

# Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (P3)

## Laserresonator

Betreuer: Fabian Niesler

Michael Lohse, Matthias Ernst

Gruppe 11

Karlsruhe, 17.1.2011

### Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	Funktionsweise des Lasers . . . . .	2
1.2	Laserbetriebsarten und Modenkopplung . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Durchführung und Auswertung</b>	<b>3</b>
2.1	Aufgabe 1: Justierung des Helium-Neon-Lasers . . . . .	3
2.2	Aufgabe 2: Messung des Spektrums des Helium-Neon-Lasers . . . . .	3
2.3	Aufgabe 3: Inbetriebnahme des Ti:Sapp-Lasers . . . . .	5
2.4	Spektrum des Ti:Sapp-Lasers und Transversalmoden . . . . .	5
2.5	Fluoreszenzspektrum des Ti:Sapp-Kristalls . . . . .	7
2.6	Bestimmung der Laserschwelle des Ti:Sapp-Kristalls . . . . .	8
2.7	Anwendungsmöglichkeiten von Ti:Sapp-Lasern . . . . .	8

Ziel des Versuchs ist das Kennenlernen der Grundlagen des Betriebs von Lasern sowie der für die Arbeit mit Lasern wichtigen Arbeitstechniken.

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Funktionsweise des Lasers

Der Laser (Abkürzung für *Light amplification by stimulated emission of radiation*) ist eine in den 1960er Jahren entwickelte Lichtquelle. Wie der Name besagt, besteht das Wirkungsprinzip in der stimulierten Lichtemission und der damit verbundenen Verstärkung der Lichtintensität. Dabei werden die Atome des Mediums des Lasers kontinuierlich in höhere elektronische Zustände angeregt („gepumpt“), wobei ein Teil der Atome bei Relaxation der Elektronen spontan Licht emittiert. Das Medium befindet sich in einem Resonator, der im einfachsten Fall aus zwei Spiegeln besteht. Zwischen diesen wird das spontan emittierte Licht propagieren. Dabei ist es in der Lage, bei Atomen in angeregten Zuständen die Emission von Licht zu stimulieren. Wenn der überwiegende Teil der Atome im angeregten Zustand vorliegt, also bei Besetzungsinversion, wird auf diese Weise das Licht immer weiter verstärkt. Einer der Spiegel ist geringfügig durchlässig, sodass das Licht den Resonator verlassen und außerhalb zur Anwendung kommen kann.

Für den Laser-Betrieb ist mindestens ein sog. „Dreinevensystem“ als Medium nötig. Das heißt, beim Laser-Prozess kann nicht nur ein angeregter Zustand eine Rolle spielen, da sonst dieser angeregte Zustand aufgrund der Boltzmannstatistik nie so stark besetzt sein kann, dass eine nennenswerte Verstärkung des Lichts auftritt. Wenn das System aber noch mindestens ein weiteres angeregtes Niveau aufweist, das eine lange Lebensdauer aufweist (z.B. aufgrund eines spinverbotenen Übergangs), so kann das System aus dem durch das Pumpen angeregten Zustand in dieses Niveau relaxieren, in dem sich aufgrund der langen Lebensdauer dann eine Besetzungsinversion ausbildet. Durch spontane Emission und Reflexion im Resonator wird dann die Emission stimuliert und so die hohe Lichtintensität des Lasers ermöglicht.

Aufgrund der stimulierten Emission haben alle Photonen dieselbe Phase und Frequenