier-Niveau Laser	10
1.1.2 Rückgekoppelter optischer Verstärker als Oszillator	12
1.1.3 Optischer und elektronischer Oszillator im Vergleich	13
1.1.4 Homogene und inhomogene Linien-Verbreiterung von Lasermedien	14
1.2 Realisierung des Laserprinzips	16
1.2.1 Gas Laser	16
1.2.2 Festkörper Laser	17
1.2.3 Ti:Saphir als Lasermedium	17
2 Theoretische Grundlagen des Laserresonators	19
2.1 Axiale Wellenformen in optischen Resonatoren	19
2.2 Transversale Wellenformen in optischen Resonatoren	20
2.3 Stabilitätskriterien in bezug auf Gaußsche Optik	23
2.4 Vektorielle Optik als Hilfsmittel der Resonatoranalyse	28
2.4.1 Vektorielle Betrachtung der Reflexion	29

2.4.2	Vektorielle Betrachtung der Brechung	31
2.4.3	Simulationsprogramm	33
2.4.4	Untersuchung des z - und des α -Resonators	35
2.5	Frequenzabstimmung innerhalb des Linearresonators	38
2.6	Frequenzabstimmung des Ringlasers mit externer Rückkopplung	39
3	Verwendete optische Komponenten	43
3.1	Das Prisma als dispersives optisches Element innerhalb des Resonators	43
3.1.1	Strahlengang im Dispersions-Prisma	43
3.1.2	Verluste durch Reflexionen an den Grenzflächen des Prismas	45
3.1.3	Bewertung verschiedener Prismen	47
3.2	Dielektrische-Spiegel als Resonatorspiegel	50
4	Funktionsweise der verwendeten Meßinstrumente	51
4.1	Computergesteuertes Spektrometer	51
4.1.1	Prismenmonochromator	52
4.1.2	Gitterspektrometer	54
4.1.3	CCD-Sensoren	56
4.1.4	Computersteuerung des Gitterspektrometers	57
4.2	Spektrumanalysatoren	57
4.2.1	Analoger Spektrumanalysator	57
4.2.2	Digitaler Spektrumanalysator	58
4.3	Photodioden als optische Detektoren	59

4.3.1	Verstärkerbetrieb der Photodiode	60
4.4	Leistungsmeßgerät	61
5	Aufbau und Entwicklung des Linearresonators	63
5.1	Entwicklung und Aufbau der Pumpgeometrie	63
5.2	Aufbau eines Einstrahlresonators in Z-Geometrie	67
5.2.1	Die Z-Geometrie im Zweistrahlbetrieb	68
5.3	Aufbau eines Einstrahlresonators in α -Geometrie	69
5.3.1	Simulierter Zweistrahlbetrieb in der α -Geometrie	70
5.3.2	Modifizierte Pumpstrahlen-Geometrie	72
5.4	Aufbau eines α -Resonators im Zweistrahlbetrieb	73
5.4.1	Frequenzselektion durch den Ti:Saphir Kristall	75
5.4.2	Das Prisma als frequenzbestimmendes Element	76
5.4.3	Ein Lyot-Filter als frequenzbestimmendes Element	77
5.4.4	Optimierung der Prismenabstimmung durch ein weiteres Lyot-Filter	78
5.5	Bandbreitenbestimmung der verschiedenen Abstimmelemente	79
5.6	Der α -Resonator im optimierten Zweifarbenbetrieb	81
5.6.1	Untersuchung der Linienbreite mit Hilfe eines Michelson- Interferometers	82
5.6.2	Hochfrequenzmessungen als Mittel der Resonatorunter- suchung	83
5.7	Erzeugung von durchstimmbarer Mhz Strahlung durch Mischen der Laserstrahlung beider Teilresonatoren	87
5.8	Relaxationseffekte	91

INHALTSVERZEICHNIS

6	Aufbau und Entwicklung des Ringresonators	97
6.1	Aufbau des Ringlasers	97
6.2	Abstimmverhalten des Ringresonators	98
6.2.1	Bandbreite der möglichen Abstimmung	99
6.2.2	Linienbreite des Ringlasers	100
6.3	Relaxationseffekte	104
	Zusammenfassung	111
	Literaturverzeichnis	113
	Danksagung	115

Einleitung

Die vorgelegte Arbeit behandelt den Aufbau und die Charakterisierung eines unabhängig abstimmbaren Zwei-Farben Ti:Saphir Lasers. Die Motivation einen solchen Laser aufzubauen ist, seine beiden Farben zu mischen und die Schwebungsfrequenz der beiden Farben zu nutzen. Diese Differenzfrequenz kann zur Erzeugung schmalbandiger Strahlung im Terahertz Bereich (Ferninfrarot) verwendet werden.

Mit zwei getrennten Ti:Saphir [1] oder Halbleiterlasern [2] wurde dieses Konzept der optischen Heterodyn-Abwärtsumsetzung erfolgreich in mehreren Varianten realisiert.

Der in dieser Arbeit untersuchte Laser stellt nun in soweit eine Vereinfachung der oben genannten Konzepte dar, daß jetzt ein einziger Laser beide Farben gleichzeitig emittieren soll. Dabei sollen die vorteilhaften Eigenschaften eines einfarbigen Ti:Saphir Lasers, wie die sehr schmalbandige Emission, bei einem großen Abstimmbereich übernommen werden [3].

Mit Kurzpuls Ti:Saphir Lasern wurde ein Zweistrahlbetrieb schon mehrfach demonstriert [4],[5]. Dort wird der Laser aber auf synchrone Pulspropagation und auf kurze Pulslängen optimiert und nicht auf die hier geforderte Schmalbandigkeit und große Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb.

Die bis jetzt realisierten Zwei-Farben Dauerstrichsysteme [6],[7] haben den Nachteil, daß beide Farben nicht völlig unabhängig voneinander abgestimmt werden können und daß mit diesen Konzepten die geforderte Schmalbandigkeit nicht zu erreichen ist.

Der in dieser Arbeit vorgestellte Laser soll deshalb auf Schmalbandigkeit und Leistung optimiert werden, wobei eine Differenzfrequenz von einigen GHz

bis 50 Thz bei freier Wahl der Wellenlänge der einzelnen optischen Linien zu realisieren ist.

Da ein Laser mit den geforderten Eigenschaften in der Literatur noch nicht beschrieben wurde, kommt es in der Arbeit zu einer Entwicklung dieses Lasers, welche zu einer stetigen Verbesserung der Charakteristik führt. So wurden im Rahmen der Arbeit zwei Linear- und ein Ringresonator auf ihre Tauglichkeit als Zweifarben Laser geprüft und auf die geforderten Eigenschaften hin optimiert und bewertet. Parallel dazu wurde versucht, die im Experiment beobachteten Eigenschaften dieser Laser theoretisch zu beschreiben.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen des Lasers

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die Grundlagen des Lasers gegeben, welcher in den letzten Jahrzehnten in fast allen Bereichen der Wissenschaft wie auch des alltäglichen Lebens Anwendung fand.

1.1 Grundlagen

Als Grundlage des Lasers dient die Absorption und Emission von Lichtquanten durch Atome. Bei der Absorption bewirkt ein einfallendes Lichtquant mit geeigneter Energie einen Atomübergang. Das Atom wird in einen energetisch höheren Zustand gebracht, wobei das einfallende Lichtquant als Energiequelle dient. Die Energie des einfallenden Quants wird vom Atom gespeichert.

Diese angeregten Zustände sind nicht stabil und fallen nach einer charakteristischen mittleren Zeit wieder in ihre Grundzustände zurück, wobei die gespeicherte Energie als ein Photon ungerichtet abgestrahlt wird. Dieser Prozeß wird spontane Emission genannt. Fast alle Lichtquellen, wie thermische Strahler und Spektrallampen beruhen auf diesem Prinzip. Sie unterscheiden sich nur in der Art der Anregung.

Der angeregte Zustand kann noch durch einen anderen Prozeß als durch die spontane Emission abgebaut werden. Diesen zweiten Effekt nennt man die stimulierte Emission, welche schon von Einstein [8] bereits 1917 beschrieben wurde. Bei diesem Prozeß wird der Atomübergang, wie bei der Absorption, von einem Lichtquant ausgelöst. Hierbei wird das Lichtquant nicht absorbiert, sondern es setzt ein zweites Lichtquant in gleicher Richtung frei. Das entstehende Lichtfeld hat die gleiche Frequenz und Phasenlage wie das stimulierende Lichtfeld, so daß sich beide addieren und damit an Intensität gewinnen ohne

die Phaseninformation zu verlieren. Dieser Verstärkungsprozeß gab auch dem Laser seinen Namen

Light
Amplification by
Stimulated
Emission of
Radiation

Diesen Verstärkungsprozeß kann man nun beim Laser nutzen. Zu diesem Zweck muß man die durch die stimulierten Emission verstärkte Strahlung geeignet zurückkoppeln und erhält dann einen Oszillator im optischen Frequenzbereich.

1.1.1 Drei- und Vier-Niveau Laser

Es stellt sich das Problem, eine größere Anzahl von Atomen gleichzeitig in den angeregten Zustand zu bringen, denn Absorption und stimulierte Emission sind gleichwertig, so daß man in einem thermischen Gleichgewicht keine Überbesetzung des höherenergetischen Zustandes erhalten kann (Boltzmann-Verteilung [9] Seite 808). Um diesen für den Laserbetrieb notwendigen Zustand zu erreichen, muß man sich des Umweges über andere angeregte Atomzustände bedienen.

Durch die Verwendung eines zusätzlichen Atomzustandes wird bewirkt, daß die Energie, mit der der Laser gepumpt wird, von der Energie, bei der er emittieren soll, getrennt wird. Aus energetischen Gründen gilt dabei immer $\Delta E_{pump} > \Delta E_{laser}$.

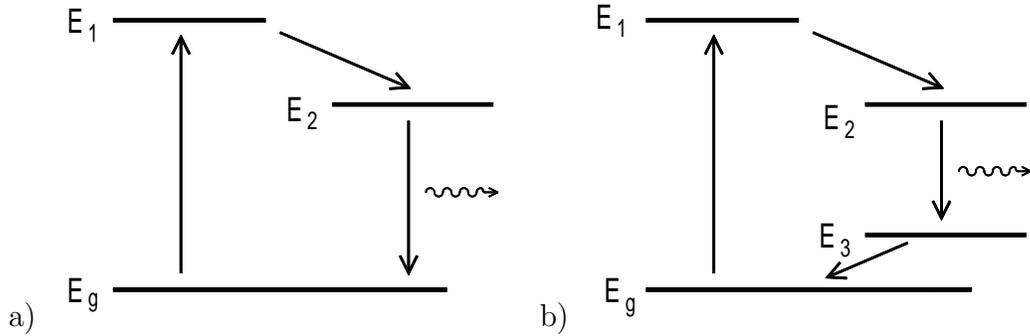


Abbildung 1.1 Schema eines a) 3-Niveau und b) 4-Niveau Lasers

In Abbildung 1.1 a) ist ein solches 3-Niveau Schema dargestellt. Wobei für die Übergänge gilt

$$\Delta E_{pump} = \Delta E_1 - \Delta E_g \quad (1.1-1)$$

und

$$\Delta E_{laser} = \Delta E_2 - \Delta E_g. \quad (1.1-2)$$

Die Frequenz eines Photons ist mit der Energie durch folgende Beziehung verknüpft

$$\nu = \frac{\Delta E}{h}. \quad (1.1-3)$$

Somit ist $\nu_{Laser} < \nu_{pump}$. Für die Lebensdauer von E_1 und E_2 muß gelten $\tau_{E_1} < \tau_{E_2}$. Dieses System ist nicht sehr effizient. Um eine Überbesetzung des Zustandes E_2 gegenüber E_g zu erhalten (Inversion), muß mindestens die Hälfte der Besetzung des E_g Niveaus entleert werden. Dies bedarf schon einer hohen Pumpleistung um eine positive Bilanz der stimulierten Emission durch die Überbesetzung von E_2 gegenüber E_g zu erzeugen. Trotzdem war der erste funktionsfähige Laser (ein Rubin-Laser), ein 3-Niveau Laser (1960 T.H.Mainman).

Hat man ein Lasermedium mit einem 4. nutzbaren Zustand E_3 , so erhält man ein 4-Niveausystem, wie in Teil b) der Abbildung 1.1 . Bei diesem Lasersystem trägt, wenn die Lebensdauern von τ_{E_1} und τ_{E_3} gleich 0 sind und

es nur die eingezeichneten Übergänge gibt, jedes Photon zur Inversion des Laserübergangs bei. In den Abschnitten 5.8 und 6.3 dieser Arbeit wird auf die mathematischen und physikalischen Zusammenhänge im Rahmen einer Simulation von Relaxations-Oszillationen dieser Laserübergänge für die in der Arbeit aufgebauten Laser näher eingegangen.

1.1.2 Rückgekoppelter optischer Verstärker als Oszillator

Nachdem man den Prozeß der stimulierten Emission als Lichtverstärker nutzen kann, muß man jetzt nur noch eine geeignete Rückkopplung einführen, um ein schwingungsfähiges System zu erhalten. Betrachtet man nun zuerst die Intensitäten I_{ein} und I_{aus} so kann man einen Verstärker mit der Verstärkung $G(I)$ ganz allgemein wie folgt beschreiben:

$$I_{aus} = G(I_{ein}) \cdot I_{ein}. \quad (1.1-4)$$

Für kleine Signale I_{klein} hat $G(I_{klein})$ einen konstanten Wert. Dies ist der lineare Bereich des Verstärkers. Für große Intensitäten $I_{groß}$ sinkt die Verstärkung. Der Verstärker geht in die Sättigung, bei der gilt $G(I_{groß}) \rightarrow 1$. Durch die Rückkopplungsverluste R und den Teil V der Energie, der aus dem System ausgekoppelt wird, kommt es schon bei einer endlichen Intensität I_{gleich} zu einem Gleichgewicht. Für den so zurückgekoppelten Verstärker muß außerdem, damit er von selbst anläuft, gelten, daß die Verluste V und R bei geringen Intensitäten von der Verstärkung G kompensiert werden:

$$G(I_{klein}) \cdot V \cdot R > 1. \quad (1.1-5)$$

Steigt nun die Leistung innerhalb des Systems, so verringert sich die Verstärkung und es kommt zu einem Gleichgewicht, bei dem für eine Intensität I_{gleich} gilt

$$G(I_{gleich}) \cdot V \cdot R = 1. \quad (1.1-6)$$

Bei dieser Beschreibung findet die Phasenlage noch keine Berücksichtigung. Ein rückgekoppelter Verstärker bildet dann einen stabilen Oszillator, wenn

sich die Phasenlage $\Delta\phi$ bei einem Umlauf nicht ändert. Diese Phasenlage wird beim optischen Oszillator durch die Länge des Resonators und die Frequenz, bei der das System arbeiten soll, bestimmt. So muß gelten

$$\Delta\phi = n \cdot 2\pi \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (1.1-7)$$

Da im allgemeinen der Resonator sehr groß gegenüber der Wellenlänge ist, können bei einem Laseroszillator viele nur leicht unterschiedliche Frequenzen oder longitudinale Moden existieren (Abschnitt 2.1)

1.1.3 Optischer und elektronischer Oszillator im Vergleich

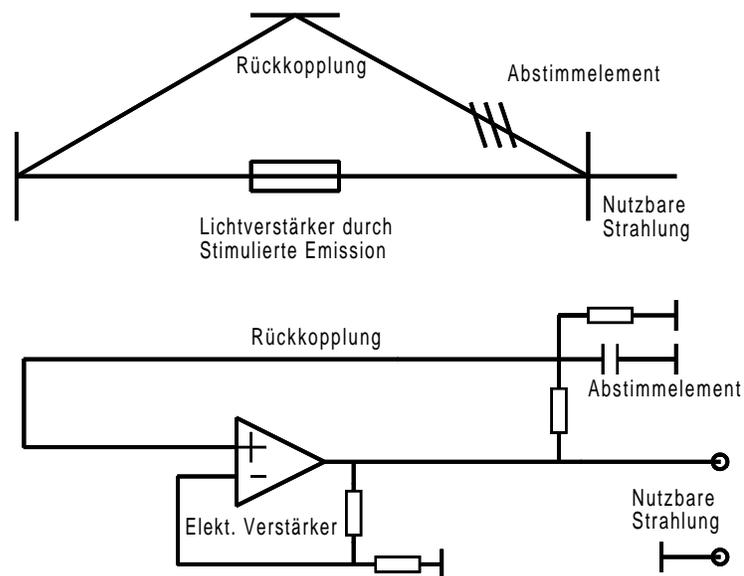


Abbildung 1.2 Vergleich optischer und elektronischer Oszillator

Vergleicht man den optischen Oszillator mit einem elektronischen Oszillator, wie sie in Abbildung 1.2 dargestellt sind, so stellt man fest, daß man die entsprechenden Komponenten wie Verstärker, Rückkopplung und Frequenzselektor in beiden Oszillatoren identifizieren kann. Die Beschreibung der Intensitäten aus dem letzten Abschnitt 1.1.2 kann für den elektronischen Schwing-

kreis analog übernommen werden. Der Unterschied besteht nur in der praktischen Realisierung der Frequenzabstimmung.

Bei einem elektronischen Schwingkreis ist die Verstärkung im allgemeinen breitbandig und der Rückkopplungsweg kurz im Vergleich zur Wellenlänge. Die Frequenz wird nun dadurch bestimmt, daß in der Rückkopplung eine stark frequenzabhängige Phasenverschiebung stattfindet, so daß die Forderung der gleichen Phasenlage 1.1-7 nur für eine Frequenz erfüllt wird.

Beim Laser hingegen gibt es nur die lineare frequenzabhängige Phasenschiebung durch den gegenüber der Wellenlänge großen Resonator, wie in Gleichung 1.1-7 beschrieben wird. Die Frequenz wird durch eine stark frequenzabhängige Verstärkungskurve des Verstärkers oder durch die Rückkopplung eingeschränkt.

Dadurch kann beim Laser die Phasenbeziehung 1.1-7 mehrere Lösungen haben. Somit kann ein Laseroszillator auf mehreren Frequenzen oszillieren. Bei einem elektronischen Schwingkreis hingegen gibt es im allgemeinen nur eine Lösung.

1.1.4 Homogene und inhomogene Linien-Verbreiterung von Lasermedien

Die Bandbreite der Verstärkungskurve des Lasermediums hängt von der möglichen Bandbreite des Atomübergangs ab, welcher der Lasertätigkeit zugrunde liegt. Diese Bandbreite kann vom Atomübergang selber oder von seiner physikalischen Umgebung gebildet werden. Dabei unterscheidet man homogene und inhomogene Verbreiterungen.

Bei der inhomogenen Verbreiterung sind verschiedene Atome auch verschiedenen Übergangsfrequenzen zugeordnet. Dies kann durch eine unterschiedliche Position in einem Kristallgitter bei Festkörperlasern oder bei Gaslasern bedingt durch eine dopplerbedingte Frequenzverschiebung einzelner Atome auftreten. Bei homogenen Medien hingegen kann jedes Atom jede mögliche Frequenz erzeugen. Dies ist bei Farbstofflasern und bei dem in dieser Arbeit untersuchten Ti:Spahir Laser der Fall.

Diese unterschiedlichen Mechanismen der Verbreiterung haben Konsequenzen für das Frequenzspektrum der emittierten Strahlung. Im inhomogenen Fall kann man sich den Lichtverstärkungsprozeß aus vielen einzelnen nicht gekoppelten Lichtverstärkern für jeweils ein sehr schmales Frequenzband vorstellen. Somit ist es möglich, daß diese Laser auf mehreren Frequenzen gleichzeitig emittieren. Die Frequenzen werden durch die Phasenbeziehung 1.1-7 bestimmt. Im homogenen Fall sind, da jedes Atom dem ganzen Frequenzbereich zugeordnet ist, die entsprechenden Lichtverstärker gekoppelt. Die Kopplung bewirkt, daß es zu einem Wettbewerb zwischen den einzelnen Frequenzen kommt. Durch diesen Effekt „überlebt“ nur eine Frequenz.

In der Realität wird man kein 100% homogen oder inhomogen verbreitertes Lasermedium finden, sondern eine Kombination von beiden Effekten, bei dem der eine oder der andere Effekt überwiegt. In Abschnitt 5.8 wird eine Simulation eines zweifarbigen Ti:Saphir Lasers durchgeführt. Bedingt durch die bei diesem Experiment verwendete Geometrie beschreibt der dort verwendete homogen verbreiterte Ti:Saphir Laser ein teilweise homogenes und inhomogenes Lasermedium.

Bei der Entwicklung dieser Simulation hat sich ergeben, daß, wenn man ein 100% homogenes Lasermedium ansetzt, der Wettbewerb nur durch eine unterschiedliche Verstärkung der einzelnen Farben entschieden wird. Dies bedeutet, daß es bei einem gleichen Verstärkungsfaktor für verschiedene Frequenzen zu keiner aktiven Unterdrückung einer Frequenz kommt, so daß mehrere Frequenzen gleichzeitig existieren können. Dieses wurde durch den in Kapitel 6 beschriebenen Ringlaser realisiert.

1.2 Realisierung des Laserprinzips

Der Laser ist seit der ersten experimentiellen Demonstration im Jahre 1960 (Rubinlaser) mit einer Vielzahl von verschiedenen Lasermedien realisiert worden. Mit verschiedenen Lasermedien kann ein Wellenlängenbereich vom UV ca. $0.1 \mu\text{m}$ bis ins Ferninfrarote mit einer Wellenlänge von $1000 \mu\text{m}$ erschlossen werden ([9] Seite 224).

1.2.1 Gas Laser

Die Gaslaser stellen vor der Entwicklung der Halbleiterlaser einen Großteil der verwendeten Laser dar. Der Helium-Neon-Laser, der den Eigenschaften eines idealen Lasers mit einer sehr schmalbandigen Emission sehr nahe kommt, hat durch die einfache Art seines Aufbaus und Betriebs breite Anwendung in der Meßtechnik gefunden. Der Helium-Neon-Laser ist ein 4-Niveau System, welches durch eine elektrische Entladung mit Energie versorgt wird. Der Laserübergang ist bedingt durch die Dopplerverschiebung aufgrund der thermischen Bewegung der Atome inhomogen verbreitert. Es sind Leistungen von einigen zehn Milliwatt erreichbar.

Durch spezielle Anordnungen ist es möglich, durch Ausnutzen dieser inhomogenen Verbreiterung, den Laser zu stabilisieren, so daß er nur auf einer sehr stabilen Frequenz emittiert. Die Hauptidee bei der Stabilisierung ist, daß der Resonator auf einer sehr konstanten Länge gehalten werden muß. Die Genauigkeit, die bei dieser Stabilisierung erforderlich ist, ist enorm. Will man eine Bandbreite von wenigen Hz erreichen, muß die Länge eines typischen Resonators auf einen Bruchteil eines Atomdurchmessers genau eingestellt werden. Als limitierender Faktor tritt dabei die spontane Emission auf, die die Phasenlage oder die Frequenz der emittierten Strahlung stört. Für einen typischen höchstabilisierten Helium-Neon Laser ergibt sich so ein Grenzwert von ca. 0.4 Hz für die Bandbreite der Emission ([9] Seite 901-902).

Ein anderes Beispiel eines Gaslasers, welcher als Pumpquelle des in dieser Arbeit untersuchten Ti:Saphir Laser benutzt wurde, ist ein Argon Ionen

Laser. Die Arbeitsweise entspricht der des Helium-Neon Lasers, nur daß jetzt ein ionisiertes Argon Atom als Lasermedium dient. Die elektrischen Entladungen beim Argon Laser sind viel stärker als beim Helium-Neon Laser, so daß mit dem Argon-Laser eine Leistung von einigen 10 Watt anstelle Milliwatt erreicht werden kann. Bedingt durch die heftigen elektrischen Entladungen kommt es zu Dichte- und Temperaturschwankungen des Argon Gases. Dieses bewirkt eine Schwankung der optischen Resonatorlänge. Dieser Effekt vergrößert die durch die Dopplerbewegung entstandene Bandbreite. Es kommt noch hinzu, daß im Übertragungsschema mehrere Übergänge über den blau grünen Bereich des Spektrums verteilt Lasertätigkeit erlauben, so daß ohne Abstimmelemente ein Argonlaser auf mehreren Farben gleichzeitig emittiert (sogennanter Multiline-Betrieb).

1.2.2 Festkörper Laser

Eine andere Klasse von Lasermedien bilden die Festkörper. Festkörper Laser werden optisch, daß heißt mit Licht, gepumpt (Halbleiterlaser elektrisch). Dies bedeutet, daß man das Pumplicht mit anderen Quellen erzeugen muß. Zu Anfang wurden breitbandige Blitzlampen als Pumpquellen benutzt. Dabei geht ein großer Teil dieser Lichtblitze verloren, da nur ein schmales Band der Absorptionswellenlänge des Lasermediums entspricht.

Sinnvoller ist es eine schmalbandige Lichtquelle zu benutzen. Dabei bieten sich Halbleiterlaser oder Gaslaser wie der Argon Ionen Laser an.

1.2.3 Ti:Saphir als Lasermedium

Eine besondere Rolle bei den Festkörperlaser spielt der Ti:Saphir Laser, da dieses Lasermedium Lasertätigkeit von 670-1000 nm ermöglicht, also über eine Bandbreite von 150 THz. Mit Hilfe nichtlinearer Prozesse, wie Verdopplung der Frequenz, kann sogar ein Bereich von 202-3180 nm abgedeckt werden [10]

Für die Lasertätigkeit ist das Ti^{3+} Ion zuständig, welches als Ti_2O_3 in eine Schmelze von Al_2O_3 in kleiner Konzentration eingebracht wird. Dabei kommt

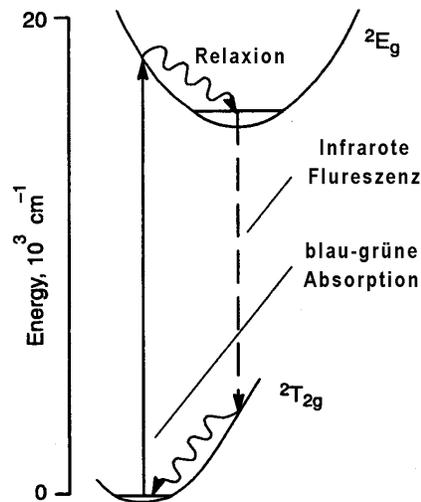


Abbildung 1.3 Übergangsschema des Ti:Saphir Lasers aus [12]

es zwangsläufig auch zu Bildung von $\text{Ti}^{3+} - \text{Ti}^{4+}$ Ionenpaaren. Diese haben den Nachteil, daß sie Strahlung im Bereich der Laseremission absorbieren. Um diese Paarbildung zu vermeiden sind spezielle Kristallzüchtungsverfahren notwendig [11].

Die Lasertätigkeit des Ti:Saphir Lasers entsteht dadurch, daß sich der Grundzustand der Ti^{3+} Ionen in zwei vibratorisch verbreiterte Niveaus aufspaltet, wie es in Abbildung 1.3 dargestellt ist und so ein quasie 4-Niveau Laser System bildet. Die Absorption erfolgt in einem breiten Wellenlängenband von 400-600 nm.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen des Laserresonators

In dem letzten Abschnitt wurden die verschiedenen Lasermedien und deren Verstärkungen betrachtet, aber wenig Aussagen über den Resonator gemacht. In diesem Kapitel soll nun auf den Resonator genauer eingegangen werden. Zuerst wird dabei auf verschiedene axiale und transversale Wellenformen eingegangen, die in einem Resonator auftreten.

←
bis hier SE

2.1 Axiale Wellenformen in optischen Resonatoren

In Abschnitt 1.1.2 wurde die folgende Phasenbeziehung

$$\Delta\phi = n \cdot 2\pi \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (2.1-1)$$

für einen stabilen optischen Schwingkreis oder Laserresonator gefordert. Diese Beziehung bedeutet, daß die optische Umlauflänge eines Photons ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge des Photons sein muß. Für den Linearresonator gilt somit für die Resonatorlänge L ,

$$L = \frac{n \cdot \lambda}{2}. \quad (2.1-2)$$

Für verschiedene n können verschiedene axiale Wellenformen oder Moden stabil entstehen. Aus Gleichung 2.1-2 kann die Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ zweier benachbarter Moden (Wellenformen) n und $n + 1$ zu

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot \frac{L}{(n+1)}} - \frac{c}{2 \cdot \frac{L}{n}} \quad (2.1-3)$$

oder

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot L} \quad (2.1-4)$$

bestimmt werden.

Dabei sieht man, daß der Frequenzunterschied $\Delta\nu$ für eine bestimmte Resonatorlänge L unabhängig von n ist. Dies gibt die Möglichkeit die Länge des Resonators genau zu bestimmen, falls man diesen geringen Frequenzunterschied der Strahlung messen kann. Für $\lambda = 800$ nm und $L = 0.6$ m ist eine Auflösung von $\nu/\Delta\nu = 1.5 \cdot 10^6$ notwendig. Diese Messung ist mit Hilfe einer HF-Photodiode in Abschnitt 5.6.2 durchgeführt worden.

Die spektrale Breite $\Delta\nu_r$, die diese Frequenzen bedingt durch den Resonator haben können, kann wie folgt bestimmt werden [9].

$$\Delta\nu_r = \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot L} \cdot (1 - R) \quad (2.1-5)$$

Dies gilt natürlich nur, wenn die optische Länge L des Resonators konstant ist. Für die in der Arbeit untersuchten Resonatoren ergibt sich eine Bandbreite des Resonators von 1.6 Mhz.

2.2 Transversale Wellenformen in optischen Resonatoren

Zusätzlich zu den axialen Wellenformen ist es möglich, daß verschiedene transversale Wellenformen oder Strahlprofile innerhalb des Resonators existieren können. Für deren Existenz muß gelten, daß sich das transversale Strahlprofil in einer beliebigen Ebene innerhalb des Resonators auf sich selbst abbildet, also bei einem Resonatorumlauf seine Form nicht ändert.

Die explizite mathematische Lösung der obengenannten Bedingung ist nur in speziellen Anordnungen möglich. Trotzdem ist es möglich, die entstandenen Moden anhand ihrer Schwingungsknoten senkrecht zur Strahlachse zu charakterisieren.

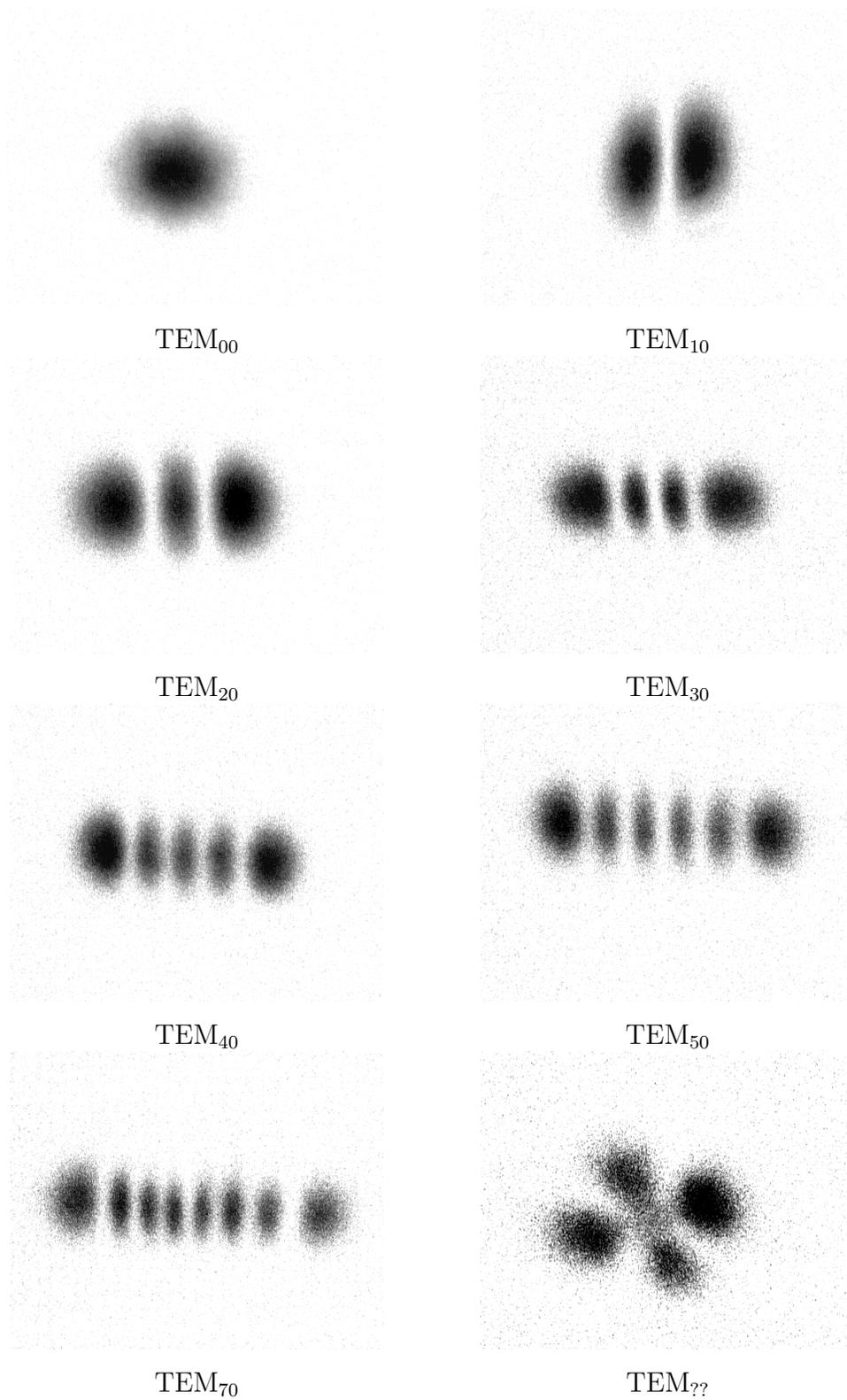


Abbildung 2.1 Verschiedene transversale TEM Moden, die bei dem untersuchten Laser auftraten

Da die elektrischen und magnetischen Felder dieser Wellenformen fast senkrecht zum Resonator stehen, bezeichnet man sie mit TEM_{mn} (Transversale Elektrische und Magnetische Moden) wobei n und m die Knotenanzahl in waagrechter und senkrechter Richtung angibt. Dejustiert man nun einen der in dieser Arbeit aufgebauten Laser, ist es unter anderem möglich, die in Abbildung 2.1 abgebildeten transversalen Wellenformen zu erhalten.

Der Intensitätsquerschnitt der in Abbildung 2.1 mit TEM_{00} bezeichneten Wellenform ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

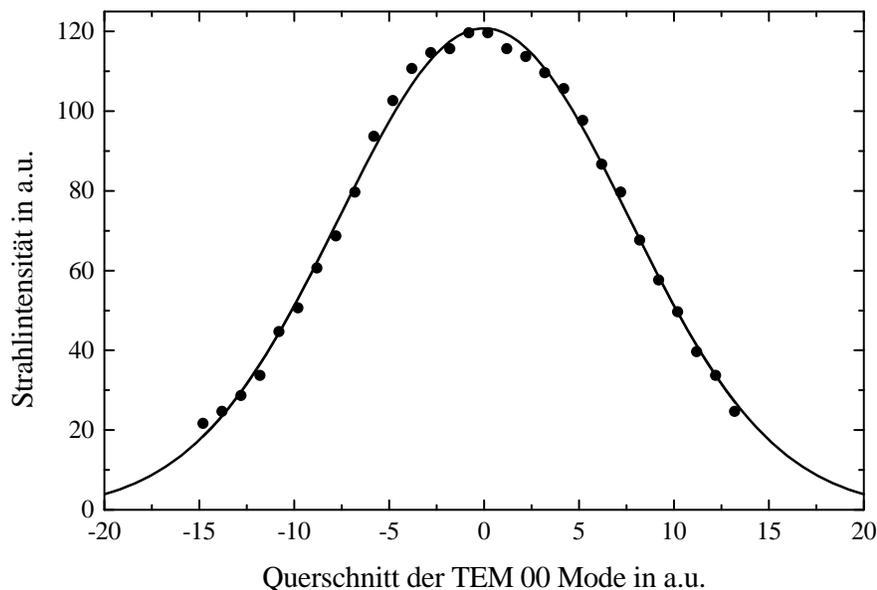


Abbildung 2.2 Gaussisches Strahlprofil der TEM_{00} Wellenform

Dieser Querschnitt repräsentiert eine Gaußsche Intensitätsverteilung

$$I(x) \propto e^{-x^2}. \quad (2.2-1)$$

Der Sockel der Kurve ist aufgrund der schlechten Intensitätsdynamik der verwendeten CCD-Kamera nicht mehr meßbar.

Diese TEM_{00} Wellenform, auch Gauß-Strahl bezeichnet, stellt die optimale Wellenform in bezug auf Leistungsdichte und Fokussierbarkeit dar und ist

im allgemeinen immer die bevorzugte Wellenform, die man bei einem Laser erreichen will.

2.3 Stabilitätskriterien in bezug auf Gaußsche Optik

Die im letzten Abschnitt hervorgehobene TEM₀₀ Wellenform kann mit Hilfe der Gaußschen Strahlenoptik behandelt werden. Die Gaußsche Strahlenoptik behandelt die Ausbreitung und Manipulation von Gauß-Strahlen, die eine gaußförmige Intensitätsverteilung haben ([13] Seite 83-87).

Im Fokus eines Gauß-Strahls bildet die Wellenfront über den gesamten Strahldurchmesser ω_0 eine ebene Fläche. Der Strahldurchmesser an einer beliebigen anderen Position z kann nun mit

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (2.3-1)$$

bestimmt werden. Für den Radius auf der außerhalb des Fokus verlaufenden kugelförmigen Wellenfront gilt in Abhängigkeit von Abstand z vom Fokus

$$R_W(z) = \frac{1}{z}(z^2 + z_r^2). \quad (2.3-2)$$

Die Größe z_r Strahlparameter oder Rayleighlänge genannt, und ist für Gleichung 2.3-1 und 2.3-2 gegeben durch

$$z_r = \frac{\pi \cdot \omega_0^2 \cdot n}{\lambda}. \quad (2.3-3)$$

Der einfachste Weg mit Hilfe dieser Optik einen stabilen Resonator zu erhalten ist, den Radius der verwendeten Spiegel r dem Radius R_W der Strahlung anzupassen, so wird der den Gauß-Strahl bestimmende Strahlparameter z_r nicht geändert und kann so unverändert durch den Resonator propagieren.

Um eine genauere Aussage über die Stabilität und die astigmatischen Fehler des Resonators, bedingt durch den Laserkristall, zu treffen, ist eine genauere Stabilitätsuntersuchung nach [14] durchgeführt worden. Dabei bedient man sich der Gaußschen Optik, wobei man optische Elemente als 2×2 Matrizen beschreibt ([9] Kapitel 1). Jedes Element im Resonator, auch die freien Strecken

zwischen den Spiegeln werden Matrizen zugeordnet. Dabei wird zwischen der Meridonal- und die Sagentalebene unterschieden um eine Aussage über den Astigmatismus zu treffen.

Für eine freie Wegstrecke der Länge l gilt

$$F(l) = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.3-4)$$

Für sphärische Spiegel mit der Brennweite f und dem Einfallswinkel Θ gilt für die Meridonal- und die Sagentalebene nach [14]

$$H_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R \cdot \cos(\Theta)} & 1 \end{pmatrix} \quad H_s = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1 \cdot \cos(\Theta)}{f} & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.3-5)$$

Für eine Planplatte der Dicke d im Brewsterwinkel zum Strahl gilt für die Meridonal- und Sagentalebene nach [14]

$$K_m = \begin{pmatrix} 0 & d\sqrt{n^2 + 1/n^4} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad K_s = \begin{pmatrix} 0 & d\sqrt{n^2 + 1/n^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.3-6)$$

Nun werden die Matrizen entlang eines optischen Umlaufes im Resonator multipliziert. Zur Untersuchung wird ein Linearresonator, wie er in Kapitel 5 aufgebaut wurde, untersucht. Dabei gibt es keinen Unterschied in der dort beschriebenen Z oder α Konfiguration, da der Cosinus in der Spiegelmatrize symmetrisch ist. Die Systemmatrize in der Meridonal- und Sagentalebene S_m und S_s ergibt sich so nach Abbildung 2.3 zu.

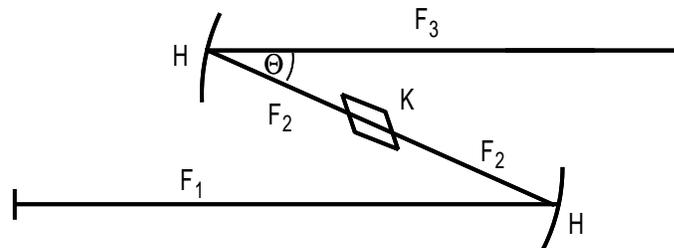


Abbildung 2.3 Für die Simulation verwendeter Resonator

$$S_m = F(l_1) \cdot H_m \cdot F(l_2) \cdot K_m \cdot F(l_2) \cdot H_m \cdot F(l_3) \cdot F(l_3) \cdot H_m \cdot F(l_2) \quad (2.3-7)$$

$$\cdot K_t \cdot F(l_2) \cdot H_t \cdot F(l_1)$$

$$S_s = F(l_1) \cdot H_s \cdot F(l_2) \cdot K_s \cdot F(l_2) \cdot H_s \cdot F(l_3) \cdot F(l_3) \cdot H_s \cdot F(l_2) \quad (2.3-8)$$

$$\cdot K_s \cdot F(l_2) \cdot H_s \cdot F(l_1)$$

Mit diesen Systemmatrizen kann man nun nach [14] folgendes Stabilitätskriterium aufstellen. Mit der Notation

$$S_0 = \begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} \quad (2.3-9)$$

muß für einen stabilen Resonator der Stabilitäts Parameter G gelten

$$G = \frac{D + A}{2} \quad \text{und} \quad -1 < G < 1 \quad (2.3-10)$$

und zwar für die Meridonal- und Sagittalebene.

Der Radius der Strahlung des im Resonator propagierendem Gauß-Strahl ist an der Stelle, an der die Systemmatrize gebildet wurde, nach [14] gegeben zu

$$r = \frac{2 \cdot B}{D - A}. \quad (2.3-11)$$

Bei der numerischen Berechnung der Systemmatrizen S_s und S_m hat sich ergeben, daß $D = A$ ist. Der Radius R wird so unendlich. In einem Gauß-Strahl ist dies nur im Fokus der Fall. Da die Systemmatrize an einem Endspiegel des Resonators gebildet wurde heißt dies, daß dort auch ein Fokus des Resonatorstrahls sein muß.

Der Strahldurchmesser an der Systemmatrize, bei uns auf dem Endspiegel, kann bestimmt werden zu

$$\omega^2 = \frac{\lambda \cdot |B|}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{D+A}{2}\right)^2}}. \quad (2.3-12)$$

In den nachfolgenden Abbildungen 2.4 und 2.5 ist eine Simulation eines Resonators mit einem Kristall mit der Dicke $d = 1.5$ cm, ein Hohlspiegel mit $f = 5$ cm und eine Resonator Armlänge von $l_1 = 25$ cm und $l_3 = 35$ cm durchgeführt worden. Dabei wurde Θ , der Faltwinkel, und l_2 , der Spiegelabstand, als Parameter verändert. In Abbildung 2.4 ist das Stabilitätskriterium G_{res} beider Ebenen zusammen dargestellt.

$$G_{res} = G_m - G_s \quad \text{wenn} \quad |G_t| < 1 \quad \text{und} \quad |G_s| < 1 \quad \text{ist.} \quad (2.3-13)$$

G_{res} beschreibt die Parameter beidem der Resonator stabil ist. Bei $G_{res} = 0$ ist der Resonator in beiden Ebenen gleichstabil.

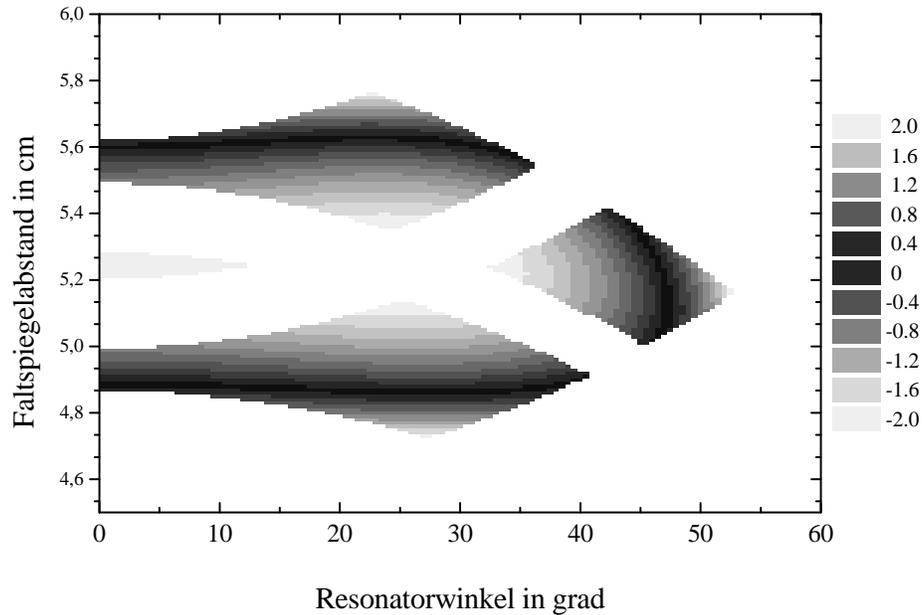


Abbildung 2.4 Betrachtung der Resonatorstabilität

In Abbildung 2.5 ist nun der am Endspiegel entstehende Astigmatismus dargestellt. Er ergibt sich aus den verschiedenen Strahldurchmesser in der Meridonal- und Sagittalebene (ω_m, ω_s)

$$\Omega = \frac{\omega_m^2}{\omega_s^2} \quad (2.3-14)$$

Ω repräsentiert den Astigmatismus der Strahlung auf dem Endspiegel von einer Abweichung vom kreisförmigen Strahl und ist von 0,5 bis 1,5 dargestellt, wobei die optimale Kompensation bei $\Omega = 1$ einen kreisförmigen Strahl darstellt.

Die im Kapitel 5 aufgebauten Laser bestätigen den astigmatischen Kompensationswinkel von 26° und einen Spiegelabstand von ca. 50 mm. Der zweite stabile Bereich wurde im Experiment nicht näher untersucht.

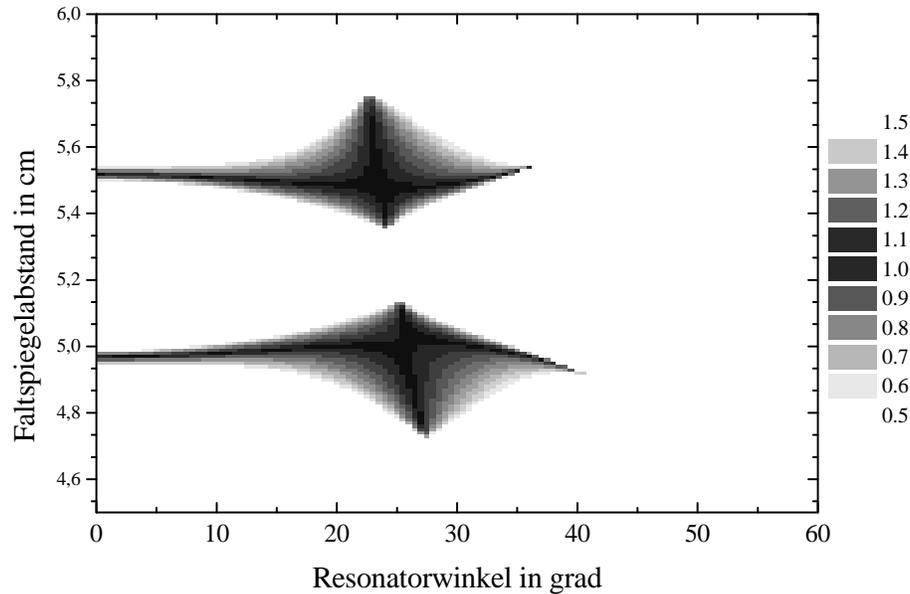


Abbildung 2.5 Betrachtung der Kompensation des Astigmatismus

2.4 Vektorielle Optik als Hilfsmittel der Resonatoranalyse

Da die im letzten Abschnitt vorgestellte Gauß-Optik nur achsennahe Strahlen behandelt und keine weiteren Linsenfehler berücksichtigt, wurden als Teil der Resonatortheorie die experimentell untersuchten Resonatoren mit Hilfe eines selbstgeschriebenen Simulationsprogramms auf dem Computer dargestellt und auf ihre Stabilität hin untersucht. Mit der Simulation läßt sich zeigen, warum der im Abschnitt 5.2.1 untersuchte Z-Resonator im Unterschied zum ähnlichen α -Resonator aus Abschnitt 5.3 nicht auf zwei Strahlengänge gleichzeitig zu justieren ist.

Bei der Untersuchung findet die geometrische Optik in einer vektoriellen Form ihre Anwendung. Die Besonderheit dieser Form der Darstellung der Optik ist, daß man Reflexion und Brechung nur auf die Grundrechenarten und die Quadratwurzel zurückführen kann, ohne Näherungen zu benutzen. Weiter-

hin gibt es bei diesem Ansatz der Optik keine Einschränkung auf achsennahe Strahlen, denn jeder Lichtstrahl wird analytisch an den tatsächlichen Flächen reflektiert und gebrochen. Dadurch werden alle Linsenfehler, die nicht auf beugungsbedingten Erscheinungen beruhen, berücksichtigt.

Da in der Literatur keine passende Beschreibung der Brechung und Reflexion mit Hilfe von Vektoren und Ebenen für die verwendeten optischen Komponenten gefunden wurden, beschäftigen sich die nächsten zwei Abschnitte näher mit diesen Prozessen. Anschließend wird auf das Simulationsprogramm eingegangen, dem diese Prozesse als Grundlage dienen. Als Notation findet die Vektorform ihre Anwendung. Dadurch sind die Beziehungen klar darzustellen und ein Übergang von 2D nach 3D ist leicht möglich, da sowohl die Reflexion als auch die Brechung definitionsbedingt in einer Ebene stattfinden, die durch den einfallenden Strahl und die Normale der Ebene (Lot), an der der Prozeß stattfindet, definiert ist. Bei der Programmierung des Simulationsprogramms in C muß allerdings die unübersichtliche Komponentenschreibweise verwendet werden.

2.4.1 Vektorielle Betrachtung der Reflexion

Für die Reflexion an einer spiegelnden Ebene gilt, daß der Einfallswinkel α_1 gleich dem Ausfallswinkel α_2 ist und daß die Reflexion in der Ebene, welche durch die einfallende Gerade g_1 und die Normale (Lot) n der spiegelnden Ebene e_1 aufgespannt wird, stattfindet. (Euklid 300 v. Chr.). Somit kann man bei der Betrachtung der Reflexion von einer einfallenden Geraden g_1 Punktrichtungsform und einer reflektierenden Ebene e_1 in normalen Form

$$g_1 : \vec{x} = \vec{S}_1 + t \cdot \vec{e} \quad (2.4-1)$$

$$e_1 : \vec{n} \cdot (\vec{n} - \vec{S}_2) = 0 \quad (2.4-2)$$

ausgehen .

Zuerst wird nun der Durchstoßpunkt \vec{D} durch Einsetzen der Geradengleichung g_1 in die Ebenengleichung e_1 bestimmt. Dieser wird der neue Stütz-

vektor S_3 der reflektierten Gerade g_2 . Die Richtung der reflektierten Gerade leitet sich dann nur aus dem Richtungsvektor \vec{e} der einfallenden Gerade g_1 und dem Ebenennormal \vec{n} der spiegelnden Ebene e_1 ab. Die folgenden Beziehun-

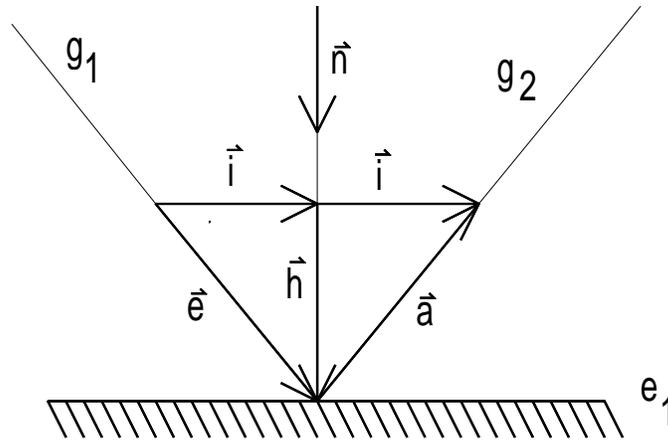


Abbildung 2.6 Verdeutlichung der Beziehungen, die bei der vektoriellen Behandlung der Spiegelung Anwendung finden.

gen können direkt aus der Abbildung 2.6, die die an der Reflexion beteiligten Vektoren darstellt, gewonnen werden:

$$\vec{h} = \frac{\vec{n} \cdot \vec{e}}{n^2} \cdot \vec{n}, \quad (2.4-3)$$

$$\vec{i} = \vec{e} - \vec{h}, \quad (2.4-4)$$

$$\vec{a} = \vec{i} - \vec{h}, \quad (2.4-5)$$

oder

$$\vec{a} = \vec{e} - 2 \cdot \frac{\vec{n} \cdot \vec{e}}{n^2} \cdot \vec{n}. \quad (2.4-6)$$

Damit erhält die an der Ebene e_1 gespiegelte Gerade g_1 die Form

$$g_2 \vec{x} = \vec{S}_3 + t \cdot \vec{a}. \quad (2.4-7)$$

Diese Spiegelvorschrift benötigt keine normierten Richtungsvektoren und verändert die Länge des Richtungsvektors der Geraden nicht, wie man es bei einer Reflexion erwartet.

Bei dem aufgebauten Resonator findet die Reflexion an sphärischen Hohlspiegeln statt. Diese kann man punktuell als Ebenen darstellen, deren Normalenvektor vom Schnittpunkt der zu reflektierenden Geraden mit der den Hohlspiegel repräsentierenden Kugel zum Kugelmittelpunkt zeigt.

2.4.2 Vektorielle Betrachtung der Brechung

Die Brechung, bei der nach dem vereinfachten Snellius Gesetz $\sin(\alpha_1) = m \cdot \sin(\alpha_2)$ gilt, findet ebenfalls wie die Reflexion nur in der Ebene, welche durch die einfallende Gerade g_1 und des ebenen Normals (Lot) n der brechenden Ebene e_1 aufgespannt wird, statt. Somit kann man als Ausgang für die Betrachtung der Brechung von einer einfallenden Gerade g_1 und einer Grenze zweier Medien, Ebene e_1 , in der folgenden Form

$$g_1 : \vec{x} = \vec{S}_1 + t \cdot \vec{e} \quad \text{mit } |\vec{e}| = 1 \quad (2.4-8)$$

$$e_1 : \vec{n} \cdot (\vec{n} - \vec{S}_2) = 0 \quad \text{mit } |\vec{n}| = 1 \quad (2.4-9)$$

ausgehen.

Zusätzlich spielt natürlich auch noch der Brechungsindex, hier m genannt, damit keine Verwechslung mit dem normalen Vektor \vec{n} der Ebene e_1 stattfindet, eine tragende Rolle. Um die Betrachtung zu vereinfachen, setzt man die Vektoren \vec{e} und \vec{n} als normiert voraus. Dies bedeutet allerdings keine Einschränkung, sondern nur eine Vereinfachung des Formalismus. Aus der nachstehenden Abbildung 2.7 kann man folgende Beziehungen ableiten:

$$\vec{h} = (\vec{n} \cdot \vec{e}) \cdot \vec{n} \quad (2.4-10)$$

und

$$\vec{i} = \vec{e} - \vec{h} \quad (2.4-11)$$

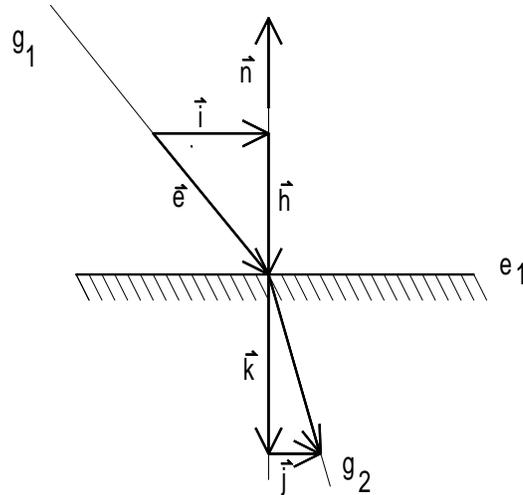


Abbildung 2.7 Verdeutlichung der Beziehungen, die bei der Brechung Anwendung finden.

Jetzt findet das Snelliussche Brechungsgesetz $\sin(\alpha_1) = m \cdot \sin(\alpha_2)$ Anwendung bei $|\vec{e}| = |\vec{a}| = 1$ ergibt sich, daß $|\vec{i}| = \sin(\alpha_1)$ und $|\vec{j}| = \sin(\alpha_2)$ ist. Somit gilt

$$\vec{j} = \vec{i}/m. \quad (2.4-12)$$

Jetzt wendet man das Additionstheorem $\sin(\alpha_2)^2 + \cos(\alpha_2)^2 = 1$ an mit $\vec{j} = \sin(\alpha_2)$ und $\vec{k} = \cos(\alpha_2)$ wenn $\vec{a} = 1$ ist. Mit diesen Beziehungen erhält man

$$\vec{k} = \sqrt{1 - |\vec{j}|^2} \cdot -\vec{n} \quad (2.4-13)$$

und

$$\vec{a} = \vec{k} + \vec{j}. \quad (2.4-14)$$

Hat man nun auch den Durchstoßpunkt \vec{S}_3 der einfallenden Gerade g_1 und der Ebene e_1 bestimmt, ergibt sich für die gebrochene Gerade folgende Form

$$g_2 : \vec{x} = \vec{S}_3 + t \cdot \vec{a}. \quad (2.4-15)$$

2.4.3 Simulationsprogramm

Mit Verwendung der in den beiden letzten Abschnitten (2.4.1 und 2.4.2) als Grundelemente der vektoriellen Optik aufgestellten Beziehungen kann man nun beginnen, ein Simulationsprogramm für die untersuchten Resonatoren zu erstellen.

Dazu wurde die Beschreibung der Reflexion und der Brechung, welche in Vektor-Notation hergeleitet wurden, in ihre Komponenten zerlegt, um sie in einem C-Programm berechnen zu können. Bedingt durch die dreidimensionale Betrachtung blähen sich die Formeln für die Brechung und Reflexion, wie auch die Bestimmung des Schnittpunktes zwischen Gerade und Ebene oder Kugel in der Komponentendarstellung erheblich auf, so daß ich auf eine explizite Darstellung dieser Formeln hier verzichte.

Ein weiterer wichtiger Teil des Programms besteht nun darin, den Resonator anhand weniger Parameter darzustellen. Eine direkte Eingabe der Position der Hohlspiegel beispielsweise ist ungünstig, wenn man nachträglich nur den Faltwinkel des Resonators ändern will. Anhand der Abbildung 2.8 kann man die für den Resonator signifikanten Größen ablesen. Als signifikante Größen für die untersuchten Resonatoren gilt einmal die Armlänge a , der Faltwinkel des Resonators α , der Fokussier Spiegelabstand b und ein durch den Kristall der Länge l erzeugten Strahlversatz s . Die Position des Kristalls und der Hohlspiegel wird aus diesen Parametern so berechnet, daß ein durch die optischen Achse einfallender Strahl, auch zentral durch den Resonator läuft. Das Umbauen zwischen einem α - und einem z-förmigen Resonator geschieht nur durch Umsetzen des Hohlspiegels h_2 .

Durch Änderung einzelner Parameter ist es nun leicht möglich, verschiedene Resonatoren gezielt zu untersuchen.

Nach der erfolgten Übertragung der Resonatordimension auf das C Programm kann man sich nun der Simulation widmen. Da die Simulation nur Aussagen über den Strahlenverlauf innerhalb des Resonators treffen will, ist es unwichtig, wo ein Lichtstrahl entsteht. Aus diesem Grund kann man auch von einer Strahlerzeugung am Auskopplungsspiegel ausgehen. Hier geht man

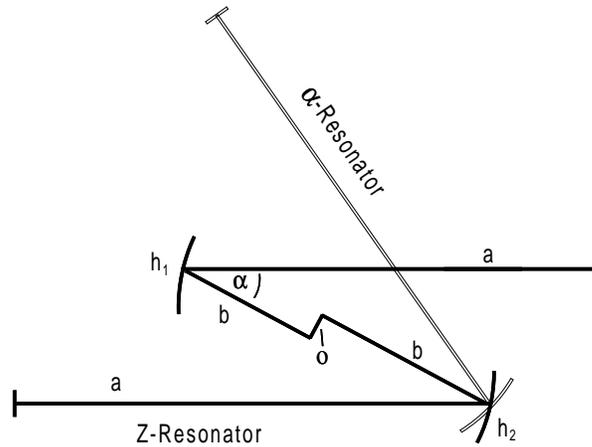


Abbildung 2.8 Abmessungen des Resonators

davon aus, daß ein Strahl senkrecht zur Oberfläche des Spiegels orientiert sein muß, um in sich selber reflektiert zu werden.

Nun werden verschiedene parallel verschobene Strahlen durch das Programm nach den Regeln der vektoriellen Optik am ersten Hohlspiegel h_1 reflektiert, an den beiden Kristalloberflächen e_1 und e_2 gebrochen und dann am zweiten Hohlspiegel h_2 noch einmal reflektiert. Jetzt ordnet man jeden einfallenden Strahl dem Winkel zu, indem dieser den Resonator am anderen Ende verläßt.

Für einen stabilen Resonator müssen für einen ausgedehnten Bereich auf dem Auskopplungsspiegel auch fast gleiche Austrittswinkel gelten. Nur dann ist es möglich, diesen Bereich durch einen flachen Rückkopplungsspiegel am anderen Ende des Resonators in sich selber zurückreflektieren. Für diese Bereiche ist Laserbetrieb möglich, aber nicht zwingend. So ist eine experimentielle Überprüfung der Resultate notwendig.

Für den Zweistrahlbetrieb sind sogar zwei dieser Bereiche auf dem Auskopplungsspiegel nötig, welche am Rückkopplungsspiegel des Resonators unter einem leichten Winkel zueinander ankommen, wie es in Abschnitt 5.2.1 und 5.3.1 gefordert wird.

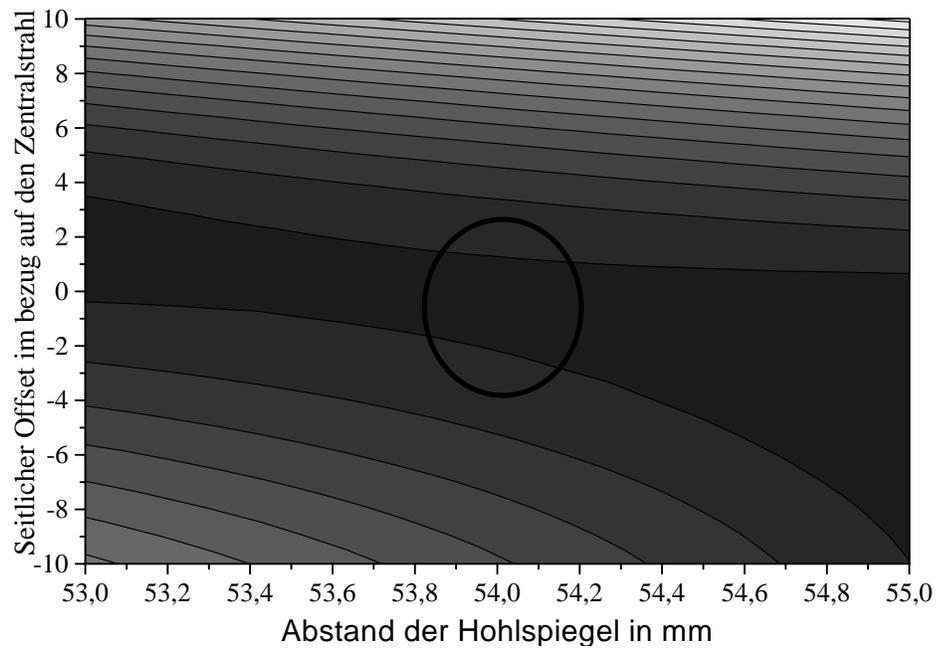
2.4.4 Untersuchung des z- und des α -Resonators

Als erstes wurde der z-Resonator untersucht. Dabei wurde als zusätzlicher Parameter zu der seitlichen Verschiebung der Eingangsstrahlen der Abstand der Fokussierspiegel verändert. Der Faltwinkel ist mit $\alpha = 26^\circ$ festgelegt. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 2.9 a) dargestellt.

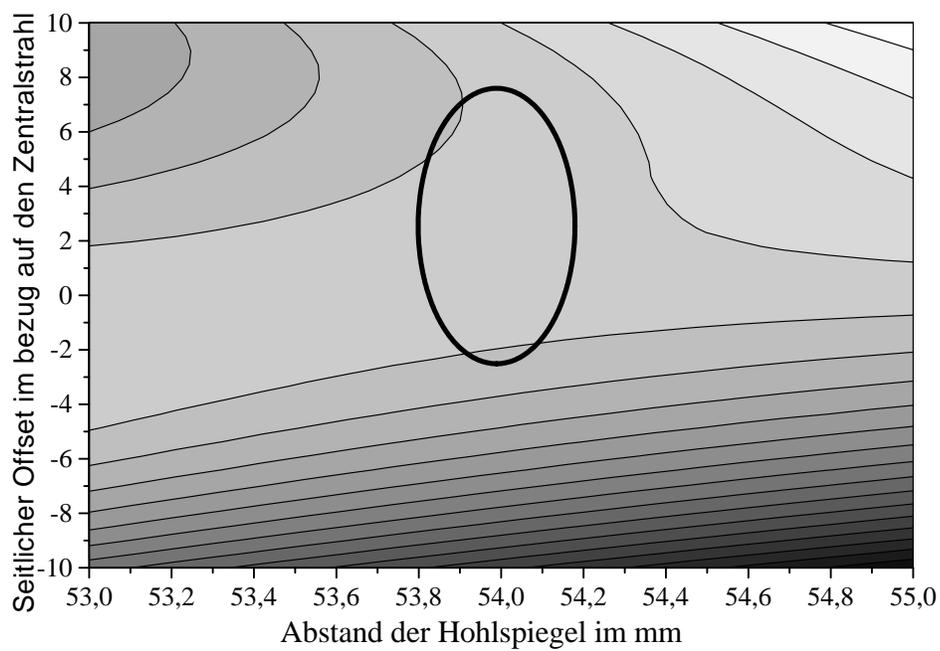
Hierbei ist der Austrittswinkel gegenüber dem seitlichen Versatz und dem Abstand der Fokussierspiegel als Höhenlinienmodell dargestellt, wobei Bereiche gleicher Schattierung auch einen gleichen Austrittswinkel für die entsprechenden Strahlen bedeutet.

Um die erhaltenen Abbildungen zu analysieren, muß man jetzt bei konstanten Fokussierspiegelabständen Minima oder Maxima in der Winkeländerung suchen. Bei verschiedenen Fokussierspiegelabständen ist jeweils nur eine Extremstelle zu finden, die in der Abbildung 2.9 a) für einen Fokussierspiegelabstand von $b = 54$ mm exemplarisch durch einen Kreis markiert ist. Untersucht man hingegen den α -Resonator welcher in Abbildung 2.9 b) dargestellt ist, so stellt man fest, daß es einen Bereich von Fokussierspiegelabständen gibt, bei dem sich der stabile Bereich ausdehnt oder sogar teilt. Für diese durch eine Ellipse markierten Spiegelabstände und Austrittswinkel ist es möglich, einen räumlich ausgedehnten stabilen Resonator zu erhalten. Dies ermöglicht einen zweistrahligen Aufbau des Resonators.

Im Abschnitt 5.2.1 und 5.4 dieser Arbeit, wurden die beiden Resonatortypen auch experimentell aufgebaut und ihre Zweistrahltauglichkeit überprüft. Dabei wurde die Simulation bestätigt, daß nur der α -Resonator auf zwei Strahlen gleichzeitig stabil zu justieren ist.



a)



b)

Abbildung 2.9 Stabilitätsuntersuchung für a) den Z-Resonator und b) den α -resonator (verschiedene farbliche Schattierungen)

Vergleicht man aber den in der Simulation berechneten Spiegelabstand von $d_{vek} = 54$ mm mit dem der Simulation in Abschnitt 2.3 mit $d_{gau\beta} = 50$ mm, so stellt man eine Abweichung von 4 mm fest. Dies ist einmal durch die unterschiedlichen Definitionen des Spiegelabstandes entstanden. Bei der Vektorsimulation wird von der Resonatormitte einschließlich eines Versatzes gemessen, während die Gaußstrahl-Betrachtung von der Kristalloberfläche aus mißt. Berücksichtigt man dies, so korrigiert sich d_{vek} zu 48 mm. Jetzt muß noch berücksichtigt werden, daß in die Vektor-Simulation keine Strahldivergenz eingeht. Betrachtet man nun mit der Gaußstrahl-Betrachtung einen langen Resonator mit $l = 300$ cm, so erhält man die in Abbildung 2.10 dargestellte Stabilitätskurve, welche ebenfalls einen Abstand von 48 mm als Spiegelabstand angibt. Somit geben beide Simulationen die gleichen Ergebnisse im Grenzfall langer Resonatoren.

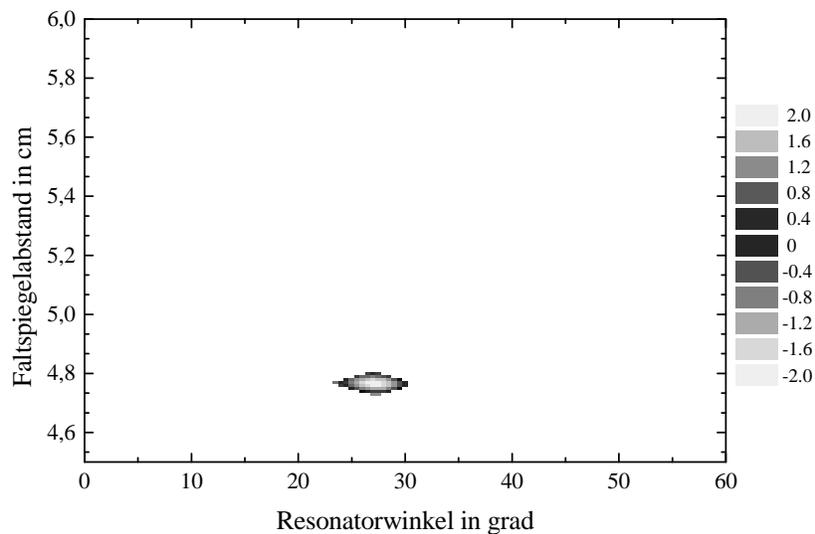


Abbildung 2.10 Stabilität eines langen Resonators, Armlänge 3 m mit der in Abschnitt 2.3 behandelten Stabilitätsuntersuchung

2.5 Frequenzabstimmung innerhalb des Linearresonators

Der aufgebaute Ti:Saphir-Laser hat ein sehr breites von 670 nm bis 1000 nm reichendes Fluoreszenzspektrum. Um die Frequenz, bei der der Laser emittiert einzuschränken, kann man frequenzbestimmende Elemente innerhalb des Resonators einsetzen, welche alle Wellenlängen bis auf die gewünschte Wellenlänge wegfiltern oder abschwächen. Betrachtet man die Verstärkungskurve dieses Systems, wie sie in der nachfolgenden Abbildung 2.11 dargestellt ist, so sieht man, daß die dünngezeichnete Verstärkungskurve *a*), die aus der Kristallverstärkung und den verwendeten Spiegeln resultiert, durch die Verwendung eines Abstimmelementes innerhalb des Resonators stark in ihrer Breite eingeschränkt *c*), so daß nur noch ein kleiner Frequenzbereich oberhalb der Laserschwelle *b*) verstärkt wird, und dort den Laserbetrieb ermöglicht. Innerhalb dieses eingeschränkten Bereiches findet ein verstärkter Moden-Wettbewerb, bedingt durch die dort nun größeren Verstärkungsunterschiede benachbarter Frequenzen statt, so daß man nur Laserstrahlung in einem Bereich um die Spitze von *c*) erwarten darf.

Bei einem hinreichend schmalbandigen Abstimmelement ergibt sich eine sehr starke Abstimmung, da der Laserbetrieb nur innerhalb der Fläche oberhalb der Schwelle möglich ist und alle anderen Wellenlängen unterhalb dieser Schwelle vollständig unterdrückt werden.

Dieses Verfahren der Abstimmung wurde sehr erfolgreich zur Erzeugung sehr schmalbandiger Laseremissionen, in dem in Kapitel 5 dieser Arbeit beschriebenen Laser verwendet. Dort wird auch eine Abschätzung und Bewertung verschiedener Abstimmelemente durchgeführt.

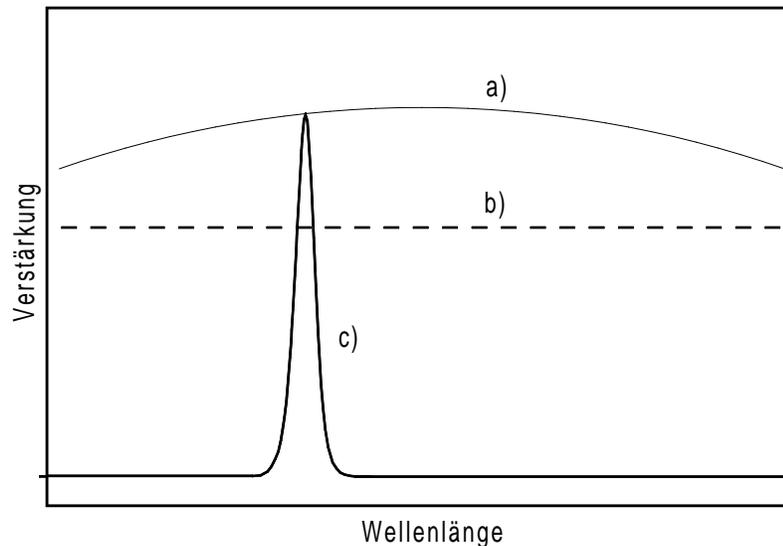


Abbildung 2.11 Verstärkungskurve eines innerhalb des Resonators abgestimmten Linearresonators

2.6 Frequenzabstimmung des Ringlasers mit externer Rückkopplung

Bis jetzt wurden nur die Abstimmung eines Linearresonators behandelt, in dem die Strahlung vor und zurück läuft. Als Alternative wurde auch ein ringförmiger Resonator aufgebaut (Kapitel 6).

Im Ringlaser kann die Strahlung in beide Richtungen zirkulieren cw (englisch: clockwise, mit dem Uhrzeigersinn) und acw (englisch: anticlockwise, gegen den Uhrzeigersinn). Beide Richtungen trennen sich räumlich, sobald sie den Resonator verlassen. Im allgemeinen ist aber ein unidirektionaler Betrieb des Lasers erwünscht. Um diese Eigenschaft zu erreichen ist es einmal möglich, eine optische Diode basierend auf dem Faraday-Effekt einzusetzen ([9] Seite 595-597). Bei Verwendung eines homogen verbreiterten Lasermediums ist es auch möglich, eine Richtung außerhalb des Resonators in sich selber zurückzukoppeln, also ihren Umlaufsinn zu ändern. Durch Modenwettbewerb wird diese rückgekoppelte Richtung dann fast völlig unterdrückt und die andere

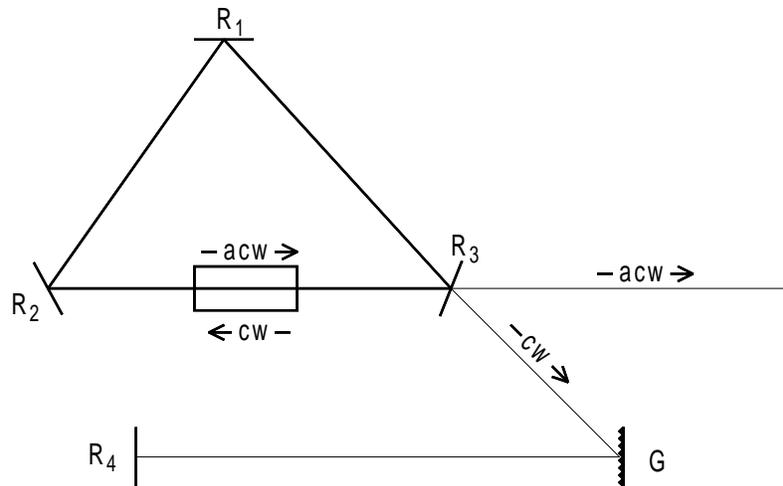


Abbildung 2.12 Schematischer Aufbau eines einfarbigen spektral rückgekoppelten Ringlasers

Richtung proportional verstärkt, so daß im unidirektionalen Betrieb gilt

$$P_{uni} \approx P_{cw} + P_{acw}. \quad (2.6-1)$$

Dieses Prinzip wurde bereits 1965 mit Hilfe eines Rubin-Lasers demonstriert [15].

Die Idee ist es nun, in dieser Rückkopplung eine spektrale Filterung einzubauen, um den Laser durch diese Rückkopplung in der Frequenz zu beeinflussen. Solch ein Ringlaser mit spektraler Rückkopplung ist in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt. Die Spiegel R_1 bis R_3 bilden mit dem Lasermedium K den eigentlichen Resonator. Zusätzlich wird der cw gerichtete Strahl durch das Gitter G und den Rückkopplungsspiegel R_4 spektral gefiltert in den Resonator zurückgekoppelt.

Betrachtet man die Anlaufphase des Lasers, so kann man davon ausgehen, daß die spontane Emission ungerichtet ist, so daß sie auch in beiden Richtungen cw und acw gleich stark ist.

Die acw gerichteten Photonen treffen auf den Auskopplungsspiegel R_3 und werden zum größten Teil reflektiert. Nach zwei weiteren Reflexionen an den anderen Resonatorspiegeln R_2 und R_1 durchlaufen sie wieder in gleicher Richtung den Kristall und tragen zur Verstärkung durch stimulierte Emission bei. Die cw gerichteten Photonen treffen erst auf die beiden Resonatorspiegel R_1 und R_2 und dann auf den Auskopplungsspiegel R_3 , von denen sie wiederum zum größten Teil reflektiert werden. Hier beginnt der Unterschied zwischen den beiden Richtungen. In der acw Richtung geht der vom Auskopplungsspiegel durchgelassene Anteil für den Laser verloren. Bei der cw orientierten Emission hingegen wird ein Teil spektral durch das Gitter G und den Rückkopplungsspiegel R_4 spektral gefiltert und in den Laser zurückgekoppelt. Dieser Anteil hat nun die Richtung von cw nach acw geändert. Dies führt zu einer leichten Verstärkung der Emission dieser Wellenlänge in der acw orientierten Richtung.

Dieser geringfügige Unterschied reicht aus, daß der Laser verstärkt in der acw Richtung in der eingestellten Frequenz emittiert. Durch die homogene Art der Verbreiterung wird diese Unterdrückung noch verstärkt.

Zusätzlich findet eine Wechselwirkung des Lichtfeldes mit dem Laserkristall statt, indem sich eine Art Gitter durch nichtlineare Effekte ausbildet, durch den ein Teil der Photonen ihren Umlaufsinn innerhalb des Resonators ändern können. Dieser Effekt führt dazu, daß sich auch eine Laseremission in der cw orientierten Richtung bildet und zwar auf der acw eingestellten Frequenz, obwohl in der cw Richtung keine Frequenzabstimmung stattfindet.

Betrachtet man nun die Verstärkungskurve dieses Systems, wie sie in Abbildung 2.13 dargestellt ist, so beobachtet man einen grundsätzlichen Unterschied zu der Verstärkungskurve, die den Linearresonator beschreibt.

Die Verstärkungskurve $a)$, die durch den Kristall und die Resonatorspiegel gebildet wird, ist im Vergleich zum Linearresonator gleichgeblieben. Die spektrale Rückkopplung $c)$ bewirkt eine Verstärkung einer eingestellten Wel-

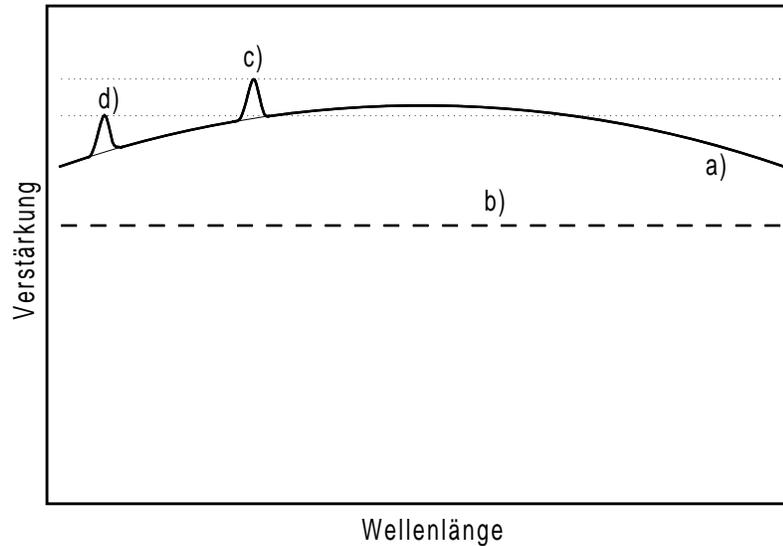


Abbildung 2.13 Systemverstärkungskurven beim Ringresonator mit externer Rückkopplung

Wellenlänge. Durch den Moden-Wettbewerb wird der Laser nur um diese Wellenlänge herum emittieren, für den die Verstärkung am größten ist. Die Spitze der spektralen Rückkopplung *c)* bildet das Maximum der Verstärkungskurve, also wird der Laser bei dieser Wellenlänge emittieren. Verschiebt man nun diese spektrale Rückkopplung nach *d)*, so sinkt die Spitze unter das Maximum der Verstärkungskurve *a)* und die Rückkopplung bricht zusammen.

Dabei ist immer zu berücksichtigen, daß alle Teile der Verstärkungskurve sich oberhalb der Laserschwelle *b)* befinden. Betrachtet man nur die Verstärkung, so ist über dem gesamten Bereich Lasertätigkeit möglich. Sie wird nur durch den Moden-Wettbewerb unterdrückt.

Ein Ti:Saphir-Laser nach diesem Prinzip wurde in Abschnitt 6 dieser Arbeit experimentell aufgebaut und untersucht. Dabei konnte die hohe Ausgangsleistung und das Zusammenbrechen der Abstimmung bei zu großer Entfernung vom Verstärkermaximum bestätigt werden. Die Linienbreite der einzelnen Farben konnte nicht so schmal wie bei der Verwendung des Linearresonators eingengt werden.

Kapitel 3

Verwendete optische Komponenten

In diesem Kapitel werden die wichtigsten in den untersuchten Lasern verwendeten optischen Komponenten vorgestellt und es wird auf Aspekte, die für den Aufbau des Lasers von Bedeutung sind, genauer eingegangen.

3.1 Das Prisma als dispersives optisches Element innerhalb des Resonators

Das Prisma als ein sehr altes optisches Element kann bei geeigneter Wahl des Materials und der Form auch innerhalb des aufgebauten Lasersystems verwendet werden, um einen Laserstrahl innerhalb des Resonators um einen Winkel von ca. 54° abzulenken und gleichzeitig eine Frequenzselektion vorzunehmen. Da das Prisma innerhalb des Resonators verwendet wird, müssen die Verluste minimiert werden. Dazu wird zuerst betrachtet, wie ein Lichtstrahl in einem Prisma gebrochen wird und anschließend, welche Verluste er erfährt.

3.1.1 Strahlengang im Dispersions-Prisma

Bei der Betrachtung der Ablenkung, die ein Lichtstrahl beim Durchgang durch ein Prisma erfährt, verwendet man die in der Abbildung 3.1 eingezeichneten Winkel.

Beim Durchgang durch das Prisma kommt es zu zwei Ablenkungen. An der ersten Grenzfläche wird der Strahl um $(\Theta_1 - \Theta_2)$ abgelenkt. Bei der zweiten Grenzfläche gilt entsprechend $(\Theta_4 - \Theta_3)$. Somit ist die gesamte Ablenkung

$$\delta = (\Theta_1 - \Theta_2) + (\Theta_3 - \Theta_4). \quad (3.1-1)$$

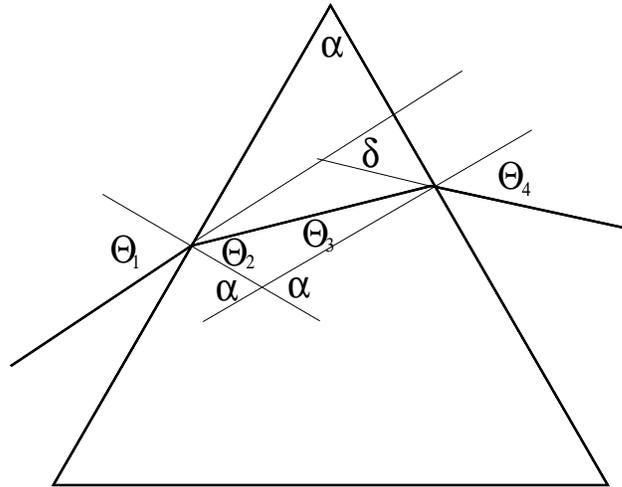


Abbildung 3.1 Ablenkung an einem Dispersionsprisma

Der Scheitelwinkel α läßt sich schreiben als

$$\alpha = \Theta_2 + \Theta_3. \quad (3.1-2)$$

Jetzt kann man Θ_2 und Θ_3 in Gleichung 3.1-1 ersetzen. Θ_1 ist ebenfalls bekannt, da der Winkel des einfallenden Strahls vorgegeben ist. Der einzige nun noch unbekannte Winkel ist Θ_4 . Für δ gilt

$$\delta = \Theta_1 + \theta_4 - \alpha. \quad (3.1-3)$$

Durch das Snelliussche Brechungsgesetz ist Θ_4 unter Verwendung von Gleichung 3.1-2 gegeben durch

$$\Theta_4 = \sin^{-1}(n \cdot \sin(\alpha - \Theta_2)). \quad (3.1-4)$$

Nun löst man den Sinus in Gleichung 3.1-4 mit Hilfe Trigometrischen-Umformungen¹ auf und erhält

$$\Theta_4 = \sin^{-1}[n \cdot (\sin(\alpha) \cdot (1 - \sin^2 \Theta_2)^{1/2} - \cos(\alpha) \cdot \sin(\Theta_2))]. \quad (3.1-5)$$

¹ $\sin(\alpha - \beta) = \sin(\alpha) \cdot \cos(\beta) - \cos(\alpha) \cdot \sin(\beta)$ und $\cos(\alpha) = (1 - \sin^2(\alpha))^{1/2}$

Multipliziert man nun noch den Brechungsindex n in die Klammer, so erhält man folgende Form

$$\theta_4 = \sin^{-1}[\sin(\alpha)(n^2 - n^2 \sin^2 \Theta_2)^{1/2} - \cos(\alpha)n \sin(\Theta_2)] \quad (3.1-6)$$

Die Ausdrücke $n \cdot \sin(\Theta_2)$ können nun auch nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz ersetzt werden

$$\Theta_4 = \sin^{-1}[\sin(\alpha) \cdot (n^2 - \sin^2 \Theta_1)^{1/2} - \cos(\alpha) \cdot \sin(\Theta_1)]. \quad (3.1-7)$$

Somit ergibt sich für die gesamte Ablenkung durch Einsetzen in Gleichung 3.1-3

$$\delta = \Theta_1 + \sin^{-1}[\sin(\alpha) \cdot (n^2 - \sin^2 \Theta_1)^{1/2} - \cos(\alpha) \cdot \sin(\Theta_1)] - \alpha. \quad (3.1-8)$$

Um nun das Verhalten dieser Funktion besser beurteilen zu können ist eine graphische Darstellung wie in Abbildung 3.2 sinnvoll. Für α und n wurden 60° und ein Brechungsindex von 1.63 genommen (60° Flintglas(FS2) Prisma bei 800 nm).

Wie man erkennen kann, hat die Ablenkung ein Minimum bei einem Einfallswinkel von 54° mit einer Ablenkung von 49° . Die Kurve beginnt erst bei ca. 39° , da unterhalb dieses Winkels interne Totalreflexion an der zweiten Grenzfläche auftritt, und es somit keinen austretenden Strahl aus dieser Oberfläche gibt. Die minimale Ablenkung findet im Falle des symmetrischen Strahlendurchgangs durch das Prisma statt, wobei gilt $\Theta_1 = \Theta_4$ und $\theta_2 = \theta_3 = \alpha/2$.

3.1.2 Verluste durch Reflexionen an den Grenzflächen des Prismas

Bei der Betrachtung der Verluste, die durch teilweise Reflexion beim Durchgang eines Lichtstrahls durch die Oberfläche zwischen zwei Medien stattfindet, stellt man fest, daß auch die Polarisierung eine Rolle spielt. Dabei verdient der Fall bei dem linear polarisiertes Licht, welches parallel zur Einfallsebene polarisiert ist, besondere Betrachtung. In diesem Fall gibt es einen Winkel, bei dem kein Licht reflektiert wird, den sogenannten Brewster Winkel. Für diesen Fall gilt nach ([16] Seite 315)

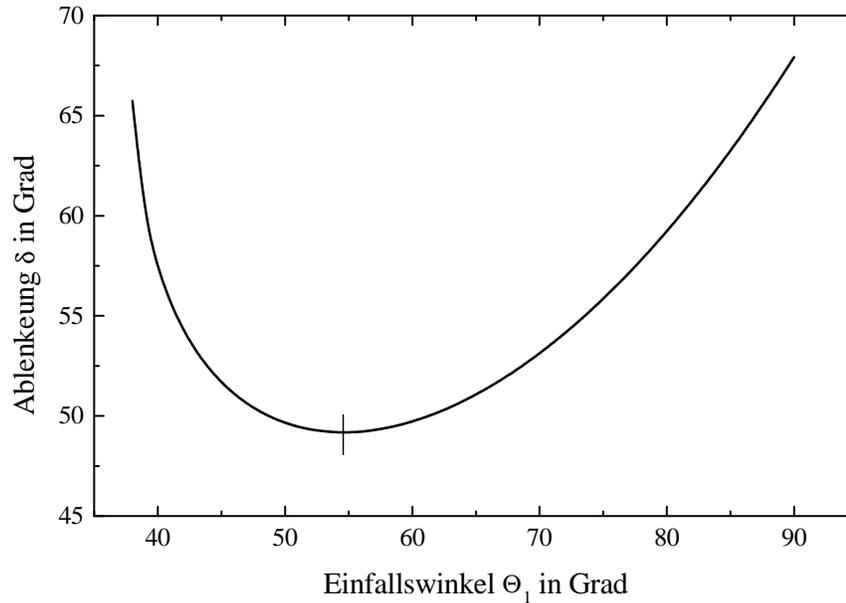


Abbildung 3.2 Ablenkung an einem Dispersionsprisma ($n=1.705$, $\alpha=60^\circ$, $\lambda=800$ nm)

$$\tan(\Theta_{Brewster}) = \frac{n_1}{n_2}. \quad (3.1-9)$$

Wählt man nun die Dimensionen des Prismas so, daß nur dieser Winkel bei der Ablenkung auftritt, hat man ein in bezug auf die Reflexionsverluste verlustfreies Prisma.

Für die Verluste beim Durchgang durch eine Oberfläche von Luft und einem optischen Medium mit dem Brechungsindex n für die parallel zur Einfallsebene orientierte Polarisation gilt folgende Beziehung ([16] Seite 112).

$$r(\Theta) = \frac{n^2 \cos(\Theta) - \sqrt{n^2 - \sin(\alpha)^2}}{n^2 \cos(\Theta) + \sqrt{n^2 - \sin(\alpha)^2}} \quad (3.1-10)$$

Wobei $r(\Theta)$ nur den Amplitudenkoeffizienten angibt. Um mit Intensitäten

rechnen zu können, muß man

$$R(\Theta) = r(\Theta)^2 \quad (3.1-11)$$

verwenden.

Da die Absorption bei dieser Betrachtung vernachlässigt wird, gilt immer $T = 1 - R$. Damit kann man nun den nicht reflektierten Anteil an der ersten Oberfläche mit $1 - R(\Theta_1)$ bestimmen. Aus Symmetriegründen kann man die Verluste an der zweiten Oberfläche mit $1 - R(\Theta_4)$ bestimmen. Die Formel für die Reflexion ist der der Transmission vorzuziehen, weil man beim Übergang von Amplituden zu Intensitäten nur quadrieren muß, da man im selben Medium bleibt. Bei der Transmission muß man den Medienwechsel noch berücksichtigen. Somit ergeben sich für die Verluste bei den zwei Durchgängen, dem Hin- und Rückweg, im Resonator folgende Verluste

$$V = 1 - [1 - R \cdot (\Theta_1)]^2 \cdot [1 - R \cdot (\Theta_4)]^2. \quad (3.1-12)$$

Θ_4 läßt sich nach Gleichung 3.1-7 durch Θ_1 ersetzen. Dabei kommen als Parameter der Brechungsindex n sowie der Scheitelwinkel α des Prismas hinzu. Damit kann man jetzt die Verluste, die beim doppelten Durchgang durch ein Prisma mit Brechungsindex n und Scheitelwinkel α für einen Strahl mit einem Einfallswinkel Θ_1 entstehen, wie folgt unter Verwendung von Gleichung 3.1-10 darstellen

$$V(\alpha, \Theta_1, n) = 1 - [1 - R(\sin^{-1}(\sin(\alpha) \cdot (n^2 - \sin(\Theta)^2)^{1/2} - \cos(\alpha) \cdot \sin(\theta)))^2 \cdot (1 - R(\Theta))^2. \quad (3.1-13)$$

3.1.3 Bewertung verschiedener Prismen

Mit der in dem letzten Abschnitt vorgestellten Gleichung 3.1-13 kann man jetzt verschiedene Prismen in bezug auf ihre Reflexionsverluste bewerten. Dabei wurde die Untersuchung auf Prismen mit einem Scheitelwinkel von 60°

beschränkt. In Abbildung 3.3 sind die Verluste für verschiedene Prismen mit $\alpha = 60^\circ$ und Brechungsindices von $n = 1.5..1.82$ in Schritten von 0.02 dargestellt. Dabei ist das in Kapitel 5 verwendete Prisma aus FS2 bei 800 nm stärker eingezeichnet.

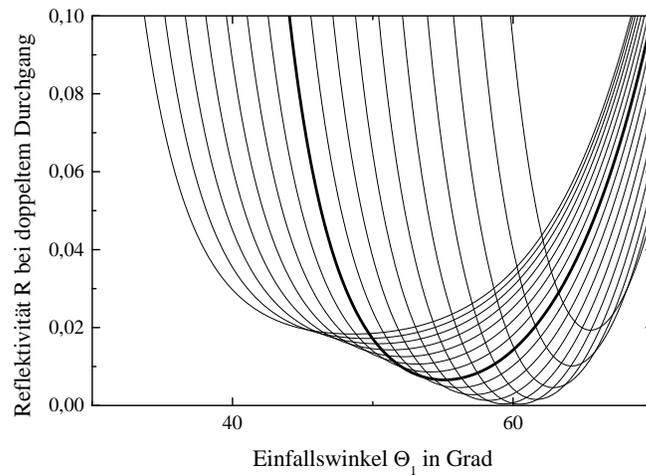


Abbildung 3.3 Verluste bei verschiedenen Einfallswinkeln verschiedener Dispersionsprisma mit einem Scheitelwinkel von $\alpha = 60^\circ$ und $n = 1.5..1.82$

Um die minimalen Verluste genauer zu bewerten werden jetzt die Minima der einzelnen Kurven aus Abbildung 3.3 in nachfolgender Abbildung 3.4 logarithmisch aufgetragen.

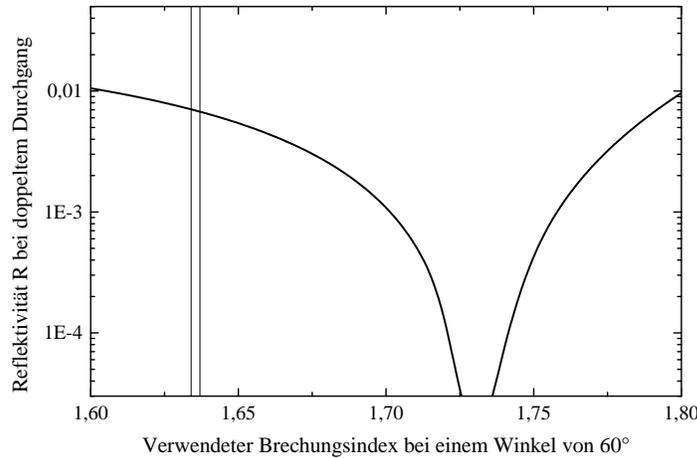


Abbildung 3.4 Minimalverluste bei $\alpha = 60^\circ$

Die verschiedenen Brechungsindices kann man nicht nur verschiedenen Glasarten zuordnen, sondern auch bei Verwendung eines Prismas kommt es zu Brechungsindexvariationen (Dispersion). Die zwei senkrechten Linien markieren den Bereich der Brechungsindices, der dem Wellenlängenbereich von 750 nm bis 800 nm des im Experiment verwendeten Prismas, aus FS2, entspricht. Man erhält so einen Wert von $V = 0,007$.

Dieser Wert bedeutet, daß wenn ein Laserresonator mit einem Auskoppungsspiegel von $R_{aus} = 0,98$ verwendet wird und der Laser eine Ausgangsleistung von $L = 400$ mW hat, man mit

$$\frac{V_{min}(1,63) \cdot L}{4 \cdot (1 - R_{aus})} = 32 \text{ mW} \quad (3.1-14)$$

Verluste pro Reflex zu rechnen hat. Dieser Wert ist vergleichbar mit den im Experiment gemessenen Werten.

3.2 Dielektrische-Spiegel als Resonatorspiegel

Im Resonator finden Dielektrische Spiegel Anwendung, da eine hohe Reflektivität über 100 nm bei großer Leistungsdichte ohne Absorption gefordert wird.

Diese Eigenschaften erfüllen nur dielektrische Spiegel. Dielektrische Spiegel bestehen aus einem Glassubstrat, auf dem dünne Schichten verschiedener Dielektrika wie zum Beispiel Titanoxid, Zinksulfid und Magnesiumfluorid aufgetragen werden.

Die dabei verwendeten Schichtdicken liegen im Bereich von $\lambda/2$ der zu verwendeten Wellenlängen, so daß die an jeder Grenzschicht stattfindende Teilreflexion nach der Fresnelgleichung 3.1-10, nach Berücksichtigung der Vielfachreflexionen konstruktiv interferieren, während sich die durch die Schichtstruktur transmitierten Teilstrahlen aufheben.

Eine solche Schichtstruktur stellt dann einen hochreflektierenden nicht absorbierenden Spiegel dar. Da die Reflexion nur auf Interferenz beruht und die Absorption der Dielektrika in diesen dünnen Schichten vernachlässigbar ist, hängt die Reflektivität R nur von der Schichtstruktur und der verwendeten Dielektrika ab. Da es keine Absorption gibt, gilt $R + T = 1$.

Kapitel 4

Funktionsweisen der verwendeten Meßinstrumente

In diesem Kapitel werden die Grundlagen und Funktionsweisen der zum Aufbau und zur Charakterisierung des Lasers nötigen Hilfs- und Meßgeräte erläutert. Im besonderen wird auf die für die Experimente kritischen Aspekte und Eigenschaften dieser Geräte eingegangen.

4.1 Computergesteuertes Spektrometer

Im Unterschied zu einem Monochromator, soll anstelle des mechanischen seriellen Durchfahrens der Wellenlängen ein paralleles Auslesen eines möglichst großen Bereiches mit einer hohen Auflösung möglich sein. Dies ist notwendig, da sich bei der Justierung des Laser herausstellte, daß das Zeitverhalten im Sekundenbereich und schneller bei einer Bandbreite von bis zu 30 nm gleichzeitig darzustellen ist. Mit einem langsam laufenden Monochromator wären viele Probleme und Effekte wahrscheinlich nicht oder nur mit großer Mühe beobachtet und erklärt worden.

Zu Beginn der Arbeit stand kein fertig aufgebautes mit einem Computer auswertbares Spektrometer zur Verfügung, so daß es notwendig war, ein solches möglichst aus dem am Institut zur Verfügung stehenden Mitteln aufzubauen.

4.1.1 Prismenmonochromator

Als naheliegendes Grundgerät für das Spektrometer bot sich an, einen alten Monochromator der Firma Zeiss (Typ: M4QIII) zu benutzen. Der Monochromator war mit einer CCD-Zeilenkamera zu einem Spektrometer umgerüstet worden.

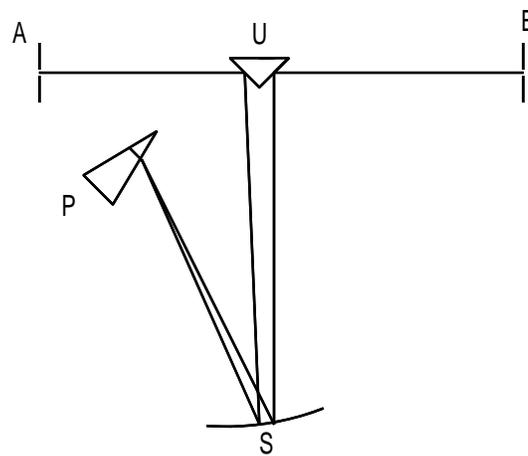


Abbildung 4.1 Schematischer Strahlengang innerhalb des Zeiss-Monochromators

In Abbildung 4.1 ist der Strahlengang schematisch dargestellt. Als dispersives Element wird hierbei ein rechtwinkliges Prisma P nach Abbe verwendet, dessen Rückseite verspiegelt ist ([9] Seite 68). Dabei findet eine 1:1 Abbildung des Eintrittsspalt E auf den Ausgangspalt A statt.

Die Auflösung dieses Spektrometers wurde experimentiell mit einer Na-Dampflampe bestimmt. Bei optimaler Justierung war die Auflösung gerade groß genug, um die beiden D_1 und D_2 Na-Linien bei 589 nm, welche einen Abstand von 0.67 nm haben, als breites Intensitätsmaximum mit einem kleinen Minimum in der Mitte aufzulösen. Dies war nur möglich, wenn die CCD-Zeile optimal für diese Wellenlänge justiert war. Die tatsächlich

nutzbare Auflösung liegt also im gelben Spektralbereich schlechter als 0.67 nm. Als positiv an diesem System ist allerdings zu sehen, daß ein sehr großer Wellenlängenbereich untersucht werden kann. Trotzdem können von der CCD-Zeile bedingt durch Abschattungen innerhalb des Monochromators nur 2/3 der Zeile benutzt werden.

Diese gemessene Auflösung deckt sich auch mit der in der Betriebsanleitung des Monochromators angegebenen Auflösung, welche in Abbildung 4.2 dargestellt ist ([17] Seite 13).

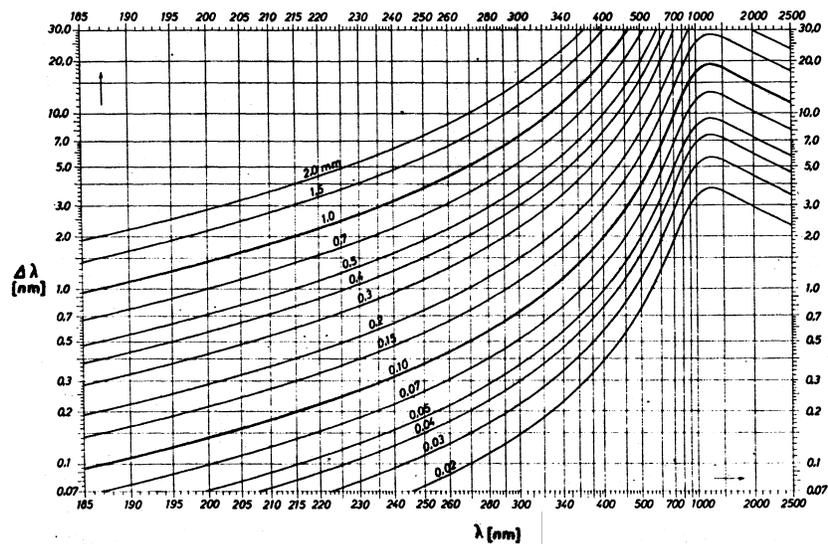


Abbildung 4.2 Auflösung des Zeiss Monochromators aus der Betriebsanleitung abhängig von Spaltbreite und Wellenlänge ([17] Seite 13)

Dort wird bei einem Spalt von $10 \mu\text{m}$ bis $20 \mu\text{m}$ eine ähnliche Auflösung angegeben. Bei dem untersuchten Monochromator wurde aber eine Einmoden-Glasfaser, anstatt des Eingangsspalt zur Einkopplung in den Monochromator benutzt. Dies entspricht allerdings einem viel schmäleren Spalt von ca. $5 \mu\text{m}$. Dies erhöht die Auflösung aber nicht entsprechend, denn bei einem Spalt von $10 \mu\text{m}$ bis $20 \mu\text{m}$ im zu untersuchten Wellenlängenbereich im Nahinfraroten wird das Pisma schon voll durch die Beugung am Spalt ausgeleuchtet (aus Be-

triebsanleitung des Monochromators [17] Seite 30). Eine weitere Verringerung des Spaltes führt zu keiner nennenswerten Steigerung der Auflösung, sondern nur dazu, daß die nutzbare Intensität abnimmt.

Die Auflösung des Monochromators wird durch die Brechungsindexänderung in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Prismas und durch seine Kantenlänge bestimmt. Dabei ergibt sich nach der Abbildung 4.2, daß im Nahinfraroten diese Änderung oder Dispersion besonders klein ist, dadurch ergibt sich für den Zeiss Monochromator in dem für die Messung wichtigsten Bereich um 800 nm nur eine Auflösung von 2-3 nm. Diese Auflösung ist aber für die Untersuchung des Ti:Saphir Lasers noch um Größenordnungen zu niedrig. Dies war der Hauptgrund, warum diese Richtung nicht mehr weiterverfolgt wurde.

4.1.2 Gitterspektrometer

Als Alternative zu dem Prismenmonochromator bot sich an, einen Gittermonochromator umzubauen. Schon nach den ersten Versuchen mit einer Na-Dampflampe zeigte sich, daß dies das Gerät der Wahl ist, um das Spektrometer aufzubauen.

Bei diesem Monochromator ist eine Option vorhanden, eine Kamera oder eine CCD-Zeile anzuschließen, ohne größere Umbauten durchzuführen. Es reichte, einen zusätzlichen Umlenkspiegel mit einem Halter an schon vorhandenen Löchern zu befestigen. Der Strahlengang des nun zu einem Spektrometer umgebauten Monochromators sind in der folgenden Abbildung 4.3 dargestellt.

Das Spektrometer besteht aus dem verstellbaren Eintrittsspalt E_{ein} , den Fokussierspiegeln S_1 und S_2 mit $f=0.73$ cm, einem drehbaren Gitter G mit 1250 Linien/mm und einer Breite von 11 cm und dem Detektor. Als Detektor wurde eine 2048 Elemente breite CCD-Zeile mit einer Breite der einzelnen Elemente von ca. $15 \mu\text{m}$ benutzt. Diese CCD-Zeile ermöglicht das gleichzeitige Messen eines 28.4 nm großen Fensters mit einer nominalen Auflösung von 0.014 nm pro Element.

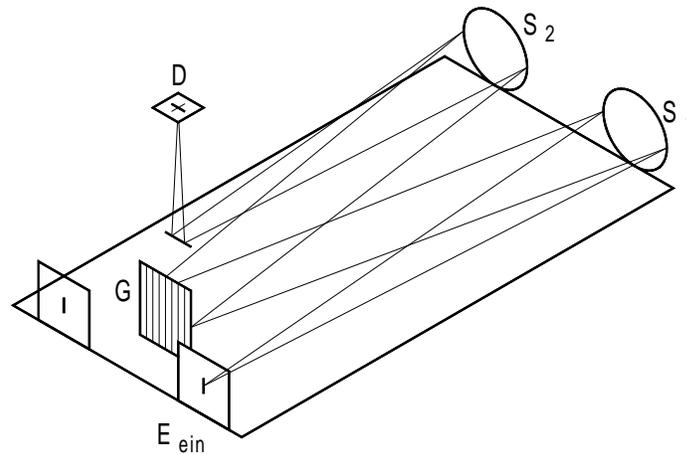


Abbildung 4.3 Aufbau des Gittermonochromators im optionalen Spektrometer-Strahlengang

Die Abstände innerhalb des Spektrometers sind so gewählt, daß der Spalt im Brennpunkt der Hohlspiegel steht, so daß er 1:1 auf dem Detektor abgebildet wird, wobei das Gitter mit parallelem Licht benutzt wird. Die Größe des Gitters in Verbindung mit der Brennweite der Hohlspiegel legt die mögliche Auflösung fest.

Dies führt wie beim Prismenmonochromator zu einer minimalen sinnvollen Spaltbreite. Bei dieser Spaltbreite wird das Gitter vollständig ausgeleuchtet. Durch die 1:1 Abbildung ist damit zu rechnen, daß, monochromatisches Licht vorausgesetzt, die geometrische Breite einer Linie in der Detektorebene nicht kleiner als die Breite des kleinsten sinnvollen Eingangsspalt es ist.

Die Entfernung zwischen dem Eintrittsspalt E_{ein} und dem Spiegel S_1 ist $l = 73$ cm. Die Breite der Spiegel ist $b = 10$ cm. Für das erste Minimum bei der Beugung an einem Spalt gilt,

$$\sin(\alpha) = \frac{\lambda}{d} \quad (4.1-1)$$

Der halbe Öffnungswinkel des Spiegels ist mit

$$\tan(\alpha) = \frac{b/2}{l} \quad (4.1-2)$$

gegeben. Durch Gleichsetzen und Auflösen nach d erhält man.

$$d = \frac{\lambda \cdot \sqrt{l^2 + (b/2)^2}}{(b/2)} = 11 \mu\text{m} \quad (4.1-3)$$

Zusätzliche Fehler, die diese Breite vergrößern, handelt man sich noch mit einer nicht fehlerfreien Abbildung des Hohlspiegels, dem planaren Spalt und dem Detektor sowie einem nicht fehlerfreien Gitter ein und führen zu einer minimalen beobachteten Linienbreite von 2.5 CCD-Elementen oder $37 \mu\text{m}$.

4.1.3 CCD-Sensoren

Bei dem verwendeten CCD-Sensor handelt es sich um viele stromgekoppelte integrierende Einzelsensoren. Diese können nun mit dem Prinzip einer Eimerkette sequenziell ausgelesen werden. Dieses Auslesen geschieht sehr schnell, so daß man von einem parallelen Auslesen in bezug auf die Integrationszeit reden kann.

Die verwendete CCD-Zeile war aus 2048 Elementen mit einem Abstand von ca. $15 \mu\text{m}$ aufgebaut. Die Empfindlichkeit der CCD ist, da man die Integrationszeit von 10 ms bis 500 ms frei wählen kann, in einem weiten Maße einstellbar. Die analogen Daten werden auf 12 Bit genau digitalisiert, was einem Quantisierungsrauschen bei einem Signalpegel von $2/3$ des Maximalwertes von $1/2730$ oder 0.03% liegt.

Bei der Benutzung der CCD-Zeile muß allerdings berücksichtigt werden, daß eine analoge Frequenzkurve in zwei Richtungen digitalisiert oder quantisiert wird. Einmal in Richtung der Amplitude und einmal in Richtung der Frequenz. Dieser Übergang kann zu Problemen führen, wenn man in Bereiche dieser Quantisierungsbereiche kommt, da sie dort zu Artefakten oder ungenauen Messungen führen kann.

4.1.4 Computersteuerung des Gitterspektrometers

Das mit der CCD-Zeile gelieferte Pascal-Programm erlaubte nur rudimentäre Messungen. Deshalb wurde die PASCAL-library nach C exportiert und ein entsprechendes Auslese- und Darstellungsprogramm realisiert. Dabei wurden die spektralen Eigenschaften des Spektrometers berücksichtigt, so daß die Ausgabe direkt in Wellenlängen erfolgte. Ein Verstellen des 28.4 nm Fensters ist auch leicht möglich. Um die zeitkritische Programmierung der CCD und eine schnelle und flimmerfreie Darstellung der Meßergebnisse zu bekommen, ist das Programm auf DOS optimiert. Eine Verwendung des Programms unter WIN95 ist allerdings mit kleinen Einschränkungen möglich.

4.2 Spektrumanalysatoren

Ein weiteres verwendetes Meßgerät ist ein Spektrumanalysator, das elektronische Gegenstück eines optischen Monochromators oder Spektrometers.

Spektrumanalysatoren können sowohl bei der Untersuchung des Rauschens, als auch zur spektroskopischen Untersuchung des Lasers in Bereichen, die mit einem optischen Spektrometer nicht mehr erreicht werden können, benutzt werden.

4.2.1 Analoger Spektrumanalysator

Als Spektrumanalysator kam einmal ein analoger Spektrumanalysator von Tektronic zur Verwendung, welcher eigentlich für den Radio und TV Bereich konzipiert ist. Deshalb lieferte er erst ab ca. 10-50 kHz systembedingt brauchbare Messergebnisse. Dafür kann er von diesem Frequenzband an Signale bis 1.8 GHz ohne Bereichsumschaltung direkt messen. Ein Problem bei der Verwendung dieses Spektrumanalysators ergibt sich zwangsläufig aus dem Funktionsprinzip. Er arbeitet nämlich wie ein optischer Monochromator, denn die Frequenzen werden nacheinander durchgeföhren, anstatt alle Frequenzen gleichzeitig zu messen, wie bei dem optischen Spektrometer in Abschnitt 4.1.2.

Für stabile Signale, wie beim Rundfunk oder beim Fernsehen, stellt dieses keine große Einschränkung dar. Hat man allerdings nur zeitlich sporadische Signale bei festen Frequenzen, so können diese leicht vom Gerät übersehen werden. Als Lösung bietet sich ein Modus an, in dem nur die jeweils größten Signale aus mehreren Messungen dargestellt werden. Dabei verliert man allerdings die Zeitinformation völlig und kann nur noch Aussagen über die Frequenz der Signale erhalten.

Sehr vereinfacht funktioniert dieser Spektrumanalysator, indem er ein schmalbandiges Filter (Schwingkreis) über den zu untersuchenden Bereich hinweg durchstimmt. Die durchgelassene Leistung wird dann in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Dabei gilt, daß je schmalbandiger man messen will, umso höher muß die Güte der Filter sein. Dies bedeutet aber, daß ihr Zeitverhalten schlechter wird. Deshalb gilt, je besser die Auflösung sein soll, desto langsamer muß das Durchfahren erfolgen.

Die Tatsache, daß das Durchstimmen ohne Bereichsumschaltung von DC bis über 1 GHz erfolgt, bedeutet, daß die einzelnen Filter oder Schwingkreise, wie auch die entsprechenden Verstärker, diese spektrale Bandbreiten haben müssen. Dies macht den tatsächlichen Aufbau des Gerätes sehr kompliziert und teuer.

4.2.2 Digitaler Spektrumanalysator

Als Alternative im niederfrequenten Bereich konnte auch ein digitaler Spektrumanalysator verwendet werden. Im Gegensatz zu dem analogen Spektrumanalysator analysiert dieser die Daten erst, nachdem er sie in einen digitalen Speicher aufgenommen hat. Die Analyse erfolgt mit Hilfe einer schnellen Fourier-Transformation. Diese Analyse ist zwar ein paralleles Verfahren, wie beim Spektrometer mit der CCD Zeile, trotzdem wird die Zeitinformation über das gesamte aufgenommene Fenster verwischt. Die Länge des Aufnahme Fensters vergrößert sich, wenn man eine höhere Auflösung benötigt.

Der einzige Vorteil dieses Spektrumanalysators ist, daß es systembedingt kein Problem mit sehr kleinen Frequenzen bis hinab zu DC gibt, dafür ist die Bandbreite mit maximal 125 kHz sehr beschränkt.

4.3 Photodioden als optische Detektoren

Als optische Detektoren für die Verwendung mit dem Spektrumanalysator oder auch mit einem Oszilloskop für zeitaufgelöste Messungen des Pumpstrahls, wie auch der erzeugten IR-Strahlen, bieten sich Silizium-Photodioden an. Sie haben für den entsprechenden spektralen Bereich eine ausreichend gute Empfindlichkeit und Bandbreite. Die spektrale Empfindlichkeit ist in der folgenden Abbildung 4.4 im Vergleich mit der Empfindlichkeit des menschlichen Auges und der von Germanium Dioden dargestellt.

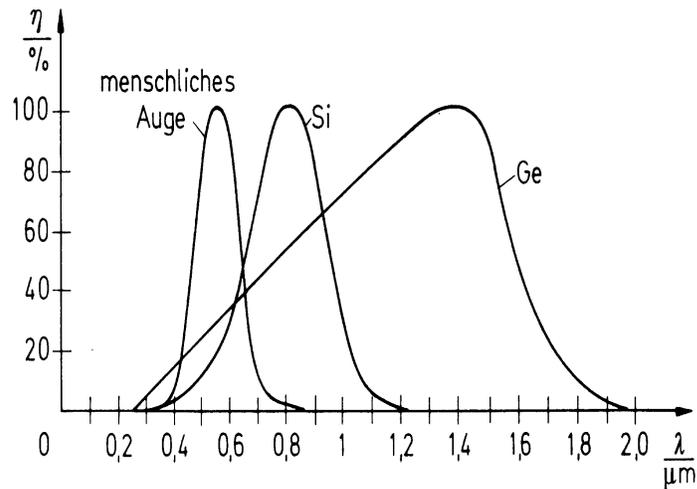


Abbildung 4.4 Spektrale Empfindlichkeit Silizium-, Germaniumdioden mit menschlichem Auge aus [18] Seite 107

Als Bandbreitenbegrenzung spielt, wie bei einer normalen Diode, auch die sich bildende Kapazität am Halbleiterübergang, sowie die Fläche der Diode eine entscheidende Rolle. Diese differentielle Kapazität kann man mit

$$C_T = \frac{dq}{du} = \epsilon \cdot \frac{A}{x_p + x_n} \quad (4.3-1)$$

beschreiben ([19] Seite 472). Wobei A die aktive Fläche der Diode und x_p, x_n jeweils die Größe der Ladungszone in der p- oder der n-dotierten Schicht ist. Die Größe von x_p und x_n hängt von der Sperrspannung ab. Sie vergrößert sich

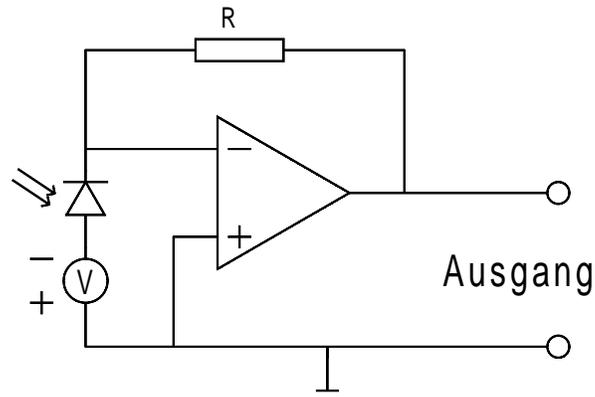


Abbildung 4.5 Einfache Strom-Spannungs-Verstärkerschaltung

bei steigender Spannung und die Kapazität nimmt dadurch ab. Die Größe der aktiven Fläche A hängt von den geometrischen Dimensionen der Diode ab.

Aus Gleichung 4.3-1 ergeben sich zwei Forderungen an eine schnelle Photodiode. Einmal soll die aktive Querschnittsfläche A klein sein und andererseits sollte die Diode bei einer möglichst hohen Sperrspannung betrieben werden.

4.3.1 Verstärkerbetrieb der Photodiode

Bedingt durch die geforderte kleine Fläche ist der zulässige maximale Strom begrenzt. Im Regelfall sollte er unter 1 mA bleiben. Was bei einem in der HF-Technik üblichen Eingangswiderstand von 50 Ohm nur zu einer maximalen Spannungsamplitude von 50 mV führt. Aus diesem Grund verwendet man häufig Strom-Spannungswandler als Verstärker. In Abbildung 4.5 ist ein einfacher Strom-Spannungswandler dargestellt. Ist man auf hohe Bandbreite aus, so spielt die Bandbreite des Operationsverstärkers, wie auch eine möglichst kleine Kapazität in der Rückkopplung eine Rolle. Eine solche Kapazität würde integrierende Eigenschaften haben und das Signal dämpfen. Die Bandbreite ist bei Verstärkern stark abhängig von der verwendeten Verstärkung.

Im niederfrequenten Bereich konnten einfache Photodioden mit schon integriertem Verstärker erfolgreich eingesetzt werden. Für die höherfrequenten Messungen von DC bis 10Mhz wurden kommerzielle Detektoren von Thorlabs mit eingebautem Verstärker verwendet.

Zusätzlich zu den Thorlabs Detektoren konnte für höchstfrequente Messungen eine nicht näher spezifizierte Photodiode ohne Vorverstärker, mit einer Sperrspannung von 160 V im Gegensatz zu 18 V bei normalen Photodioden verwendet werden. Mit dieser Photodiode konnten Frequenzen bis zur 1.8 GHz gemessen werden.

4.4 Leistungsmeßgerät

Für Leistungsmessungen beim Aufbau oder bei der Charakterisierung des Lasers fanden zwei kommerzielle Laser-Leistungs-Meßgeräte zum Teil mit verschiedenen Meßköpfen Verwendung. Dabei kann man prinzipiell zwei Meßmethoden unterscheiden. Einmal eine Meßmethode, die auf einer thermischen Erwärmung eines Probenkörpers beruht und einmal die Verwendung einer kalibrierten Photodiode.

Bei der thermischen Detektion wird die Erwärmung eines Metall-Metall Überganges mit Hilfe, der durch diese Erwärmung produzierten Thermospannung ([20] Seite 344) gemessen. Diese Meßmethode hat den Vorteil, daß sie weitgehend unabhängig von der verwendeten Wellenlänge ist, vorausgesetzt, daß die Oberfläche des Metall-Metall-Übergangs eine gleichbleibende Absorption über den verwendeten Wellenlängenbereich hat. Weiterhin ist es mit diesem Verfahren möglich, auch relativ hohe Leistungen zu messen. Die durch die thermischen Eigenschaften festgelegten großen Zeitkonstanten der Erwärmung oder Abkühlung des Probenkörpers bestimmen die zeitliche Bandbreite dieser Meßmethode.

Eine Alternative, vor allem bei kleinen und sich schnell verändernden Laserleistungen, stellen Detektoren auf Basis von Photodioden dar. Der Aufbau entspricht den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Photodioden, nur daß das Ausgangs-

signal auf die Leistung kalibriert ist. Nachteil dieser Detektoren ist einmal ihre im allgemeinen kleine aktive Fläche und auch die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Detektoren. Bei der Verwendung von Lasersystemen, bei denen nur eine um einen schmalen Wellenlängenbereich zentrierte Laserstrahlung auftritt, ist diese Wellenlängenabhängigkeit jedoch vernachlässigbar.

Kapitel 5

Aufbau und Entwicklung des Linearresonators

In diesem Abschnitt wird die Entwicklung und Charakterisierung eines Zweifarben Dauerstrich Ti:Saphir Lasers beschrieben, bei dem beide Farben unabhängig voneinander abstimmbare sind. Als Zielsetzung soll eine möglichst große Leistung bei kleinstmöglicher Bandbreite erreicht werden.

5.1 Entwicklung und Aufbau der Pumpgeometrie

Zum optischen Pumpen des Ti:Saphir Lasers stand ein Argon-Ionen Laser mit bis zu 7 W Ausgangsleistung zur Verfügung. Die von diesem Laser emittierte Strahlung muß nun zum Pumpen des Ti:Saphir Lasers benutzt werden.

Dabei gibt es zwei Forderungen, welche erfüllt werden müssen. Einmal muß die Strahlhöhe von 18 cm des Argon-Pump-Lasers auf 10 cm Strahlhöhe über der Grundplatte herabgesetzt werden. Diese Reduzierung der Strahlhöhe dient zur mechanischen Stabilisierung des Lasers. Für diese Höhenänderung dient eine Lichttreppe (eng. Beam-Elevator). In Abbildung 5.1 ist eine solche Lichttreppe dargestellt. Sie besteht aus zwei dielektrischen Planspiegeln. Diese Lichttreppe erfüllt auch die zweite Forderung, daß die Polarisation des Argon-Pump-Lasers von vertikaler Polarisation zu horizontaler Polarisation gegenüber der Grundplatte gedreht wird. Diese Drehung erfolgt unabhängig von der Wellenlänge. Nachdem nun Höhe und Polarisation entsprechend angepaßt sind, ist es nur noch notwendig den Strahl in eine für den Laser geeignete Richtung umzulenken. Um gleichzeitig noch eine Feinjustierung an der Strahlhöhe vornehmen zu können, wurde der Strahl noch über zwei Spiegel abgelenkt. Dadurch ist die Richtung und Position des Strahls frei einstellbar. Weiterhin besteht auch noch die Option, eine andere Pumpgeometrie einzubauen,

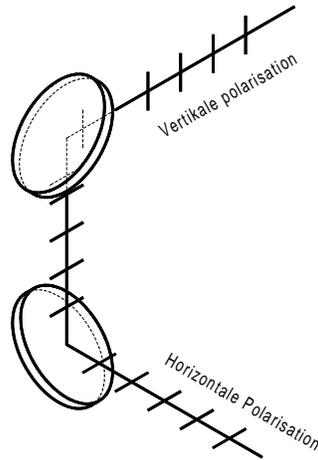


Abbildung 5.1 Polarisations- und Richtungsänderung einer Lichttreppe

die das Pumpen des Ti:Saphirs mit zwei anstatt einem Pumpstrahl, wie es in Abschnitt 5.3.2 realisiert wurde, erlaubt.

Im Pumpstrahl finden bedingt durch die hohe Leistung aus den in Abschnitt 3.2 genannten Gründen dielektrische Spiegel Verwendung.

Die folgende Pumpgeometrie, welche in Abbildung 5.2 dargestellt ist, hat sich als die Geometrie mit den wenigsten Verlusten mit den zur Verfügung stehenden Spiegeln ergeben. Nachdem der Argon-Laserstrahl die Lichttreppe mit Spiegel A und B passiert hat, bei dem eine Ablenkung von 90° festgelegt ist, wird der Strahl von einem schmalbandigen 533nm Spiegel² C so abgelenkt, daß am wenigsten Verluste stattfinden. Hierfür ergibt sich eine Ablenkung von ca. 120° . Jetzt wird er von einem auf den Argon Laser abgestimmten Spiegel D ca. 90° so abgelenkt, daß er unter ca. 30° in bezug auf die Längsachse der Grundplatte läuft.

Betrachtet man nun die aufgetretenen Verluste, die in Abbildung 5.3 dar-

²Ein besser optimierter Spiegel war nicht vorhanden

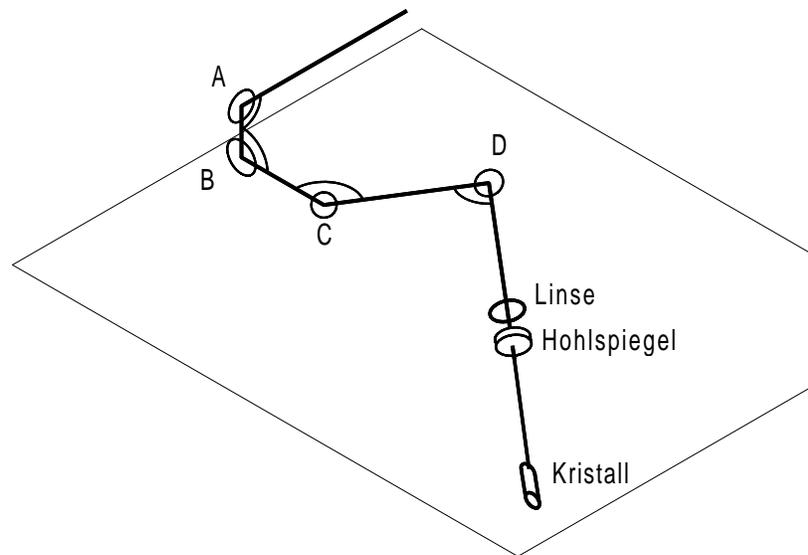


Abbildung 5.2 optimierte Pumpgeometrie in 3d

gestellt sind, so sieht man, daß die größten Verluste im ersten Lichttreppen-Spiegel *A* mit 3,6% und beim Spiegel *C* mit 4,8% entstehen. Die starken Verluste in der Lichttreppe sind darauf zurückzuführen, daß die Spiegel nur für die Hauptlinien des Argon optimiert sind und die schwachen Nebenlinien schwächer reflektiert werden. Beim Spiegel *C* ist das Problem, daß er nur für eine Wellenlänge von 533 nm optimiert ist. Verwendet man ihn dagegen mit einem Argonlaser im Mehrfarbenbetrieb, so kommt es zu Verlusten, die stark winkelabhängig sind.

Daß die Polarisation keinen Einfluß auf die Reflektivität der optimierten Argon-Spiegel *A*, *B* und *D* hat, sieht man an den gleichstarken Verlusten bei den Spiegeln *B* und *D* mit jeweils 0,18% welche mit orthogonaler Polarisation benutzt werden.

Der Ti:Saphir Laser wird bei Verwendung eines Lasers als Pumpquelle longitudinal kolinear gepumpt, um eine hohe Strahlungsdichte zu erhalten. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Resonatoren befindet sich der Kristall zwischen zwei sphärischen Hohlspiegeln mit einem Krümmungsradius von 10 cm. Durch einen dieser Resonatorspiegel *E* erfolgt das Pumpen.

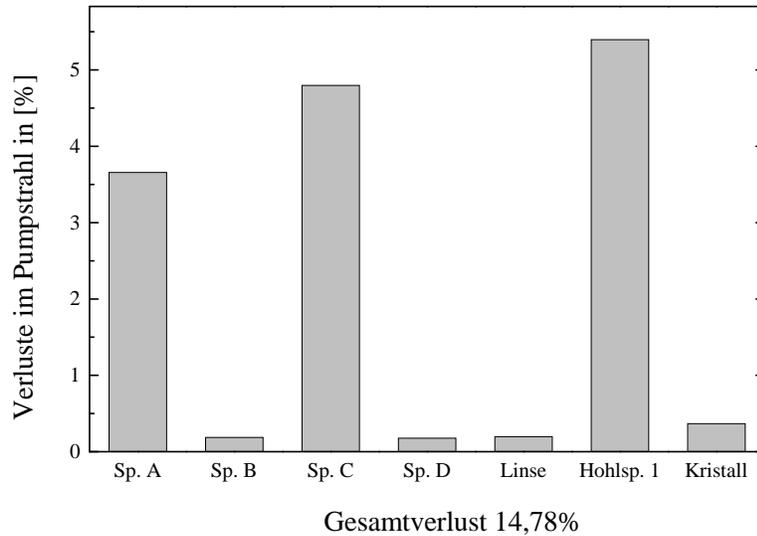


Abbildung 5.3 Verluste in der Pumpgeometrie

Zur Fokussierung des Pumpstrahls dient eine Linse mit einer Brennweite von 5 cm , welche im Abstand von ca. 2 cm von dem Hohlspiegel entfernt steht. Die Foki des Pump- wie auch des Resonatorstrahls sind an der selben Stelle, da der zwischenliegende Hohlspiegel E für den Pumpstrahl als Streulinse wirkt.

Durch Variationen der Brennweite dieser Linse kann eine Anpassung des Strahlquerschnittes des Pump-Strahls an den Resonator-Strahl erreicht werden. Bei einem Einstrahlbetrieb, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, ist diese Anpassung sinnvoll. Bei dem Zweistrahlbetrieb, wie in Abschnitt 5.4, hingegen muß eine weitere Anpassung durch die dort verwendete Resonatorgeometrie keinen Vorteil ergeben.

Beim Durchgang des Pumpstrahls durch die Linse und den Hohlspiegel treten folgende Verluste auf, die auch in Abbildung 5.3 dargestellt sind. Die Linse, welche antireflexbeschichtet ist, reflektiert $0,2\%$ zurück, während der im Experiment verwendete Hohlspiegel $5,4\%$ reflektiert. Diese hohe Reflexion ist dadurch zu erklären, daß der Hohlspiegel nicht nur transparent für die Argonstrahlung sein muß, sondern daß er in erster Linie hochreflektierend für die

infrarote Strahlung im Resonator sein muß. Dieser Reflexionsgrad ändert sich bei unterschiedlichen Herstellern bedingt durch ein anderes Schichtdesign.

Eine Möglichkeit die Pumpgeometrie zu verbessern besteht darin, den Spiegel C und den Resonator-Hohlspiegel E auszutauschen. Bei einem Spiegelsatz vom Melles-Griot beträgt diese Reflexion nur 3,1%. Damit könnten die Verluste auf 7,3% gesenkt werden. Dies würde nach den in Abschnitt 5.3 gemessenen Leistungskurven einen Gewinn von ca. 10 % an Ausgangsleistung bedeuten.

Im Rückblick hat sich gezeigt, daß es am praktischsten ist, den Pumpstrahl einmal auf einen parallelen Strahlengang von 10 cm Höhe einzustellen und dann den Ti:Saphir Laser auf diesen festen Pumpstrahl zu justieren, da eine spätere Justierung am Pumpstrahl sich als sehr kritisch herausgestellt hat und mit den verwendeten Positionierungselementen nicht reproduzierbar war.

5.2 Aufbau eines Einstrahlresonators in Z-Geometrie

Mit der in den letzten Abschnitten besprochenen Pumpgeometrie ergibt sich unter Verwendung eines End- und des Auskoppelspiegels der in Abbildung 5.4) dargestellte Resonator. Der Faltwinkel α , welcher zur Kompensation des Astigmatismus verwendet wird, ist von der Länge des verwendeten Kristalls abhängig. Bei dem im Experiment verwendeten Kristall von 15 mm beträgt dieser Winkel 26°. Eine genaue Besprechung dieser Kompensation wurde in Abschnitt 2.3 geführt. Als Auskopplungsspiegel aus dem Resonator wurde ein Spiegel mit einem Transmissionsgrad von 2% gewählt.

Auf eine weitergehende systematische Charakterisierung und Leistungsoptimierung dieses Resonators wurde verzichtet, weil zu diesem Zeitpunkt die endgültigen optischen Komponenten noch nicht in den Laser eingebaut waren³. Außerdem stand das in Abschnitt 4.1 besprochene Spektrometer noch nicht zur Verfügung. Deshalb wurde zunächst versucht, einen Zweistrahl-Betrieb als nächste Vorstufe für einen Zwei-Farben-Laser zu demonstrieren.

³Es wurde ein von der Universität Auckland/Neuseeland ausgeliehener Spiegelsatz verwendet.

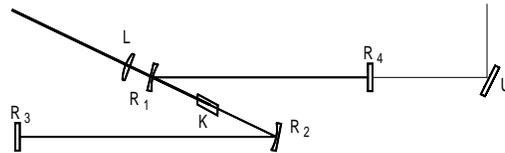


Abbildung 5.4 Aufbau des einfachen Z-Resonators

5.2.1 Die Z-Geometrie im Zweistrahlbetrieb

Um beim Aufbau des Zweistrahlbetriebes nicht den Resonator ohne Konzept zu justieren, wurde noch ein Zwischenschritt mit der Simulation eines Zweistrahlbetriebes eingeschoben.

Dazu kann man folgende Überlegungen anstellen, welche Eigenschaften der Resonator haben soll: Als optimale Umsetzung des Zweistrahlkonzeptes kann man ansehen, wenn der Auskopplungsspiegel R_4 , die beiden Hohlspiegel R_1 und R_2 und der Kristall K zweifach benutzt werden. Als einziges unterschiedliches Element soll ein zusätzlicher hochreflektierender Spiegel benutzt werden. Durch die doppelte Benutzung des Auskopplungsspiegels R_4 müssen die beiden Strahlen dort parallel verlaufen. Am anderen Ende des Resonators bei den flachen Endspiegeln R_3 darf dies nicht mehr gelten, weil sonst die beiden Strahlen nicht mehr zu unterscheiden sind. Die Idee ist nun, daß beide Strahlen dort unter einem leichten Winkel in diesem Teil des Resonators verlaufen. Dann können sie von zwei leicht zueinander verkippten Spiegeln in sich selber zurückreflektiert werden. Um diese Idee mit dem in Abschnitt 5.2 aufgebauten Resonator zu untersuchen, wurde versucht, den Resonator so einzujustieren, daß es durch Verkippen des Enspiegels R_3 möglich ist, den Resonator-Strahl seitlich über den Auskopplungsspiegel R_1 zu verschieben. Dieses Verhalten des Resonators

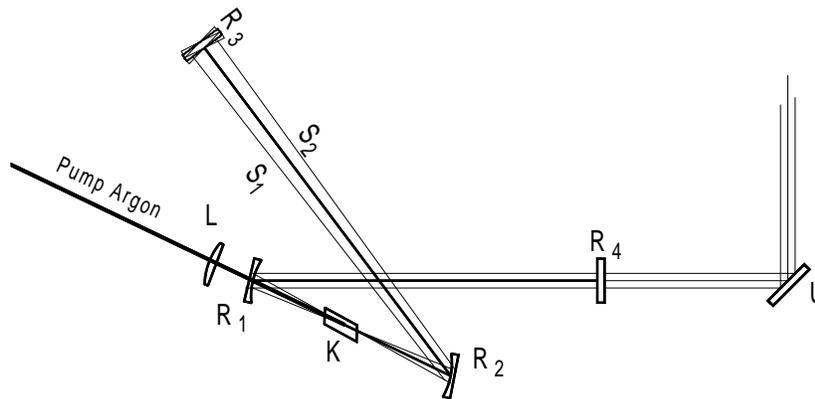


Abbildung 5.5 Aufbau des α -resonators

war nicht zu justieren. Als weiterführende Untersuchung wurde das in Abschnitt 2.4 beschriebene Simulationsprogramm entwickelt. Die Simulation 2.9 auf Seite 36 lieferte auch den Beweis, daß dieser Resonator nur auf einem Strahl stabil zu justieren ist. Ein stabiler Laser betrieb mit zwei getrennten Strahlengängen ist hingegen nicht möglich. Die Ergebnisse dieser Simulationen ließen vermuten, daß in einem α -förmigen Resonator, welcher in Abbildung 5.5 dargestellt ist, ein Zweistrahl-Betrieb möglich ein sollte.

5.3 Aufbau eines Einstrahlresonators in α -Geometrie

Der neue Resonator, der durch Umklappen eines Resonator-Arms entstanden ist und ein α -förmiges Aussehen hat, ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Dieser Resonator kann ohne Leistungseinbußen gegenüber der Z-Geometrie betrieben werden. Der Astigmatismus wird ebenfalls bei 26° kompensiert.

In dem so entstandenen Resonator überkreuzen sich die Strahlen zwar an einer zweiten Stelle im Resonator, was aber keinen Einfluß hat, da an dieser Stelle

kein Lasermedium vorhanden ist und es somit nicht zu Wechselwirkungen zwischen den Strahlen kommt. Bei optimaler Justierung konnte im Verstärkungsmaximum bei 800 nm und einer Argonlaser Pumpleistung von 5 W eine maximale Leistung von über 1 W und eine Leistung von $700\text{--}800\text{ mW}$ auf einer täglichen Basis erreicht werden. In Abbildung 5.6 ist eine typische Leistungskurve des α -Resonators a) sowie die Absorption des Pumplichtes durch den Ti:Saphir-Kristall b) dargestellt.

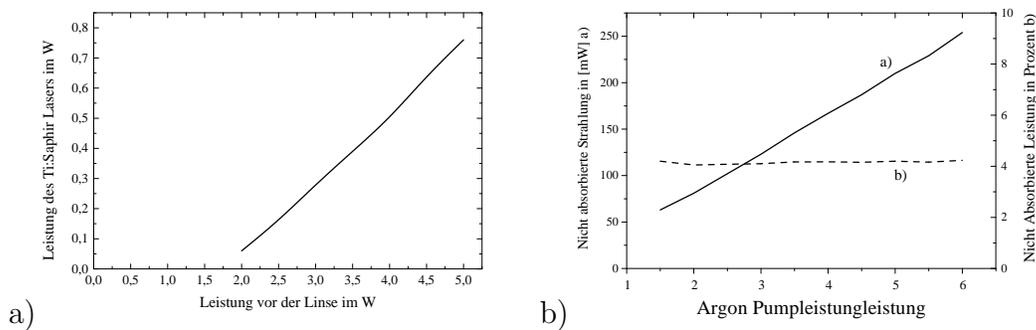


Abbildung 5.6 a) Typische Leistungskurve des Ti:Saphir-Lasers, b) die Absorption des Pumplichtes durch den Kristall,

Beide Darstellungen zeigen ein lineares Verhalten ohne Sättigungserscheinungen, so daß zu erwarten ist, daß man die erzielbare Leistung durch eine verstärktes Pumpen noch steigern kann.

Das Abstimmverhalten dieses Einstrahllasers wurde mit Hilfe eines Lyot-Filters bestimmt. Die erhaltene Abstimmungskurve ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Dabei konnte ein Abstimmungsbereich von 735 nm bis 850 nm gemessen werden, außerhalb dieses Bereiches fällt die Reflektivität der Resonatorspiegel zu stark ab.

5.3.1 Simulierter Zweistrahlbetrieb in der α -Geometrie

Nun wurde der Versuch gestartet, den Zweistrahlbetrieb, wie bei dem Z-Resonator durch paralleles Verschieben des IR-Laserstrahls mit Hilfe des Verkippens des rückreflektierenden Spiegels zu simulieren, um die Ergebnisse der

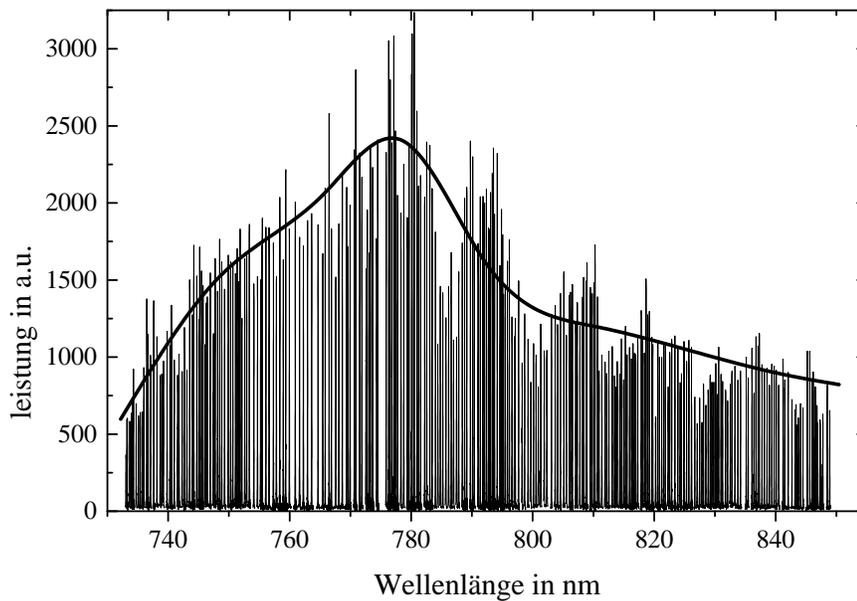


Abbildung 5.7 Abstimmkurve, die im Einstrahlbetrieb des Resonators gemessen wurde

Simulation in Abschnitt 2.4 zu überprüfen. In Abbildung 5.5 ist dies durch die schwachgezeichneten Strahlengänge verdeutlicht.

Tatsächlich ist es in dieser Konfiguration möglich, den Resonator so zu justieren, daß man den Strahl nur durch Verkippen des Endspiegels parallel verschiebt und so die beiden angestrebten Strahlengänge simulieren kann.

Justiert man den α -Resonator nur auf Leistung, so erhält man eine Ausgangsleistung von ca. 1 W als Maximum bei kolinearem Pumpen (6 W Pumpleistung des Argonlasers). Dieser Wert kann bei der Justierung des Resonators auf den Zweistrahlbetrieb nicht erreicht werden. Es kommt zu deutlichen Einbußen. Diese Einbußen entstehen durch nicht kolineares Pumpen und der für den Zweistrahlbetrieb notwendigen Justierung des Resonators. An den Positionen, an denen die beiden Strahlen verlaufen sollen, wird nur noch eine Leistung von 250-300 mW anstelle der ca. 1 W bei optimaler Justierung erzielt.

Um diese Werte zu verbessern wurde versucht, den Laser mit zwei Argon-Strahlen zu pumpen und die beiden Pumpstrahlen jeweils so zu justieren, daß die jeweiligen Ti:Spahir-Strahlen kollinear gepumpt werden.

5.3.2 Modifizierte Pumpstrahlen-Geometrie

Zur Realisierung dieser modifizierten Pumpstrahl-Geometrie wurde der Pumpstrahl innerhalb der Pumpgeometrie aufgespalten. Für die notwendige Aufteilung des Argonlaserstrahls wurden mehrere Strahlteiler untersucht.

Ein schmalbandiger, nur für 533 nm optimierter Strahlteiler konnte wegen seines ungünstigen Teilungsverhältnisses für den Argon-Laserstrahl nicht eingesetzt werden.

Ein weiterer Strahlteilerwürfel, der für den Multiline-Argon-Bereich konzipiert wurde, hat ein günstigeres Teilverhältnis, aber es war nicht möglich, den Ti:Saphir mit ihm in Betrieb zu nehmen, obwohl die Pumpleistung trotz Halbierung noch ausreichend war. Es stellte sich heraus, daß ein thermischer Effekt innerhalb des Strahlteilers die Strahlqualität beeinträchtigte. Als mögliche Erklärung kann folgender Effekt von Bedeutung sein. Der Strahlteiler ist zwar für den Hauptbereich des Argon im blau-grünen Bereich konzipiert, aber der Kitt ist UV absorbierend, was zur thermischen Ausdehnung führt und die Strahlqualität beeinträchtigt.

Schließlich wurde eine dielektrische Strahlteilerplatte benutzt, bei der diese thermischen Fluktuationen nicht auftraten. Bedingt durch den Mehrfarbenbetrieb des Argonlasers war auch mit dieser Strahlteilerplatte ein genaues Teilverhältnis von 50:50 für den Argonlaser nicht möglich.

Trotz dieser Probleme wurde diese Zwei-Pumpstrahlen-Geometrie in zwei Varianten aufgebaut. Die erste Variante, welche in Abbildung 5.8 a) dargestellt ist, wurde mit dem Strahlteilerwürfel und der Strahlteilerplatte aufgebaut. In diesem Konzept sind die Strahlen noch nicht völlig unabhängig einstellbar.

Nachdem mit diesem Aufbau keine signifikante Leistungssteigerung erzielt wurde, ist die Strahlführung dahingehend geändert worden, daß nun beide

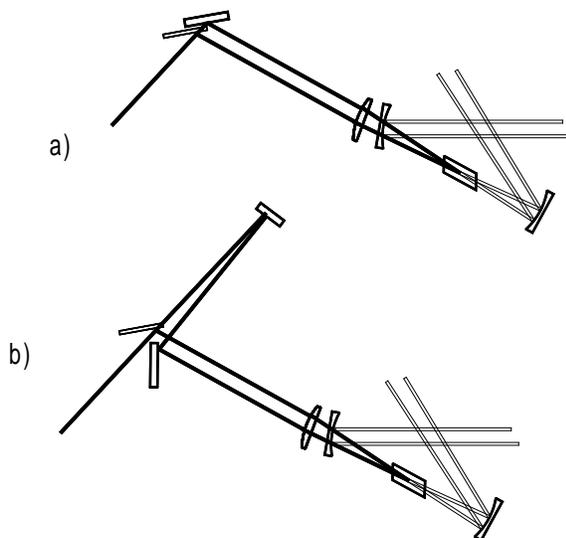


Abbildung 5.8 Optionale Pumpstrahlgeometrien

Strahlen unabhängig justiert werden konnten, was in Abbildung 5.8 *b)* dargestellt ist. Trotzdem ließ sich keine Erhöhung der Laserleistung erzielen. Die Gründe dafür sind nicht ganz klar. Ein Problem könnte sein, daß beide Pumpstrahlen nicht mehr durch die Mitte der Fokussierlinse und den Hohlspiegel gehen und es daher zu Abbildungsfehlern bei den Pumpstrahlen kommt. Aus diesen Gründen wurden alle weiteren Experimente mit der vereinfachten Pumpgeometrie wie in Abbildung 5.5 durchgeführt.

5.4 Aufbau eines α -Resonators im Zweistrahlbetrieb

Nachdem nun ein für den Zweistrahlbetrieb stabiler Resonator gefunden wurde und auch keine Verbesserung der Pumpgeometrie mehr erreicht werden konnte, wurde nun dieser Zweistrahlresonator aufgebaut. Dieser ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

Um dies zu realisieren wird einer der von den beiden Strahlen innerhalb des Resonators durch ein Prisma P umgelenkt. Dies führt zu einem y-förmigen

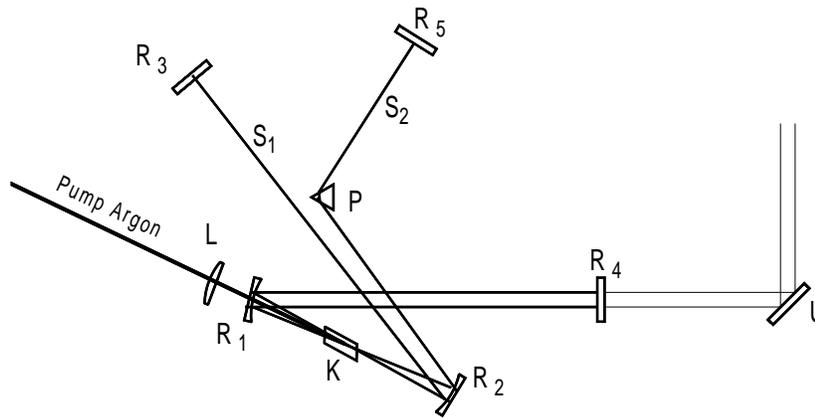


Abbildung 5.9 Zweistrahlensystem mit Prisma

Aussehen dieses Arms. Dieses Vorgehen hat weiterhin den Vorteil, daß nun für einen Arm, nämlich den mit dem Prisma, bereits eine Wellenlängenselektierung vorliegt. Durch die räumliche Trennung ist es nun möglich, in jedem Teilarm optische Komponenten zur Abstimmung einzubauen. Zur Ablenkung findet ein in Abschnitt 3.1.1 beschriebenes 60° Prisma aus FS18 Flintglas Anwendung.

Zur Justierung des Prismas kann man sich zunutze machen, daß es optimal eingesetzt wird, wenn die Ablenkung der Strahlen am geringsten ist. Dies kann man leicht an der reflektierten Fluoreszenz mit dem bloßen Auge oder mit Hilfe des IR-Sichtgerätes beobachten. Man sieht auch, daß die noch kolinearen Pumplichtanteile im blau-grünen Bereich bei anderen Winkeln ihr Optimum haben.

Ist das Prisma nun grob justiert, so ist es möglich, den Laser in Betrieb zu nehmen. Zur Feinjustierung des Prismas sieht man sich jetzt die Oberflächenreflexe an, bei einem Brewster-Prisma sollten sie verschwinden, was beim verwendeten Flintglasprisma nicht ganz der Fall ist(siehe dazu Abschnitt 3.1). Im optimalen Bereich sollten die Reflexe aber gleich sein. Die Reflexe

sind prozentual mit 0,16% nur sehr schwach, da aber im Resonator eine hohe Strahlenleistung herrscht, kann man selbst diese kleinen Teile der Leistung messen.

Als praktisch hat sich weiterhin herausgestellt, daß es mit der verwendeten Prismenhalterung unkritisch ist, das Prisma durch den Strahlengang zu schieben. Da jede verwendete Wellenlänge ihre eigene optimale Prismenposition hat, sollte man bei dem großen Abstimmbereich des Ti:Saphir Lasers die am Prisma auftretenden Verluste kontrollieren, wenn es auf eine maximale Ausgangsleistung ankommt.

Durch Einsetzen eines Lyot-Filters in den anderen Arm stehen in beiden Teilresonatoren wellenlängenbestimmende Elemente. Nun ist ein kontrollierter Zweifarben-Betrieb möglich. Die Eigenschaften dieser Abstimmöglichkeiten im einzelnen und im Vergleich ist Gegenstand der nächsten Abschnitte.

5.4.1 Frequenzselektion durch den Ti:Saphir Kristall

Bei den ersten Untersuchungen der Abstimmbarkeit des Lasers mit Hilfe eines Prismas erhielt man die in Abbildung 5.10 dargestellte überlagerte Spektren mehrerer Messungen bei kontinuierlichem Abstimmen.

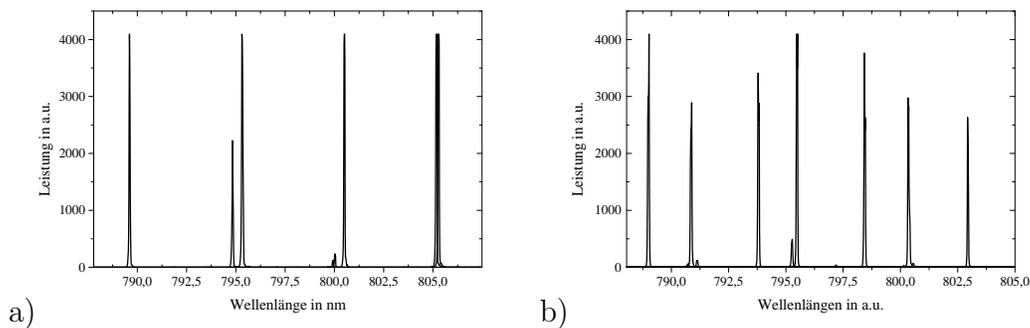


Abbildung 5.10 Diskretes Abstimmen, bedingt durch die Doppelbrechung des Kristalls a) falsche Orientierung b) verbesserte Orientierung

Das diskrete Spektrum mit einem Linienabstand von $5,2 \text{ nm}$ kann man dadurch erklären, daß hier die Doppelbrechung des Kristalls eine Rolle spielt. In Abbildung 5.10 *a*) stimmen die optischen Achsen noch nicht mit der Polarisationsebene der im Resonator propagierenden Strahlung überein, so daß der Kristall wie ein doppelbrechendes Filter wirkt. Daraus resultiert eine Phasenvariation $\phi(\lambda)$ mit ([9] Seite 570)

$$\phi(\lambda) = \pi \cdot l \frac{\Delta n}{\lambda}. \quad (5.4-1)$$

Kennt man die Kristalllänge ($l = 15 \text{ mm}$) und den Abstand der Linien ($\Delta\lambda = 5.2 \text{ nm}$) so kann man die Doppelbrechung zu $\Delta n = 0.0084$ bestimmen. Orientiert man den Kristall richtig mit einer Genauigkeit von unter $0,5^\circ$, so erhält man auch Linien zwischen den vorher beobachteten, jeweils $5,2 \text{ nm}$ entfernten, Linien, wie in Teil *b*) der Abbildung 5.10 dargestellt. Dieser Effekt ist in vielen nachfolgenden Messungen mehr oder wenig deutlich zu sehen, kann aber vermindert werden.

5.4.2 Das Prisma als frequenzbestimmendes Element

Untersucht man die Linienbreite des Lasers, die bei der Abstimmung mit einem Prisma erreicht wurde, so stellt man fest, daß man mit dem verwendeten Spektrometer eine Emissionskurve beobachtet, deren spektrale Breite über der Auflösungsgrenze des Spektrometers liegt. In Abbildung 5.11 sind mehrere Aufnahmen jeweils im Sekundenabstand übereinandergelegt worden. Dabei erkennt man, daß sich kein stabiles Bild ergibt, sondern ein Hin- und Herspringen der Emissionskurve zu beobachten ist. Als Grund für diese weitläufige Drift kann folgender Effekt verantwortlich gemacht werden: Kommt es zu einem leichten Strahlversatz bedingt durch die schlechte Richtungsstabilität des Argon Lasers, so korrespondiert dies mit einer Frequenzfluktuation, da die Prismenabstimmung abhängig vom Strahlengang im Prisma ist. Gleiches ist für mechanische Instabilitäten des Ti:Saphir Laser Resonators zu erwarten. Weiterhin ist die später in Abschnitt 5.5 genau gemessene Bandbreite des Prismas mit 15 nm relativ groß, so daß man mit dem Prisma keine starke

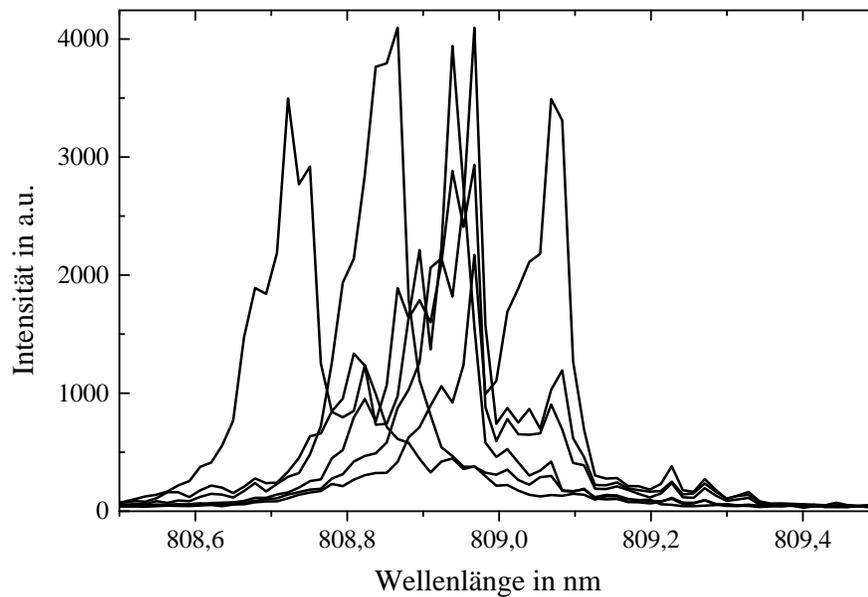


Abbildung 5.11 Abstimmung des Resonators mit der Hilfe eines Prismas

Einschnürung der Bandbreite erwarten kann. Dies führt zu der Konsequenz, daß für eine schmalbandige Einschnürung des Laserspektrums ein Prisma als einziges wellenlängenbestimmendes Element nicht ausreichend ist.

5.4.3 Ein Lyot-Filter als frequenzbestimmendes Element

Benutzt man hingegen ein Lyot-Filter zur Abstimmung, bei welchem im Gegensatz zum Prisma eine ortsunabhängige Frequenzselektion stattfindet, zumindestens in dem Bereich, in dem die Ortsvariationen bedingt durch die Richtungsinstabilitäten auftreten, fällt diese Quelle des Frequenzrauschens weg. Zur Untersuchung wurde ein 3-Platten Lyot-Filter mit einem Verhältniss der Dicke der Platten von 1:4:16 verwendet. Die Untersuchungsbedingungen waren mit denen bei der Prismeneinstellung vergleichbar.

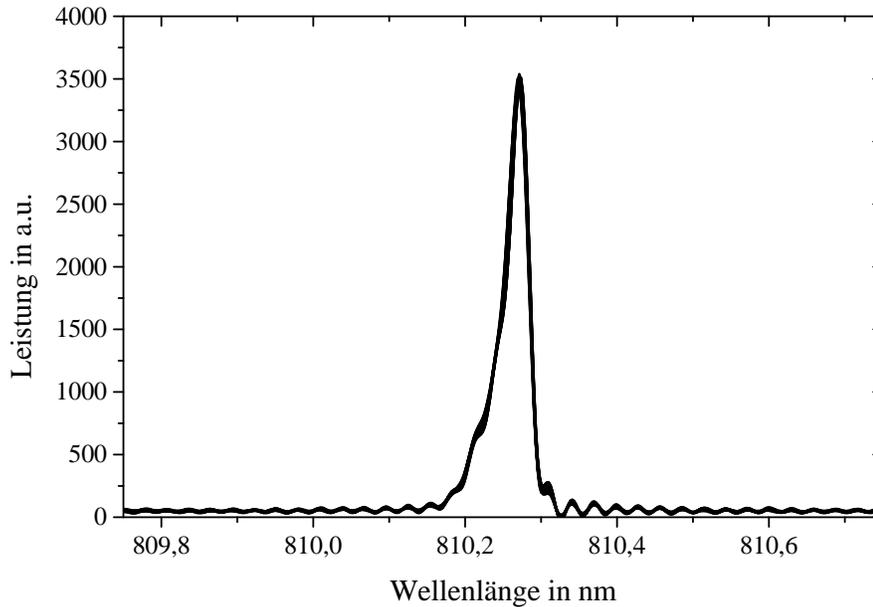


Abbildung 5.12 Abstimmfluktuation bei der Verwendung eines 3-Platten-Lyot Filters

Als Ergebnis der Überlagerung der einzelnen Aufnahmen mit dem Spektrometer, welche in Abbildung 5.12 dargestellt sind, erhält man diesmal eine Linie, deren Linienbreite unterhalb des Auflösungsvermögens des Spektrometers liegt. Frequenzfluktuationen auf der Zeitskala des zeitlichen Abstandes zwischen zwei Messungen treten nicht auf. Das bedeutet allerdings, daß man nun die Meßmethode verbessern muß, um Aussagen über die tatsächliche Linienbreite zu erhalten.

5.4.4 Optimierung der Prismenabstimmung durch ein weiteres Lyot-Filter

Stellt man nun ein zweites Lyot-Filter zusätzlich in den Arm mit dem Prisma, erhält man den in Abbildung 5.13 dargestellten Aufbau. Mit dem zweiten Lyot-Filter hofft man folgenden Effekt zu erreichen: Die Bandbreite des Lyot-Filters ist erheblich geringer als die des Prismas. Dadurch wird erreicht, daß

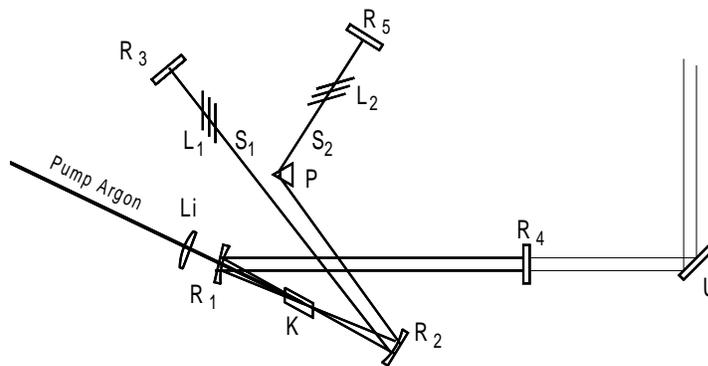


Abbildung 5.13 Entgültige Geometrie des Zweifarben Ti:Saphir Lasers

das Lyot-Filter das frequenzbestimmende Element ist und die Wellenlänge festhält. Kommt es zu einer Richtungsinstabilität des Strahls, so führt das dazu, daß das Einstellelement Prisma in Verbindung mit dem Resonator Endspiegel nicht mehr optimal, aber immer noch gut genug ist, um keine nennenswerte Änderung in der Amplitude bei der durch das Lyot-Filter festgelegten Frequenz herbeizuführen. Tatsächlich erhält man auch in diesem Arm eine auflösungsbegrenzte und in der Frequenz stabile Linie. Einen Nachteil hat diese Einstellmöglichkeit allerdings. Will man die Wellenlänge dieses Armes ändern, muß man an zwei wellenlängenabhängigen Elementen Einstellungen vornehmen.

5.5 Bandbreitenbestimmung der verschiedenen Abstimmelemente

Ein Maß zur Bewertung der Abstimmelemente ist ihre Bandbreite in der Umgebung, in der sie eingesetzt werden zu messen. Dadurch, daß in einem Strahlengang S_2 in Abbildung 5.13 zwei wellenlängenabhängige Abstimmelemente

stehen, kann ihre nutzbare Bandbreite im realen Betrieb abgeschätzt werden. Dazu findet folgendes Verfahren Anwendung:

Die Messungen sind im Laserarm S_2 aus Abbildung 5.13 durchgeführt worden und in Abbildung 5.14 dargestellt. Um die nutzbare Bandbreite des Prismas zu bestimmen, fährt man mit einem 3-Platten Lyot-Filter den Frequenzbereich des Prismas ab. Nimmt man die Einhüllende der Maxima der auflösungsbegrenzten Linien, die durch die Abstimmung des Lyot-Filter entstanden sind, so erhält man die Bandbreite des Prismas. Dies ist möglich, da die Breite des 3-Platten Lyot-Filters schmal gegenüber der des Prismas ist.

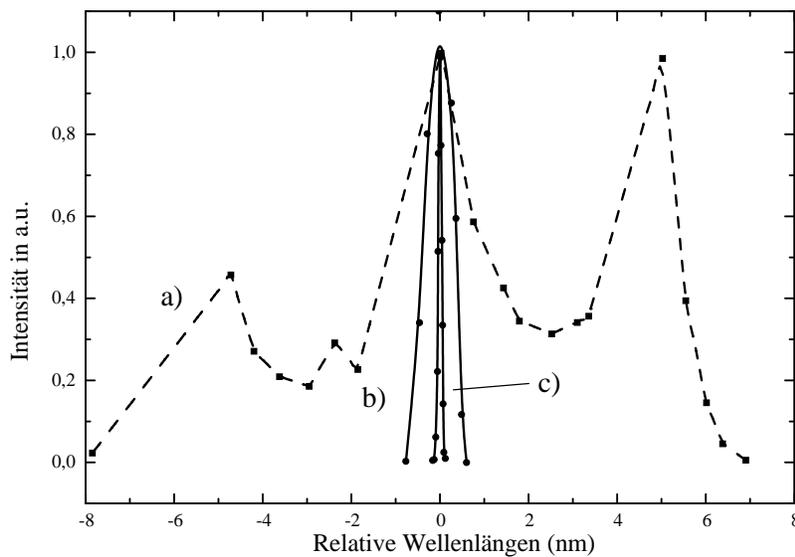


Abbildung 5.14 Innerhalb des Resonators gemessene Bandbreite eines Prismas a), eines 2-Platten Lyot-Filters b) und eines 3-Platten Lyot-Filters

Kehrt man das Verfahren um und verstimmt man das Prisma und hält das Lyot-Filter bei einer konstanten Einstellung fest, so kann man auch die ungefähre Bandbreite eines drei- und zwei-Platten Lyot-Filters abschätzen. Dies ist möglich, da auch die Bandbreite der Kurve des schmalbandigeren Elementes durch ein breitbandigeres Element abgefahren werden kann. Mathematisch gesehen werden die zwei Durchlaßprofile multipliziert und der Laser beginnt am Maximum des entstehenen Durchlaßprofiles zu emittieren.

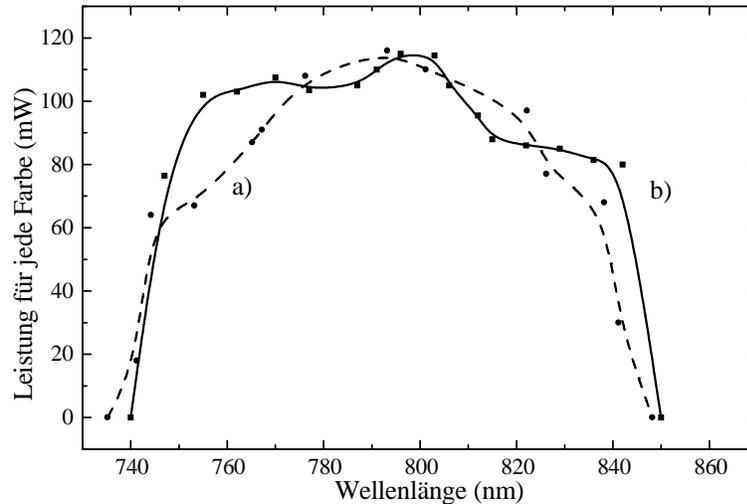


Abbildung 5.15 Abstimmverhalten Zweistrahlresonator

5.6 Der α -Resonator im optimierten Zweifarbenbetrieb

Nachdem der einfache Zweifarbenbetrieb durch Verwendung zweier Lyot-Filter und eines Prismas auf die Schmalbandigkeit der einzelnen Linien optimiert worden ist, kann man das Abstimmverhalten dieser Farben genauer untersuchen. In Abbildung 5.15 sieht man, daß beide Strahlen unabhängig voneinander über einen Bereich von 100 nm abgestimmt werden können. Dies bedeutet, daß man Mischfrequenzen von bis zu 50 Thz generieren kann. Es macht keinen Unterschied, ob der Abstand beider Linien konstant bei ca. 7 nm gehalten wird, Kurve *a*), oder eine Farbe bei 799 nm festgehalten wird, während die andere über einen weiten Frequenzbereich variiert wird, Kurve *b*).

Selbst bei einem Abstand von 23 GHz , der nahe an der Auflösungsgrenze des Spektrometers liegt, ist wie in Abbildung 5.16 zu sehen, ein stabiler Betrieb möglich. Um eine Aussage über die Linienbreite des Lasers zu treffen, muß man sich wieder mit der Meßmethode beschäftigen und diese soweit erweitern oder verbessern, daß man eine Aussage über die Linienbreite erhalten kann.

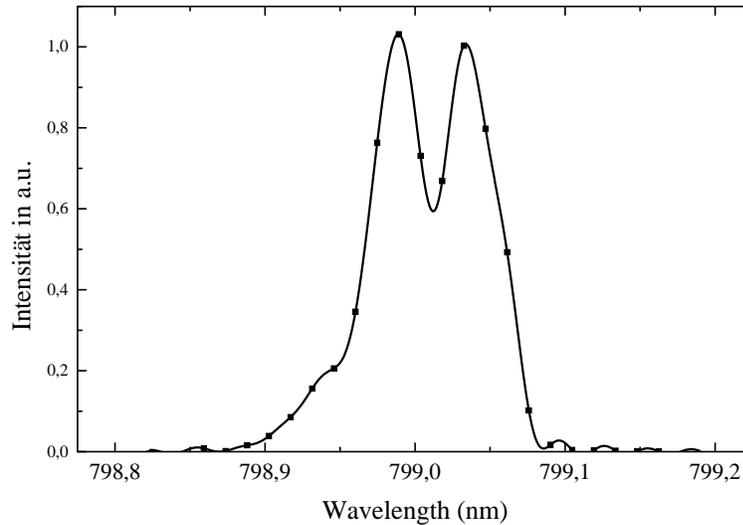


Abbildung 5.16 Stabile Emission bei Abstand von 23 Ghz

5.6.1 Untersuchung der Linienbreite mit Hilfe eines Michelson-Interferometers

Um eine genauere Aussage über die Bandbreite zu erhalten wurde ein Michelson-Interferometer mit einem Wegunterschied von bis zu 2 m aufgebaut. Mit diesem Aufbau soll nun die Linienbreite und die longitudinale Modenstruktur des Lasers untersucht werden.

Bei der Untersuchung stellt man fest, daß auch bei einem Wegunterschied von bis zu 2 m noch klare Interferenzen zu sehen sind (Abbildung 5.17). Der Längenunterschied war durch die Dimensionen des optischen Tisches begrenzt. Die beobachteten Interferenzstreifen sind über einen längeren Zeitraum stabil, nur unregelmäßig kommt es zu einem kurzzeitlichen Verschmieren der Streifen. Diese Ergebnisse legen nahe, daß der Laser die meiste Zeit nur auf einer longitudinalen Mode läuft, was zu stabilen Interferenzringen führt und nur kurzzeitig andere longitudinale Moden anlaufen, welche ein Verschmieren der Interferenzstreifen bewirken.

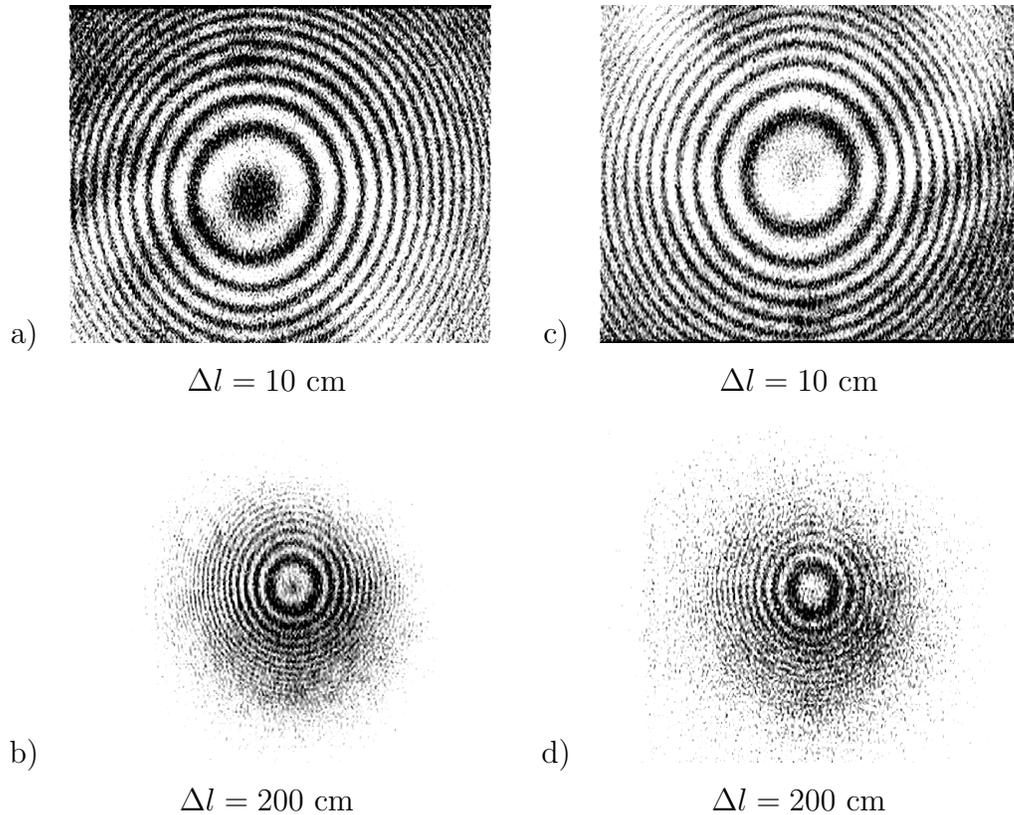


Abbildung 5.17 Beobachtetes Interferenzmuster bei a), b) Lyot-Filter Abstimmung und b), c) bei Lyot-Filter-Prisma Abstimmung

5.6.2 Hochfrequenzmessungen als Mittel der Resonatoruntersuchung

Wie das Experiment mit dem Michelson-Interferometer gezeigt hat, ist es nahelegend anzunehmen, daß der Laser hauptsächlich nur auf einer longitudinalen Mode anläuft und das Störungen nur sporadisch auftreten.

Um einen Eindruck von der Modenstruktur zu erhalten, ist das Problem nun von einer anderen Richtung angegangen worden. Bis jetzt wurden nur rein optische Verfahren benutzt. Dabei ist die Bandbreite immer weiter eingeschränkt worden. Eine Alternative ist es, mit Methoden der Hochfrequenzelektronik von unten her eine Abschätzung zu treffen. Dies ist dadurch möglich, daß sich die

zu untersuchenden Frequenzunterschiede der einzelnen Moden bereits im MHz Bereich befinden.

Die Idee ist es nun, diese Frequenzunterschiede mit Hilfe eines Mischelementes aus dem optischen Bereich (10^{14} Hz) in den MHz Bereich zu verschieben. Dieses Verschieben setzt eine Bandbreite der einzelnen Effekte voraus, die kleiner ist als die Bandbreite der elektronischen Meßeinrichtung, um eindeutige Meßergebnisse erzielen zu können.

Als Mischelement wurde eine sehr schnelle HF-Photodiode in Verbindung mit einem leistungsstarken Spektrumanalysator verwendet (Abschnitt 4.2.1). Der Ausgangsstrom der Photodiode ist proportional zur eingestrahlten Intensität der Photodiode. Die Photodiode kann der Oszillation des elektrischen Feldes mit 10^{14} Hz nicht folgen und demoduliert so die Intensitätsschwankungen, so daß nur die Schwebung aus der Überlagerung der beiden Farben oder einzelner Moden übrig bleibt.

Zuerst wurden die intermodalen Schwebungen für jeweils einen Strahl untersucht. Aus den erhaltenen Daten kann man Rückschlüsse sowohl auf die longitudinale Moden-Struktur des Lasers, wie auch auf die mechanische Stabilität des Resonators ziehen. Für die Untersuchung wurden beide parallelen Strahlen aus dem Laser mit Hilfe einer Linse auf die Photodiode fokussiert. Als Ergebnis dieser Messungen erhält man das in Abbildung 5.18 dargestellte Spektrum. Zu sehen sind schmale Linien in einem regelmäßigen Abstand von ca. 220 Mhz. Diese Linien tauchen nur sporadisch auf und wurden für die dargestellte Messung über den Zeitraum von ca. 1 Minute addiert. Dies sind die intermodalen Interferenzen der einzelnen Strahlen mit sich selbst.

Das sporadische Auftauchen der Linien, welches durch externe Störungen z.B. durch einen schnellaufenden Chopper auf dem optischen Tisch verstärkt erzeugt werden kann, ist ein Indiz dafür, daß der Laser die meiste Zeit nur auf einer dominierenden Mode pro Farbe läuft. Die anderen Moden laufen nur bei Störungen an. Ein nicht zu erklärendes Phänomen hierbei ist, daß die Schwebung 6. Ordnung bei 1.317 GHz am häufigsten im Vergleich zu den übrigen Ordnungen zu beobachten war.

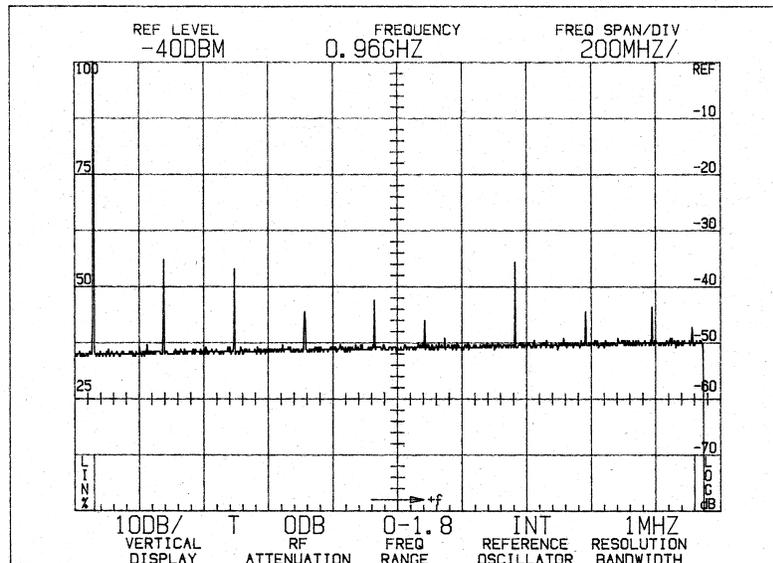


Abbildung 5.18 Mischsignale der longitudinalen Moden mit einem Abstand von 219 MHz

In Abbildung 5.19 auf der linken Seite kann man die 1. Interferenz zwischen den benachbarten Moden vergrößert sehen. Die Breite der Linie ist durch die Auflösungsgrenze des Spektrumanalysators gegeben⁴. Auf der rechten Seite sieht man die 6. Schwebung. Der zweite Höcker ist dadurch entstanden, daß bei dieser Messung die Resonatoren nach einem Umbau nicht mehr die gleiche Länge haben. Bei den Messungen spielte der Wellenlängenabstand beider Farben keine Rolle, wie auch das genaue Längenverhältnis zwischen den Resonatoren. Messungen mit Hilfe des Michelson-Interferometers haben dies bereits nahegelegt.

Mit den gemessenen Frequenzen aus Abbildung 5.19

$$\begin{aligned}
 f_0 &= 219,5619 \text{ MHz} & \Delta f_0 &= 1 \text{ Khz} \\
 f_1 &= 1\,317,449 \text{ MHz} & \Delta f_1 &= 10 \text{ Khz} \\
 f_2 &= 1\,317,480 \text{ MHz} & \Delta f_2 &= 10 \text{ Khz}
 \end{aligned}$$

können mit Hilfe der folgenden Gleichung 5.6-1, die auf Gleichung 2.1-2 auf-

⁴Die Bandbreite wird als 3 dB Abfall von der Signalspitze angegeben

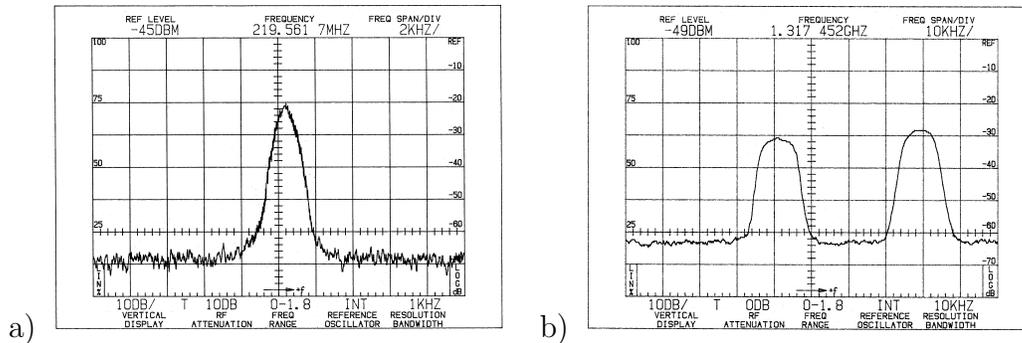


Abbildung 5.19 Vergrößerung der Schwebung a) bei 219 MHz,
b) 1374 MHz

baut, die genauen optischen Längen der einzelnen Resonatoren bestimmt werden

$$L(\nu, n) = \frac{c \cdot n}{2 \cdot \nu}. \quad (5.6-1)$$

Wobei c die Lichtgeschwindigkeit und n die Ordnung der Interferenz ist (für f_0 $n = 1$ und für f_1 f_2 $n = 6$).

$$L_1 = 0,683\,179 \text{ m} \quad \Delta L_1 = 3,11 \text{ } \mu\text{m}$$

$$L_2 = 0,683\,140 \text{ m} \quad \Delta L_1 = 5,18 \text{ } \mu\text{m}$$

$$L_3 = 0,683\,122 \text{ m} \quad \Delta L_1 = 5,18 \text{ } \mu\text{m}$$

$$L_2 - L_3 = 16,3 \text{ } \mu\text{m}$$

Zur Interpretation der gemessenen Bandbreiten muß man zwei Prozesse berücksichtigen. Zum einen kann sie durch eine entsprechende Längenfluktuation ΔL des Resonators entstehen. Die andere Möglichkeit ist die, daß die interferierenden Moden untereinander ein unabhängiges Frequenzrauschen haben. Falls dieser Fall verantwortlich für die Linienbreite sein sollte, so muß das Rauschen der Moden selbst unter 1 KHz liegen. Dies beschreibt die minimale Lebensdauer dieser beiden bei der Mischung beteiligten Moden mit $\tau > 1$ ms. Daraus ergibt sich eine Kohärenzlänge von > 100 km der einzelnen Moden.

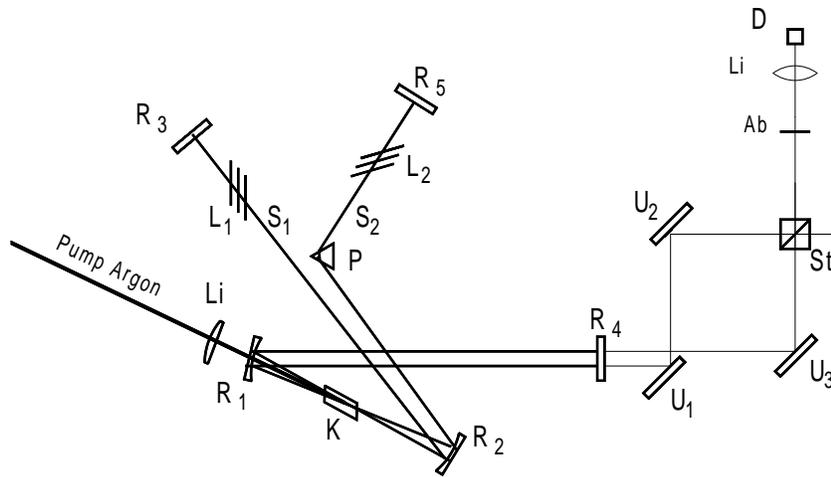


Abbildung 5.20 Strahlführung um die Schwebung beider Strahlen untereinander zu messen.

5.7 Erzeugung von durchstimmbarer Mhz Strahlung durch Mischen der Laserstrahlung beider Teilresonatoren

Als nächstes wurden Schwebungserscheinungen zwischen der Strahlung aus den beiden Teilresonatoren untersucht.

Die Tatsache daß diese Interferenzerscheinungen noch nicht bei den HF Messungen im letzten Abschnitt 5.6.2 gemessen wurden, liegt an der dort verwendeten Meßmethode. Das entstehende Interferenzmuster muß nämlich flächig auf der Photodiode entstehen. Durch die Verwendung einer Linse, um die zwei Strahlen auf der Photodiode zu fokussieren, entstehen schmale Interferenzstreifen, die über die Photodiode wandern. Dadurch mittelt sich der Effekt weg. Deshalb muß die Photodiode mit kolinearen Strahlen beleuchtet werden, wie es bei der im letzten Abschnitt untersuchten Schwebung der einzelnen longitudinalen Moden der Fall ist. Um die Bedingung zu erfüllen, wurde die in Abbildung 5.20 dargestellte Strahlführung gewählt.

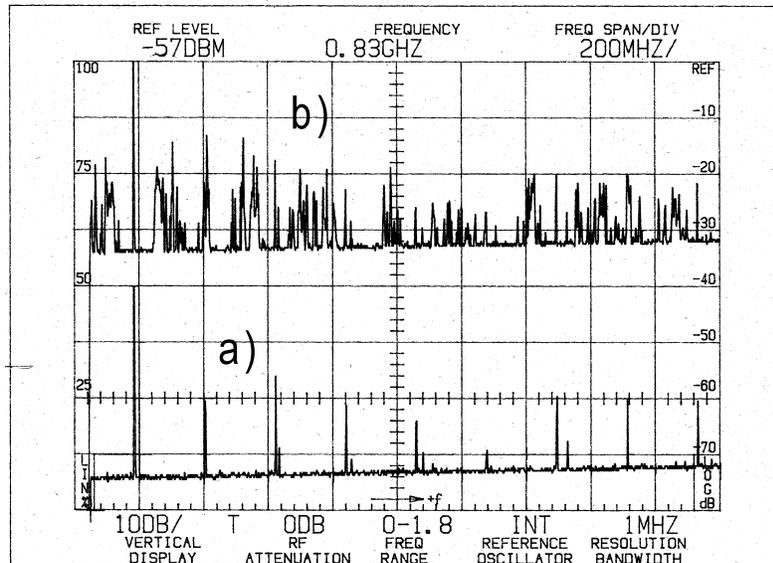


Abbildung 5.21 Gemessene Spektren a) keine Schwebung b) Schwebungserscheinungen

Nun wurde die Strahlung des Arms, welcher nur das Lyot-Filter enthält, mit Hilfe des Spektrometers spektral zur Deckung mit der Strahlung des Arms mit dem kombinierten Lyot-Prisma-Filter gebracht. In Abbildung 5.21 sind die Ergebnisse dieser Messung dargestellt.

Dabei wurde wieder der Additionsmodus des Spektrumanalysators verwendet. Diese Messungen liefen über einen Zeitraum von jeweils ca. einer Minute.

Die Kurve a) entspricht dem normalen Signal der longitudinalen Moden des Lasers. Hier sind die Linien besonders stark, da während der Akkumulation als Störung die Wellenlänge aktiv am Lyot-Filter geändert wurde. Sehr plötzlich traten während der Abstimmung für eine kurze Zeit verteilt über das gesamte Spektrum zusätzliche Linien auf, welche in 5.21 b) dargestellt sind.

Wenn diese Linien Schwebungserscheinungen sind, so sollte ihre Frequenz, da beide Ausgangsfrequenzen diskret sind (Abstand jeweils 220Mhz), ebenfalls diskrete Werte annehmen. Für gleiche Resonatorlängen, sollten sie sich von den longitudinalen Interferenzen nicht unterscheiden.

Deshalb wurde nun der Resonatorlängenunterschied $\Delta L = L_1 - L_2$ von -7 mm bis +7 mm mit einem Verschiebetisch variiert. In allen Bereichen waren die oben beschriebenen Interferenzerscheinungen zu beobachten. Dies liegt daran, daß die Länge des Resonators nicht mit der erforderlichen Genauigkeit eingestellt werden kann. Eine Fluktuation von $0,8 \mu\text{m}$ bedeutet schon eine Frequenzdrift des Mischsignals von 220 MHz, so daß die Frequenz der Mischung nicht über einen längeren Zeitraum stabil ist.

Um zu bestätigen, daß es sich bei dem beobachteten Phänomen tatsächlich um eine Schwebung der beiden Teillaser handelt, wurde nun ein Oszilloskop anstelle des Spektrumanalysators verwendet, welches Messungen bis zu einer Bandbreite von 150 MHz ermöglicht. Drei Messungen sind exemplarisch in Abbildung 5.22 dargestellt.

Diese drei Oszillationen repräsentieren nun das Schwebungs- oder Interferenzsignal der beiden Laserstrahlen. Das beobachtete Signal war zwar aus den obengenannten Gründen für einen längeren Zeitraum nicht stabil, aber auf kurzen Zeitskalen (μsek) konnte ein stabiles sinusförmiges Signal erhalten werden, welches direkt auf die Schwebung zwischen den beiden Lasern zurückzuführen ist. In Teilbild *c* ist eine Schwingung dargestellt, deren Frequenz bei 3 MHz liegt. Die Länge der Oszillation liegt über den hier gemessenen $10\mu\text{sec}$, was 1 km an Kohärenzlänge entspricht.

Die Abbildung 5.22 belegt, daß es mit dem aufgebauten Linearresonator möglich ist, durch direktes Mischen zweier Laserstrahlen die Frequenz dieser Strahlen von ca. $3,75 \cdot 10^{14}$ Hz um einen Faktor von bis zu 10^8 herunterzumischen und somit mit Hilfe einer Photodiode elektromagnetische Signale im unteren MHz Bereich zu erzeugen.

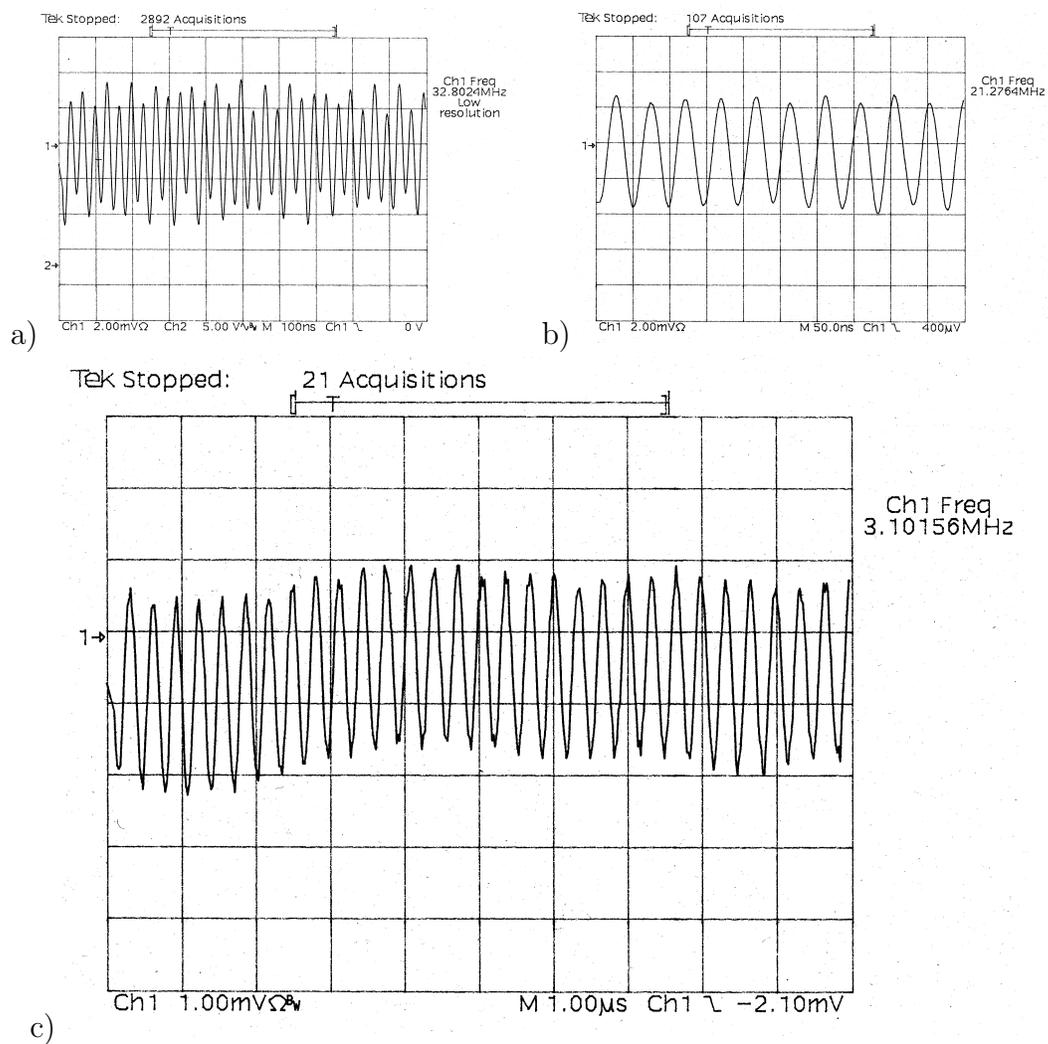


Abbildung 5.22 Mit dem Oszilloskop direkt Gemessen Schwebungen zwischen den beiden Lasern

5.8 Relaxationseffekte

Da die zwei Farben innerhalb des Resonators räumlich getrennt sind, bietet sich auch die Möglichkeit eine oder beide Farben periodisch innerhalb des Resonators zu unterbrechen (Choppen). Das Choppen ist für Messungen mit Hilfe der Lock-In Technik notwendig. Außerhalb des Resonators haben die zwei Strahlen einen Abstand von 3 mm bis 5 mm, welcher das Choppen erschwert. Außerdem führt das Choppen eines Strahls innerhalb des Resonators zu interessanten Relaxationsoszillationen beider Strahlen, aus denen man Schlüsse über das dynamische Verhalten des Lasers ziehen kann.

Da beide Strahlen zu mindestens zum Teil das gleiche Lasermedium benutzen, ist eine Kopplung zwischen den beiden Strahlen zu erwarten. Um nun eine Aussage über diese Kopplung zu treffen, wurde ein Modell entwickelt, das diese gekoppelten Relaxationen rechnerisch nachbildet.

Für den experimentiellen Aufbau wurde der optimierte Z-Resonator wie in Abbildung 5.13 verwendet. In den einen Arm wurde zusätzlich ein mechanischer Lichtzerhacker (Chopper) zwischen das Lyot-Filter und dem Endspiegel gestellt. Als Chopperfrequenz wurde 1 kHz gewählt. Da die Ein- und Ausschalteffekte sich in Größenordnungen von einigen $10\mu\text{s}$ abspielen, ist die Chopperfrequenz relativ unkritisch in ihrer Einstellung. In Abbildung 5.23 sind die erhaltenen Intensitätskurven beider Strahlen, welche mit Photodioden gemessen wurden, dargestellt.

Um nun diese Oszillationen zu untersuchen wurde eine Betrachtung der Relaxationsoszillation an einem einfachen Laser, welche in [21] beschrieben ist verwendet und das dortige Modell dahingehend erweitert, daß es nun zwei Strahlen anstatt einem betrachtet werden. Weiterhin wurde auch berücksichtigt, daß es im α -Resonator mehrere getrennte Regionen im Ti:Saphir Kristall gibt: Zwei Regionen, die jeweils nur von einem Strahl als Verstärkermedium genutzt werden und eine Region, die von beiden Strahlen gleichzeitig als Verstärkermedium genutzt wird. Was gleichbedeutend mit einem gemischt inhomogen-homogenes Medium ist

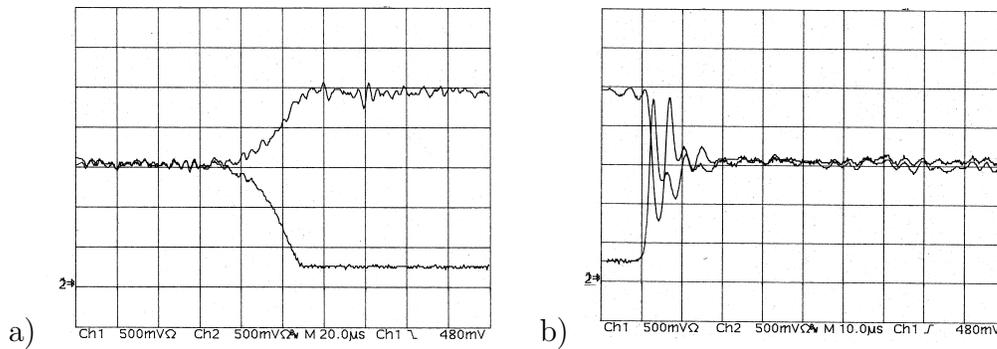


Abbildung 5.23 Relaxationsoszillation innerhalb des α -Resonators

In Abbildung 5.24 ist das zugrundegelegte Energieübertragungsschema dargestellt. In ihm sind alle relevanten Prozesse für die Beschreibung des Resonators eingetragen. Die Atomzustände Z_g , Z_0 , der aufgespaltene Zustand Z_1 , Z_3 , Z_2 und der Zustand Z_4 bilden das 4-Niveau-Lasersystem des Ti:Saphir Lasers. Die Zustände F_1 und F_2 stehen für kein Atomniveau. Vielmehr stellen sie die Energie in den beiden Resonatoren dar.

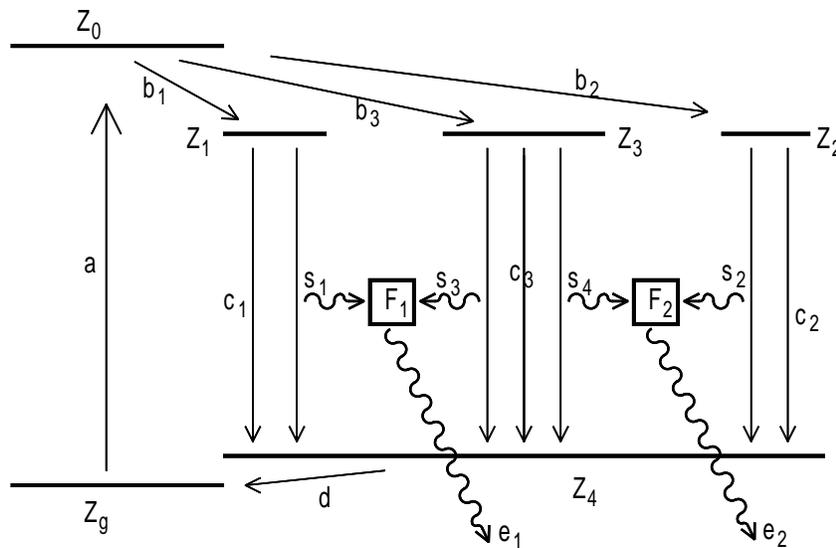


Abbildung 5.24 Für das Modell verwendete Übergangsprozesse, die im α -Resonator eine Rolle spielen

Durch das optische Pumpen a wird Energie in den Zustand Z_0 transferiert. Die Lebenszeit von Z_0 wird in dem Modell nicht berücksichtigt. Das heißt $\tau_0 = 0$. Somit gibt Z_0 seine Energie anteilig an die Niveaus Z_1 , Z_2 und Z_3 durch die Prozesse b_1 , b_2 und b_3 ab. Die Niveaus Z_1 , Z_2 und Z_3 entsprechen den Regionen im Kristall, die nur für Strahl 1, 2 oder für die beiden Strahlen (Z_3) zur Verfügung stehen. Die Lebensdauer der Niveaus Z_1 , Z_2 und Z_3 sind, da es sich um die gleichen Atomzustände handelt gleich mit

$$\tau_1 = \tau_2 = \tau_3 = 3\mu s. \quad (5.8-1)$$

Von diesen Atomzuständen werden nun zwei Prozesse betrachtet. Einmal die spontane Emission, welche durch die Prozesse c_1 bis c_3 berücksichtigt ist. Nur ein Teil D von c_1 bis c_3 , mit Prozess g bezeichnet, der bei dieser spontanen Emission freiwerdenden Photonen gelangt in die Resonatorzustände. Dies ist sinnvoll, da die stimulierte Emission durch die spontane Emission gestartet wird. Die Zustände F_1 und F_2 stellen keine Atomzustände dar. Sie stellen die beiden Resonatoren dar. Bei der mathematischen Beschreibung verhalten sie sich aber analog zu tatsächlichen Atomzuständen.

Die Prozesse s_1 - s_4 stellen die stimulierte Emission dar, wobei der Einsteinkoeffizient mit C bezeichnet ist. Durch sie wird Energie in die beiden Laserresonatoren F_1 und F_2 transferiert. Sowohl die aus dem Resonator ausgekoppelte Energie als auch die Verluste des Resonators werden mit den Prozessen e_1 und e_2 berücksichtigt. Diese Prozesse werden mathematisch analog zur spontanen Emission aus den Zuständen Z_1 , Z_2 und Z_3 beschrieben. Die Lebensdauer des Zustandes Z_4 wird, wie der Zustand Z_0 , nicht im Modell berücksichtigt $\tau_4 = 0$.

Physikalisch kann man die einzelnen Prozesse wie folgt beschreiben: b_1 bis b_3 beschreiben das Pumpen der Zustände Z_1 bis Z_3 . Mit R_1 , R_2 und R_3 werden die zugehörigen Pumpraten bezeichnet. Die Besetzung dieser Niveaus ist mit n_1 , n_2 , n_3 benannt. Die Lebensdauer der Photonen innerhalb der Laserzustände (Resonatoren) F_1 , F_2 wird mit τ_c bezeichnet. Mit diesen Bezeichnungen ergeben sich folgende Differenzialgleichungen (5.8-2-5.8-6), welche das Modell mathematisch beschreiben.

Ratengleichungen

Prozesse nach Abb 5.24

$$\frac{dn_1}{dt} = R_1 - \frac{n_1}{\tau_1} - C \cdot n_1 \cdot p_1 \quad b_1 - c_1 - s_1 \quad (5.8-2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = R_2 - \frac{n_2}{\tau_2} - C \cdot n_2 \cdot p_2 \quad b_2 - c_2 - s_2 \quad (5.8-3)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = R_3 - \frac{n_3}{\tau_3} - C \cdot n_3 \cdot p_1 - C \cdot n_3 \cdot p_2 \quad b_3 - c_3 - s_3 - s_4 \quad (5.8-4)$$

$$\frac{dp_1}{dt} = C \cdot n_1 \cdot p_1 + C \cdot n_3 \cdot p_1 - \frac{p_1}{\tau_c} + \frac{n_1}{\tau_1 \cdot D} + \frac{n_3}{\tau_3 \cdot D \cdot 2} \quad d_1 + d_3 - e_1 + g_1 + g_3 \quad (5.8-5)$$

$$\frac{dp_2}{dt} = C \cdot n_2 \cdot p_2 + C \cdot n_3 \cdot p_2 - \frac{p_2}{\tau_c} + \frac{n_2}{\tau_2 \cdot D} + \frac{n_3}{\tau_3 \cdot D \cdot 2} \quad d_1 + d_4 - e_2 + g_2 + g_3 \quad (5.8-6)$$

wobei τ_c wie folgt von der Resonatorlänge l und der Reflexion des Auskoppelspiegels r abhängt.

$$\tau_c = \frac{2 \cdot L}{c \cdot \ln\left(\frac{1}{r}\right)} \quad (5.8-7)$$

Um eine Lösung dieser fünf gekoppelten Differentialgleichungen zu finden, wurde ein iteratives Verfahren verwendet, da nicht nur der stationäre Endwert, sondern gerade die Einschwingvorgänge besondere Bedeutung haben. Führt man die Funktionen f_{n_1} bis f_{n_3} und f_{p_1} , f_{p_2} ein, die sich aus den rechten Teilen der Differentialgleichungen (5.8-2 – 5.8-6) bilden, kann man das System dieser 5 gekoppelten Differentialgleichungen mit folgendem iterativen Verfahren lösen

$$n_{1(i+1)} = N_{1(i)} + h \cdot f_{n_1}(n_{1(i)}, p_{1(i)}) \quad (5.8-8)$$

$$n_{2(i+1)} = N_{2(i)} + h \cdot f_{n_2}(n_{2(i)}, p_{2(i)}) \quad (5.8-9)$$

$$n_{3(i+1)} = N_{3(i)} + h \cdot f_{n_3}(n_{3(i)}, p_{1(i)}, p_{2(i)}) \quad (5.8-10)$$

$$p_{1(i+1)} = p_{1(i)} + h \cdot f_{p_1}(n_{1(i)}, n_{3(i)}, p_{1(i)}) \quad (5.8-11)$$

$$p_{2(i+1)} = p_{2(i)} + h \cdot f_{p_2}(n_{2(i)}, N_{3(i)}, p_{2(i)}) \quad (5.8-12)$$

wobei folgende Parameter und Konstanten verwendet wurden

$$\begin{array}{lll} c = 3 \cdot 10^8 & L = 0,6 & h = 1 \cdot 10^{-8} \\ r = 0.98 & C = 100 & \tau_2 = 3 \cdot 10^{-6} \\ R_1 = 2 \cdot 10^{10} & R_2 = 2 \cdot 10^{10} & R_3 = 4 \cdot 10^{10} \end{array}$$

Die Genauigkeit dieser Approximation hängt nur von h ab. h ist physikalisch eine Zeiteinheit in denen sich das System linear verhält. Sie muß deutlich kleiner als die im System zu erwartenden Zeitskalen gewählt werden.

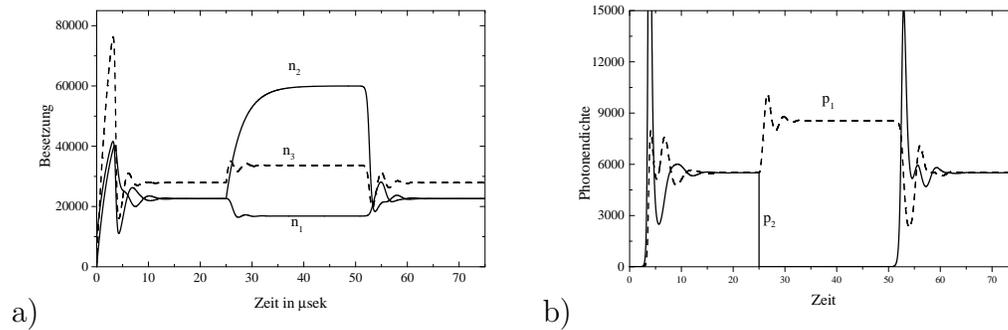


Abbildung 5.25 Simulation des zeitlichen Verhaltens des Linearresonators

Beide Bilder in Abbildung 5.25 zeigen den zeitlichen Verlauf der Simulation. In Bild a) ist der Besetzungszustand der oberen Laserniveaus dargestellt. In Bild b) sind die Besetzungszustände der beiden Laserresonatoren dargestellt. Diese Größen sind proportional zu den in Abbildung 5.23 gemessenen Intensitäten und sollten deshalb vergleichbar sein. Auch wurde die gleiche Zeitbasis gewählt. Zum Zeitpunkt $t = 0$ beginnt der Einschwingvorgang. Die Startparameter n_1 bis n_3 , p_1 , p_2 sind über realistische Werte frei wählbar, einschließlich $p_1 = p_2 = 0$, da das Anlaufen der Stimulierten Emission durch die spontane Emission auch berücksichtigt wird.

Die einzigen Parameter, mit denen man die Simulation an die Realität anpassen muß, sind die Parameter R_1 , R_3 und R_2 . Sie spiegeln die Pumpleistung in den einzelnen Regionen des Kristalls wieder. Es hat sich gezeigt, daß ein Verhältnis $R_1 = R_2 = R_3/2$ das Experiment annähernd widerspiegelt.

Bis zum Zeitpunkt $15 \mu s$ ist die stationäre Lösung des Gleichungssystems erreicht. Was bedeutet, daß der Laser sich nun in einem Gleichgewichtszustand befindet, bei dem beide Farben die gleiche Leistung erreicht haben ($p_1 = p_2$ und $n_1 = n_2$).

Zum Zeitpunkt $25 \mu s$ wird die Farbe 2 ausgeschaltet, indem τ_{c2} bis unterhalb der Laserschwelle verkleinert wird. Die andere Farbe 1 reagiert mit Relaxationsoszillationen und pendelt sich schnell auf einen Wert ca. des $\frac{2}{3}$ fachen ihres Startwertes ein. Da die Besetzung der nun geblockten Farbe nur noch durch die spontane Emission verringert wird, steigt sie auf fast das Dreifache ihres Gleichgewichtswertes an.

Nach weiteren $25 \mu s$ wird nun die geblockte Farbe wieder gestartet, indem τ_{c2} auf seinen ursprünglichen Wert zurückgesetzt wird. Bedingt durch die nun in ihrer Sättigung befindliche Besetzung n_2 des von ihr allein genutzten Laserniveaus Z_2 , kommt es nun zu viel heftigeren Relaxationsoszillationen, ehe sich wieder das Gleichgewicht wie zum Zeitpunkt $15 \mu s$ eingestellt hat.

Vergleicht man die durch die Simulation erhaltenen Daten mit den Messungen aus Abbildung 5.23 sieht man, daß die charakteristischen Verläufe der Meßkurven von dem Modell sehr gut beschrieben werden. Die Zeitskala auf der die Oszillationen stattfinden ist annähernd die gleiche. Beim Einschalten der zweiten Farbe kommt es in der Simulation zu heftigen Oszillationen, wie im Experiment. Das Ausbleiben dieser Oszillationen beim Ausschalten der zweiten Farbe ist der gravierendste Unterschied zwischen Simulation und Messung. In der Simulation findet dort auch eine Oszillation, wenn auch mit kleinerer Amplitude, statt.

Wahrscheinlich ist dieses unterschiedliche Verhalten dadurch zu erklären, daß in der Simulation der Laser schlagartig ausgeschaltet wurde, während im Experiment der Chopper eine endliche Zeit braucht, um den Strahl vollständig abzublocken. Würde man diese Effekte im Modell noch berücksichtigen, so wäre hier sicher eine weitere Annäherung an die experimentiellen Befunde zu erwarten.

Kapitel 6

Aufbau und Entwicklung des Ringresonators

Die Gesamtleistungen, die mit dem linearen α -Resonator im Zweistrahlbetrieb erreicht wurden, liegen für beide Farben zusammen bei 300 mW. Um eine weitere Steigerung dieser Leistung zu erreichen, kann man auf einen anderen Effekt zur Frequenzabstimmung des Lasers zurückgreifen. Bei dieser Frequenzabstimmung wird von außerhalb des Resonators dem Laser eine oder mehrere Frequenzen durch selektive Rückkopplung aufgezwungen. Dabei verwendet man einen für einen Strahlenweg optimierten Ringresonator, so daß man mit einer Gesamtleistung von ca. 800 mW rechnen kann. Weiterhin sind die Laserstrahlen beider Farben kolinear, so daß sie ohne weitere räumliche Überlagerung sofort für Mischprozesse verwendet werden können. Für den Linearresonator hingegen mußte für die Messung eines Mischprozesses, wie in Abschnitt 5.7, ein verlustbehafteter Aufbau verwendet werden, um die beiden dort nur parallelen Strahlen kolinear zu überlagern.

6.1 Aufbau des Ringlasers

In Abschnitt 2.6 wurde die prinzipielle Funktionsweise eines rückgekoppelten abstimmbaren Ringlasers beschrieben und mit dem Linearresonator verglichen.

Die experimentielle Realisierung des Ringresonators mit dem zur Verfügung stehenden Spiegelsatz bildet einen „8“ förmigen Resonator. Der Umbau zwischen dem α -Resonator und dem Ringlaser stellt sich als recht unproblematisch dar, da es ausreicht, den Endspiegel und den Auskopplungsspiegel des α -Lasers in Abbildung 5.5 zu verkippen. So entsteht ein 8-förmiger Resonator, wie er in Abbildung 6.1 dargestellt ist.

Die Hohlspiegel R_1 und R_2 sowie ein Resonatorspiegel R_3 und der Auskopplungsspiegel R_4 bilden den eigentlichen Resonator. Zusätzlich wird noch der

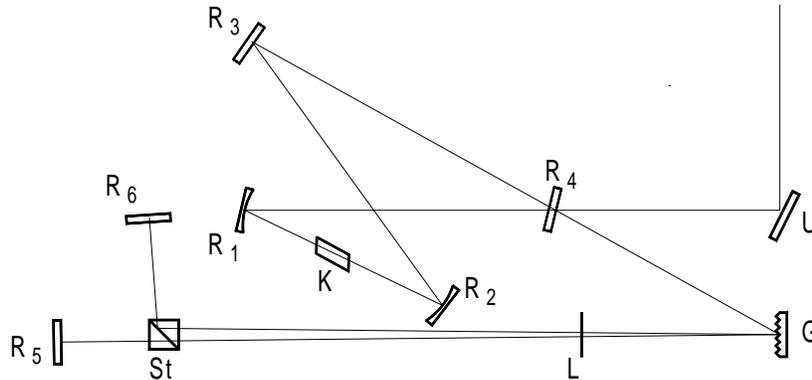


Abbildung 6.1 Experimentieller Aufbau des Ringresonators

Rückkopplungsarm aufgebaut. In ihm steht das frequenzselektive Element G . Dies ist ein für diesen Wellenlängenbereich (um 800 nm) optimiertes Gitter. Nach der Reflexion an diesem Gitter wird die Polarisation mit einer breitbandigen $\lambda/2$ Platte L um 45° gedreht, so daß die Strahlung durch einen polarisierenden Strahlteilerwürfel geteilt und durch die Spiegel R_1 und R_2 selektiv zurückgekoppelt werden kann. Die Kombination aus $\lambda/2$ Platte und polarisierendem-Strahlteilerwürfel ermöglicht ein genaues Einstellen des Teilverhältnisses.

Dieses genaue Einstellen ist notwendig, da der Ti:Saphir Kristall in erster Linie ein homogen verbreitertes Lasermedium ist und im Ringaufbau keine räumliche Trennung der Strahlen wie beim α -Resonator stattfindet. Deshalb wird der Moden-Wettbewerb bei diesem Aufbau eine stärkere Rolle spielen als bei dem α -Resonator.

Nach einer Optimierung des Hohlspiegelabstandes konnte tatsächlich eine Gesamtleistung von 800 mW erreicht werden.

6.2 Abstimmverhalten des Ringresonators

Bei der Untersuchung des Abstimmverhaltens dieses Resonatortypes stellt man fest, daß der völlig andere Ansatz der Abstimmung durch selektive Rückkopp-

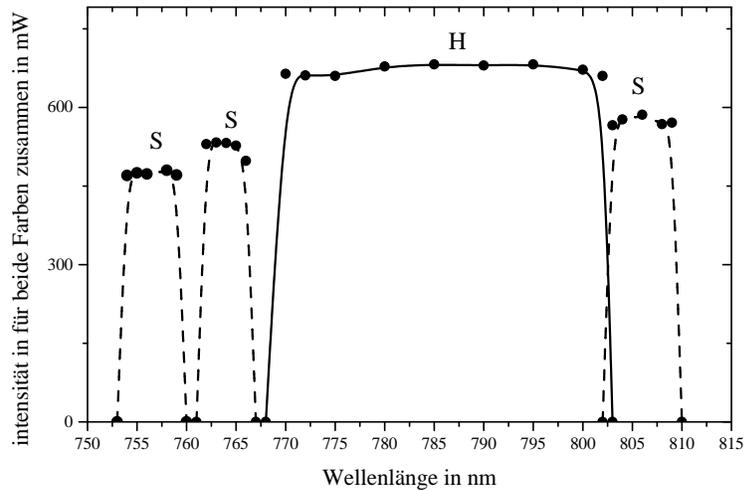


Abbildung 6.2 Abstimmbarkeit des Ti:Saphir Ringlasers. H normaler Aufbau. S_1 S_2 S_3 Erweiterung der Abstimmbarkeit mit Hilfe eines Einplatten-Lyot-Filters innerhalb des Resonators.

lung gegenüber dem der selektiven Unterdrückung durch das Lyot-Filter, innerhalb des α -Resonators zu anderen Abstimmereigenschaften führt. In der Leistung gewinnt man gegenüber dem Linearresonator um einen Faktor 3. Es stellt sich heraus, daß man systembedingt allerdings Einbußen in der Linienebreite und Abstimmbarkeit erhält. Ein Vergleich der Abstimmung durch Rückkopplung und durch Selektion ist in Abschnitt 2.5 und 2.6 durchgeführt worden.

6.2.1 Bandbreite der möglichen Abstimmung

Zuerst ist der mögliche Abstimmbereich und die erreichbare Leistung untersucht worden. Die Abstimmkurven sind in Abbildung 6.2 dargestellt, wobei die Gesamtleistung beider gleichstark eingestellten Farben dargestellt ist.

Betrachtet man zuerst den Hauptbereich H , der mit dem Resonator, wie er in Abbildung 6.1 dargestellt ist, gemessen wurde, so stellt man fest, daß

die Abstimmung im Gegensatz zu der des Linearresonators um ca. $1/3$ eingeschränkt ist. Der relative Abstand beider Farben zueinander ist unkritisch in bezug auf die erreichte Leistung.

Die seitlichen Abstimmkurven $S1$, $S2$ und $S3$ in Abbildung 6.2 sind gemessen worden, nachdem ein Einplatten-Lyot-Filter in den Resonator eingebaut wurde. Diese mit 7.5 nm Breite schmälere, aber von 750 nm bis 810 nm verschiebbaren Bereiche entstehen dadurch, daß das Lyot-Filter die Verstärkungskurve des Resonators seitlich verschiebt. Bedingt durch die große Bandbreite des verwendeten Einplatten-Lyot-Filters war zentriert um die eingestellte Wellenlänge ein Zweifarbenbetrieb möglich.

6.2.2 Linienbreite des Ringlasers

Nach der Untersuchung des Abstimmungsbereichs wurden nun die Linienbreite genauer untersucht. Führt man eine einfarbige Durchstimmung des Ringresonators durch und benutzt ein Spektrometer zur Leistungsmessung wie in Abbildung 6.3 dargestellt, sieht man, daß man keine regelmäßige Kurve wie in Abbildung 6.2 erhält, sondern Spektrallinien mit unregelmäßigen Intensitäten. Diese Intensitätsunterschiede sind auf unterschiedliche Linienbreiten zurückzuführen, da die Gesamtleistung der einzelnen Linien gemessen mit einem Leistungsmeßgerät annähernd gleich ist. Untersucht man ein einzelnes Linienspektrum genauer, wie er im Zweifarbenbetrieb in Abbildung 6.4 dargestellt ist, so stellt man fest, daß die beiden Farben eine Sockelbreite von 0.5 nm haben.

Der Grund für diese Verbreiterung ist nicht ganz klar, denn in der Literatur wird für einen ähnlichen Aufbau ein Wert von 8 pm angegeben [7].

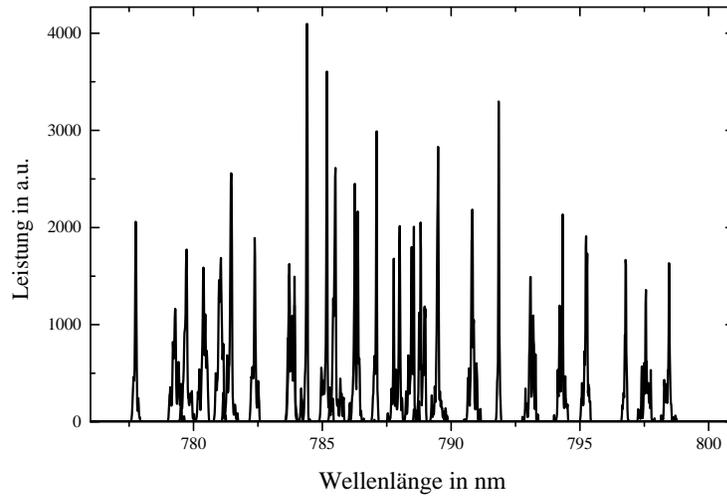


Abbildung 6.3 Leistungsspektrum des Ringlasers mit dem Spektrometer aufgenommen

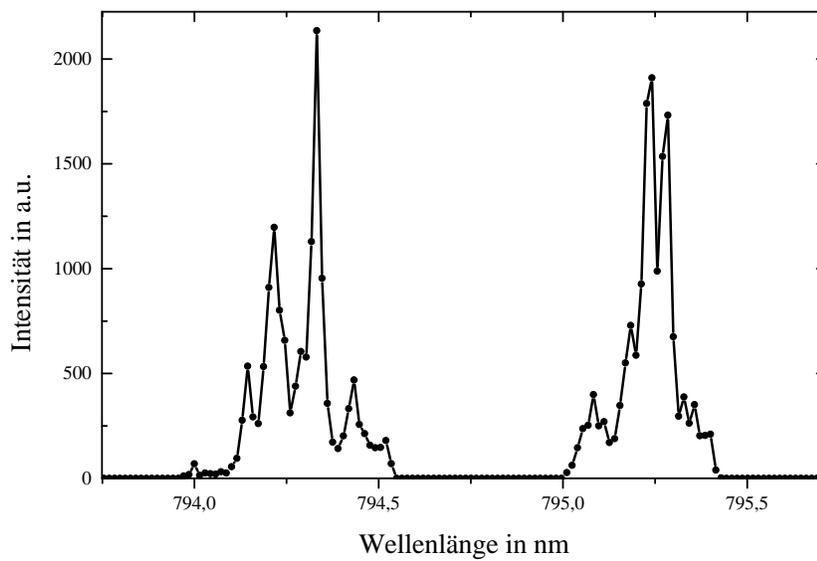


Abbildung 6.4 Zwei typische Peaks des Ringresonators, wie sie mit dem Spektrometer im Zweifarbenbetrieb gemessen wurden

Um einen Eindruck über die spektrale Breite des Rückkopplungsarms zu erhalten, wurde diese mit einem ähnlichen Verfahren wie beim Linearresonator in Abschnitt 5.5 bestimmt. Dazu wurde ein zusätzlicher 3-Platten Lyot-Filter in den Resonator eingebaut und die Leistung im Rückkopplungsarm bestimmt. Der Messaufbau ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

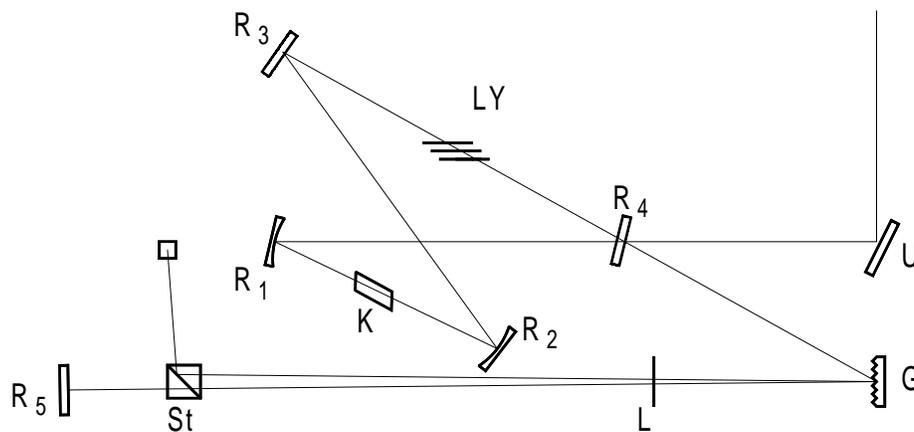


Abbildung 6.5 Aufbau zur Messung der spektralen Breite des Rückkopplungsarms

Die $\lambda/2$ Platte wurde so eingestellt, daß nur ein $1/4$ der Leistung auf den Detektor D fällt. In Abbildung 6.6 sind die Ergebnisse der Messung dargestellt. Die geringe maximale Ausgangsleistung mit 80 mW bei 796 nm ist damit zu erklären, daß es im Ringresonator nicht einfach möglich ist, ein Lyot-Filter ein- und auszubauen, denn durch den seitlichen Strahlversatz ist der Resonator nicht mehr stabil. Um den Versatz auszugleichen, muß ein Endspiegel verschoben werden und die Orientierung des Lyot-Filters muß gleichzeitig optimiert werden.

Durch den Einbau des Lyot-Filters kann der Laser nun nur noch auf den

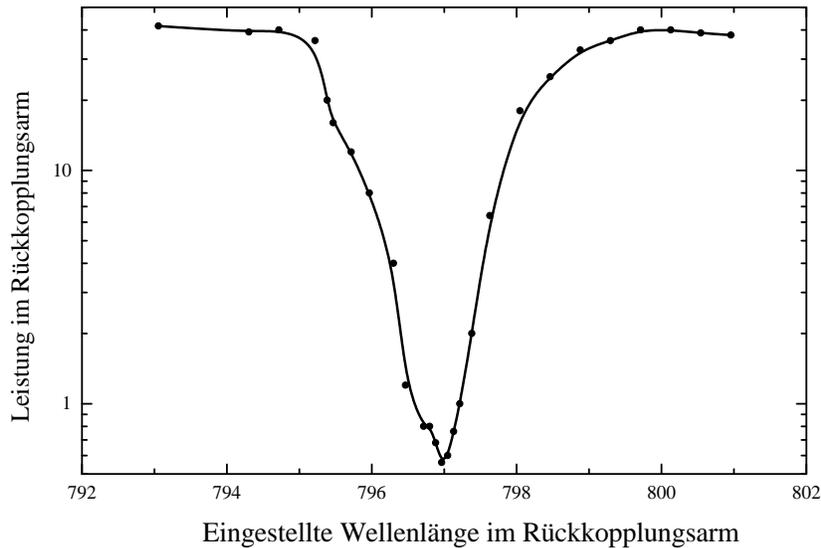


Abbildung 6.6 Leistung im Rückkopplungsarm bei Verkippem des rückreflektierenden Spiegels zur Bandbreitenbestimmung der Rückkopplung

eingestellten 796 nm emittieren.

Die gemessene Kurve ist folgendermaßen zu deuten: Bei 796 nm findet die optimalste Rückkopplung statt. Dies ist auch die eingestellte Wellenlänge des Lyot-Filters. Verstellt man nun die Rückkopplung zu einer anderen Wellenlänge, erhält man eine Aussage, wieviel bei einer Einstellung von dieser Wellenlänge noch von der Strahlung bei 796 nm zurückgekoppelt wird.

Es wurde eine Halbwertsbreite von ca. 2 nm gemessen. Dies könnte ein Indiz dafür sein, warum die Linienbreite im Ringlaser so groß ist. Auch Modifikationen des Rückkopplungsarms in bezug auf die Länge oder die Verwendung von Fokussieroptiken innerhalb der Rückkopplung brachte keine Verbesserungen, so daß diese Frage der starken Verbreiterung der Linien im Vergleich zum α -Resonator nicht geklärt werden konnte.

Der Ringlaser hat mit der Kolinearität der beiden Ausgangsstrahlen, wie auch durch die höheren erzielbaren Leistungen von bis zu 400 mW pro Farbe Vorteile gegenüber dem α -Resonator. Wenn es auf Leistung ankommt. Diese Vorteile erkaufte man sich aber durch Einschränkungen in der Abstimbarkeit wie auch in der Linienbreite, so daß für die anstehende Verwendung des Lasers für Mischprozesse der α -Resonator vorzuziehen ist.

6.3 Relaxationseffekte

Will man den Ringlaser bei Messungen mit Hilfe der Lock-In-Technik benutzen, so muß man einen der beiden Farben innerhalb des Lasers mit einem Lichtzerhacker (Chopper) in regelmäßigen Abständen abblocken. Als Position für den Chopper kommt nur der Rückkopplungsarm in Frage, da nur dort beide Farben räumlich getrennt sind. Eine genaue Untersuchung des Verhaltens des Lasers bei Verwendung eines Choppers innerhalb des Rückkopplungsarms wurde für den folgenden in Abbildung 6.7 dargestellten Aufbau durchgeführt.

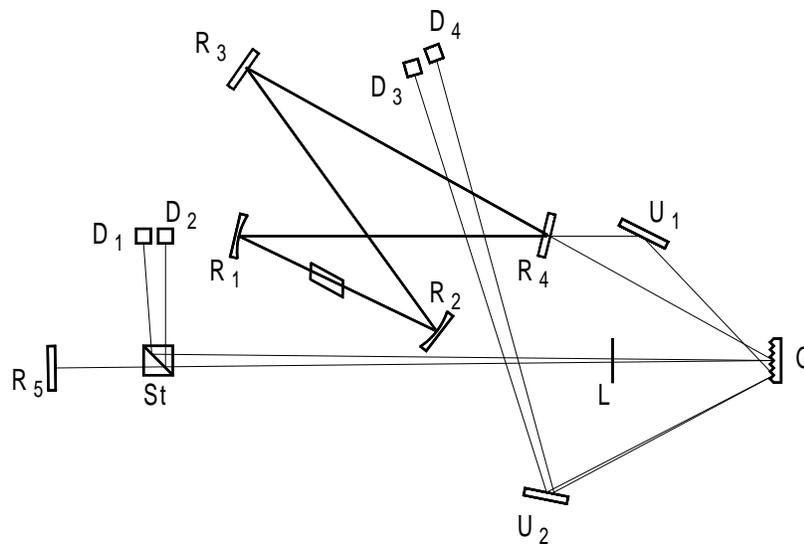


Abbildung 6.7 Aufbau zeitabhängige Messung

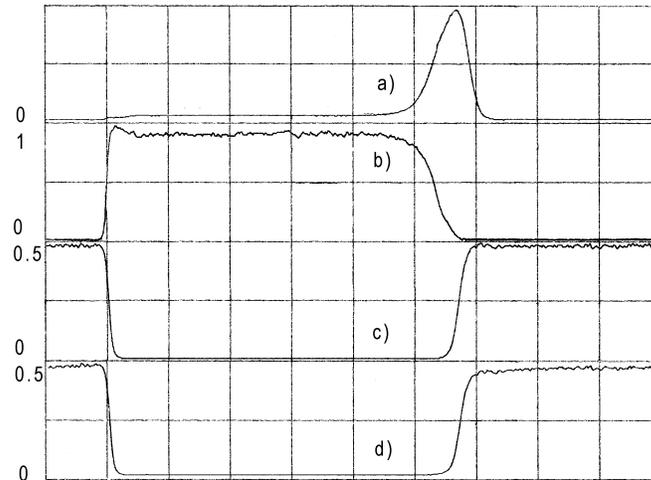


Abbildung 6.8 Ergebnisse Messungen

Der Chopper C wird zwischen den Strahlteiler St und den Rückkopplungsspiegel R_5 eingebaut. Der Rückkopplungsspiegel R_6 wurde durch die Detektoren D_1 und D_2 ersetzt. Um auch eine spektrale Aussage über den Ausgang des Lasers zu erhalten, wurde dieser mit einem Umlenkspiegel U_1 ebenfalls durch das Gitter G zerlegt und nach nochmaligem Reflektieren durch den Spiegel U_2 durch die Detektoren D_3 und D_4 detektiert.

Der Laser war so justiert, daß er bei geschlossenem Chopper nur im Verstärkungsmaximum und bei offenem Chopper nur auf der durch den Spiegel R_5 eingestellten Frequenz emittierte. Die Detektoren D_1 bis D_4 betrachten jeweils beide Farben in beiden Richtungen. Da bei den Messungen nur zwei Detektoren zur Verfügung standen, sind die Ergebnisse der Messung in Abbildung 6.8 aus drei Einzelmessungen entstanden.

Dabei zeigen die Kurven $a)$ und $b)$ die Leistung der eingestellten Wellenlänge in gewünschter Richtung $b)$ und unerwünschter Richtung $a)$. Kurve $a)$ und $b)$ zeigen die Leistung, die auf der natürlichen Wellenlänge auftritt, wobei $c)$ die gewünschte und $d)$ die unerwünschte Richtung darstellt.

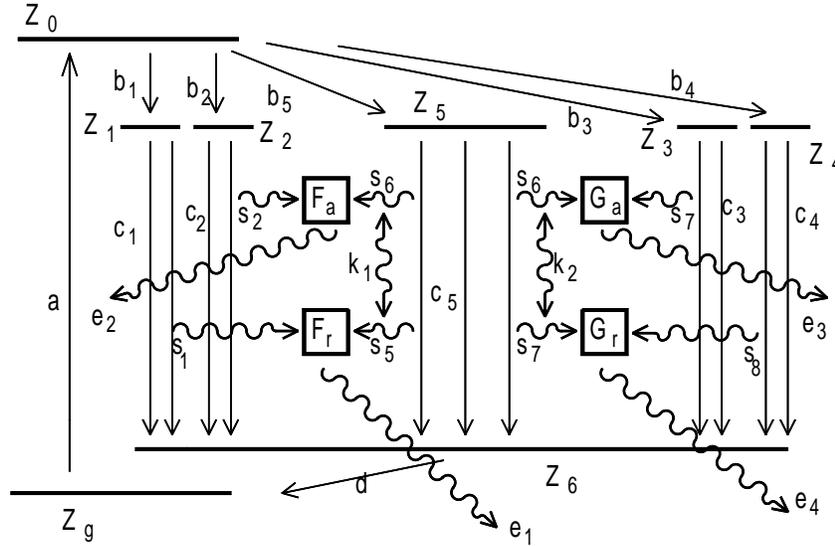


Abbildung 6.9 Übergangsschema des Ringlasers

Bei der Beschreibung dieser Vorgänge müssen jetzt vier, anstelle der zwei Teilstrahlen in der Simulation, die in Abschnitt 5.8 beschrieben wird, eingebaut werden. Dies führt zu einem in Abbildung 6.9 dargestellten Übertragungsschema, das den Ringlaser beschreibt.

In dem betrachteten Ringresonator werden vier Teilresonatoren simuliert. Einen für jede der beiden Farben F (freilaufend) und G (getuned) und in beiden Richtungen a (in Richtung Ausgang) und r (in Richtung Rückkopplung). Somit erhält man die vier Teilresonatoren F_a , F_r , G_a G_r . Deren Besetzung durch p_{F_a} , p_{F_r} , p_{G_a} und p_{G_r} repräsentiert wird. Diese werden jeweils durch eigenständige obere Laserniveaus mit Z_1 bis Z_4 und durch ein gemeinsames oberes Laserniveau mit Z_5 bezeichnet. Diese werden durch die Prozesse der stimulierten Emission s_1 bis s_8 versorgt. Wobei N_1 bis N_5 den Besetzungszustand dieser oberen Laserniveaus angibt. Die oberen Laserniveaus entleeren sich auch noch durch die spontane Emission p_1 bis p_5 . Zusätzlich mußten noch zwei Kopplungsprozesse eingeführt werden, die die Resonatoren gleicher Farbe aber unterschiedlicher Richtung koppeln, nämlich k_1 und k_2 . Die Ver-

sorgung der oberen Laserniveaus geschieht durch die Prozesse b_1 bis b_5 , die die Pumpraten R_1 bis R_5 in die Niveaus Z_1 bis Z_5 darstellen.

Diese Prozesse können analog zu den in Abschnitt 5.8 beschriebenen Prozessen mathematisch dargestellt werden. Zusätzlich zu den in Abschnitt 5.8 beschriebenen Paramter R_1 bis R_5, τ_c, τ_2, C und D wird noch ein Parameter K eingeführt, der die Kopplung der beiden Richtungen einer Farbe beschreibt.

Ratengleichungen	Prozesse nach Abb 5.24	
$\frac{dn_1}{dt} = R_1 - \frac{n_1}{\tau_1} - C \cdot n_1 \cdot p_{F_r}$	$b_1 - c_1 - s_1$	(6.3-1)
$\frac{dn_2}{dt} = R_2 - \frac{n_2}{\tau_2} - C \cdot n_2 \cdot p_{F_a}$	$b_2 - c_2 - s_2$	(6.3-2)
$\frac{dn_3}{dt} = R_3 - \frac{n_3}{\tau_3} - C \cdot n_3 \cdot p_{G_a}$	$b_3 - c_3 - s_3$	(6.3-3)
$\frac{dn_4}{dt} = R_4 - \frac{n_4}{\tau_4} - C \cdot n_4 \cdot p_{G_r}$	$b_4 - c_4 - s_4$	(6.3-4)
$\frac{dn_5}{dt} = R_5 - \frac{n_5}{\tau_5} - C \cdot n_5 \cdot (p_{F_a} + p_{F_r} + p_{G_a} + p_{G_r})$	$b_5 - c_5 - s_5 - s_6 - s_7 - s_8$	(6.3-5)

$$\begin{aligned} \frac{dp_{F_r}}{dt} = & C \cdot n_1 \cdot p_{F_r} + C \cdot n_5 \cdot p_{F_r} - \frac{P_{f_r}}{\tau_c} + s_1 + s_5 - e_1 + g_1 + g_5 + k_1 \\ & + \left(\frac{n_1}{\tau_1 \cdot D} + \frac{n_5}{\tau_5 \cdot D} \right) + \frac{C \cdot n_5 \cdot p_{F_a}}{K} \end{aligned} \quad (6.3-6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_{F_a}}{dt} = & C \cdot n_2 \cdot p_{F_a} + C \cdot n_5 \cdot p_{F_a} - \frac{P_{F_a}}{\tau_c} + s_2 + s_5 - e_2 + g_2 + g_5 + k_1 \\ & + \frac{n_2}{\tau_2 \cdot D} + \frac{n_5}{\tau_5 \cdot D} + \frac{C \cdot n_5 \cdot p_{F_r}}{K} \end{aligned} \quad (6.3-7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_{G_a}}{dt} = & C \cdot n_3 \cdot p_{G_a} + C \cdot n_5 \cdot p_{G_a} - \frac{P_{G_a}}{\tau_c} + s_3 + s_5 - e_3 + g_1 + g_5 + k_2 \\ & + \frac{n_3}{\tau_3 \cdot D} + \frac{n_5}{\tau_5 \cdot D} + \frac{C \cdot n_5 \cdot p_{G_r}}{K} \end{aligned} \quad (6.3-8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_{G_r}}{dt} = & C \cdot n_4 \cdot p_{G_r} + C \cdot n_5 \cdot p_{G_r} - \frac{P_{G_r}}{\tau_c} + d_4 + s_5 - e_4 + g_4 + g_5 + k_2 \\ & + \frac{n_4}{\tau_4 \cdot D} + \frac{n_5}{\tau_5 \cdot D} + \frac{C \cdot n_5 \cdot p_{G_a}}{K} \end{aligned} \quad (6.3-9)$$

Um eine Lösung dieser jetzt neun teilweise gekoppelten Differentialgleichungen zu finden, führt man die Funktionen f_{N_1} bis f_{N_5} und $f_{p_{F_r}}$, $f_{p_{F_a}}$, $f_{p_{G_r}}$ und f_{G_a} ein, die sich aus dem rechten Teil der Differentialgleichungen (6.3-1-6.3-9) bilden. Die Lösung erfolgt nun nach folgendem iterativen Ansatz:

$$N_{1(n+1)} = N_{1(n)} + h \cdot f_{N_1}(N_1, p_{F_r}) \quad (6.3-10)$$

$$N_{2(n+1)} = N_{2(n)} + h \cdot f_{N_2}(N_2, p_{F_a}) \quad (6.3-11)$$

$$N_{3(n+1)} = N_{3(n)} + h \cdot f_{N_3}(N_3, p_{G_a}) \quad (6.3-12)$$

$$N_{4(n+1)} = N_{4(n)} + h \cdot f_{N_4}(N_4, p_{G_r}) \quad (6.3-13)$$

$$N_{5(n+1)} = N_{12(n)} + h \cdot f_{N_5}(N_5, p_{F_r}, p_{F_a}, p_{G_a}, p_{G_r}) \quad (6.3-14)$$

$$p_{F_a(n+1)} = p_{F_r(n)} + h \cdot f_{p_{F_r}}(N_1, N_5, p_{F_r}, p_{F_a}) \quad (6.3-15)$$

$$p_{F_a(n+1)} = p_{F_a(n)} + h \cdot f_{p_{F_a}}(N_2, N_5, p_{F_a}, p_{F_r}) \quad (6.3-16)$$

$$p_{G_a(n+1)} = p_{G_a(n)} + h \cdot f_{p_{G_a}}(N_1, N_5, p_{G_a}, p_{G_r}) \quad (6.3-17)$$

$$p_{G_r(n+1)} = p_{G_r(n)} + h \cdot f_{p_{G_r}}(N_2, N_5, p_{G_r}, p_{G_a}) \quad (6.3-18)$$

wobei folgende Parameter und Konstanten verwendet wurden

$$\begin{array}{lll} c = 3 \cdot 10^8 & L = 0.6 & h = 1 \cdot 10^7 \\ r = 0.98 & C = 100 & \tau_2 = 3 \cdot 10^{-6} \\ R_1 = 3 \cdot 10^8 & R_2 = 3 \cdot 10^8 & R_3 = 3 \cdot 10^{10} \end{array}$$

In Abbildung 6.10 ist das Ergebnis der Simulation dargestellt. Dabei wurde daß Chopper durch einen, in Farbe und Richtung, selektiven Auskoppelspiegel realisiert. Bei 0 μ sek ist diese Reflektivität der freilaufende Farbe in beiden Richtungen mit $R=0,982$ gegeben. Für die einzustellende Farbe ist er mit $R=0,980$ niedriger, so wird sich die freilaufende Farbe F nach einer Einschwingphase in beiden Richtungen auf die selbe Leistung stabilisieren. Bei 150 μ sek wird die Reflektivität des Resonator G_a um 0,004% erhöht, was das Öffnen des Rückkoppelarms durch den Chopper bedeutet. Wie erwartet bricht die Leistung der freilaufenden Farben zusammen und die Lasertätigkeit auf der eingestellten Farbe G beginnt. Dabei ist wieder zu beobachten, daß die gewünschte Richtung G_a sehr stark und G_r nur sehr schwach anläuft, wie

auch im Experiment. Es kommt auch zu keinen Relaxationsoszillationen. Ein interessanter Effekt stellt sich beim Schließen des Choppers bei $350 \mu\text{sek}$ ein, welcher durch Rücksetzen der Güte des Resonators G_a simuliert wird. Jetzt haben die beiden Resonatoren G_a und G_r die gleiche Güte. In der Zeit, bis die freie Farbe wieder anläuft, kommt es durch Kopplung der beiden Richtungen der Farbe G zu einem Energieaustausch, was zu einem kurzen Steigen der Leistung im G_r Resonator führt. Dieser Effekt konnte nur durch das Einfügen des Kopplungseffektes erzeugt werden.

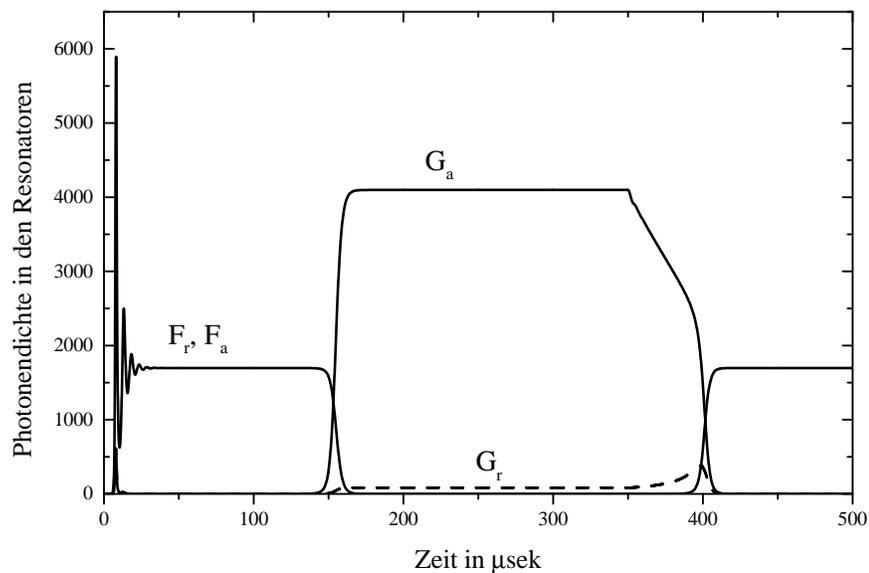


Abbildung 6.10 Simulation des zeitlichen Verhaltens des Ringresonators

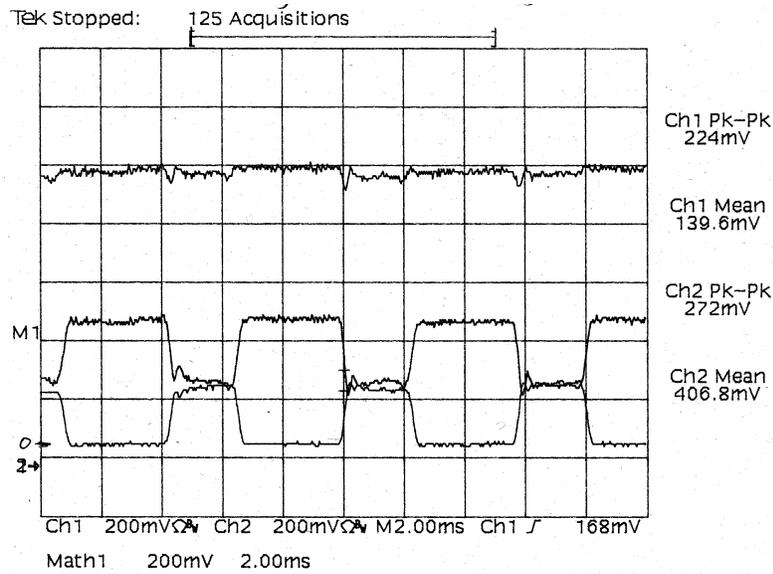


Abbildung 6.11 Zweifarben Choppen

Hier wurde nur der Einstrahlenbetrieb auf der freien laufenden Farbe F oder auf der eingestellten Farben G betrachtet. Justiert man den Laser hingegen auf einen Zweifarbenbetrieb, so daß beide Farben bei offener Rückkopplung gleichstark sind, wie er in Abbildung 6.11 dargestellt ist, so sieht man, daß die Addition beider Farben immer gleich ist. Es findet nur eine Umverteilung der Leistungen statt. Dies ist ein weiterer Vorteil, daß die Gesamtleistung konstant ist.

Zusammenfassung

Als Ergebnis dieser Arbeit kann man sehen, daß es experimentiell gelungen ist, mit einem α -förmigen Linearresonator einen stabilen unabhängig abstimmbaren Zwei-Farben Ti:saphir Laser aufzubauen, der so in der wissenschaftlichen Literatur noch nicht beschrieben ist. Eine Veröffentlichung zu der vorgelegten Arbeit [22] ist beim *IEEE Journal of Quantum Electronics* eingereicht worden.

Die Ausgangsleistung dieses Lasers liegt bei 300 mW. Die durchgeführten Experimente lassen darauf schließen, daß der Laser die meiste Zeit nur auf einer longitudinalen Mode emittiert. Bei einem gleichzeitig möglichen Abstimmbereich von 740 nm bis 850 nm, welches ein Verhältnis von Linienbreite zu Abstimmbereich von besser als 1:250000 bedeutet.

Den Beweis, daß der Laser auch bei sehr geringen Differenzfrequenzen betrieben werden kann, lieferte die direkte Messung des Schwebungssignals zwischen den beiden Lasern. Dabei muß man zugeben, daß das im Eingangszitat dieser Arbeit erwähnte Schwebungssignal nicht ohne Hilfsmittel an einer Wand zu beobachten war, sondern eine minimale Schwebung von 3 Mhz gemessen wurde. Im Vergleich zu den $3 \cdot 10^8$ Mhz der einzelner Farben ist dies aber ein gutes Ergebnis. Zusätzlich wurde mit dem Ringlaser ein anderer Ansatz zur Abstimmung des Systems realisiert. Diese Anordnung hat mit 800 mW Vorteile bezüglich der Ausgangsleistung aber Nachteile in Hinblick auf Abstimmung und Linienbreite.

Im theoretischen Teil konnte gezeigt werden, welche Eigenschaften ein Laser-Resonator haben muß, um stabil im Zweifarben Betrieb eingesetzt zu werden. Weiterhin konnten auch noch die dynamischen Effekte der beiden Resonator-typen mit Hilfe einer Simulation beschrieben werden.

Der Laser soll in der Erzeugung von kontinuierlicher Strahlung im THz-Bereich verwendet werden. Dabei sollen photokonduktive Antennen, wie auch Halbleiteroberflächen als Emitter dienen. Bis zum Ende dieser Arbeit konnte der Laser aus zeitlichen Gründen nicht für diese Messungen eingesetzt werden, da es zu Verzögerungen mit den Proben, wie auch mit den Meßgeräten kam. Die Charakterisierung des Lasers aber zeigte, daß die beiden schmalbandigen Farben bei einer Differenzfrequenz im THz-Bereich (20 GHz–50 THz) stabil zu realisieren sind.

Literatur

- [1] E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis. Photomixing up to 3.8 thz in low-temperature-grown gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 66:285–287, 1995.
- [2] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W.F. DiNatale, and T. M. Lyszczarz. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown gaas. *Appl. phys. Lett.*, 67:3844–3846, 1995.
- [3] Peter A. Schulz. Single-frequency Ti:Al₃O₄ ring laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24(6):1039–1044, 1988.
- [4] A. Leitenstorf, C. Fürst, and A. Laubereau. Widely tunable two-color mode-locked Ti:sapphire laser with pulse jitter of less than 2fs. *Optics Lett.*, 20:916–918, 1995.
- [5] J.M. Evans, D. E. Spence, D. Burns, and W. Sibbet. Dual-wavelength self-mode-locked ti:sapphire laser. *Optics Lett.*, 18:1074–1076, 1993.
- [6] Richard Scheps and Joseph F. Myers. Doubly resonant Ti:Sapphire laser. *IEEE photonics technology letters*, 4(1):1–3, 1992.
- [7] M. Grorris-Neveux, M. Nechev, R. Barbe, and J.C. Keller. A two-wavelength, passively self-injection locked, cw Ti³⁺:Al₂O₃ Laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(8):1253–1260, 1995.
- [8] Albert Einstein. *Phys. zeitschrift*, 18:121, 1917.
- [9] Bergmann Schäfer. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 3 Optik. Walter de Grueter, 1993.

LITERATUR

- [10] Katsuji Mukaihara Masahiro Funayama, Hiroyuki Morita, Tasuo Okada, Nariyuki Tomonaga, Jun Izumi, and Mitsuo Maeda. Continuous tunable coherent source over 202-3180 nm based on a Ti:sapphire laser. *Optical Communication*, 102:457, 1993.
- [11] Antonio Sanchez, Alan J. Strauss, Roshan L. Aggarwal, and Robert E. Fahey. Crystal growth, spectroscopy and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(6):995–1002, 1988.
- [12] Spectra Physics. *Betriebsanleitung zum Tsunami Kurzpulslaser*.
- [13] Miles. Background notes for laser 1. *The University of st Andrews*, 1996.
- [14] Xinglong Wang. Numerical analysis of beam parameters and stability regions in folded or ring cavity. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11(8):2265, 1994.
- [15] M. Hercher. traveling-wave ruby laser with a passive optical isolator. *Optical communication*, page 3351, 1965.
- [16] Eugen Hecht. *Optik*. Addison - Wesley, 1989.
- [17] Zeiss. *Anleitung zu M4 Q III Monochromator*. (als Teilkopie eingesehen).
- [18] Ch.Schenk U.Tiez. *Halbleiterschaltungstechnik*. Springer-Verlag, 10. Auflage, 1993.
- [19] K. Simonyi. *Physikalische Elektronik*. B.G. Teubner, 1972.
- [20] H.Vogel. *Gerthsen Physik*. Springer, 19 Auflage, 1997.
- [21] A. Yariv. *Quantum Electronics*. Wiley, 3. Auflage, 1988.
- [22] Frank Siebe, Karsten Siebert, Rainer Leonhardt, and Hartmut Roskos. A fully tunable Dual-Color CW Ti:Al₂O₃ Laser. Zur Veröffentlichung im *IEEE Journal of Quantum Electronics* eingereicht worden.

Danksagung

Ich möchte mich hiermit bei allen Personen bedanken, die mich bei der Forschungsarbeit im letzten Jahr und der Erstellung dieser Arbeit tatkräftig unterstützt haben. Im besonderen möchte ich mich bei meinem Betreuer Karsten Siebert, meinem Professor Hartmut G. Roskos und der Belegschaft der Mechanischen Werkstatt des Physikalischen Institutes wie auch bei meinen Eltern bedanken.

Frank Siebe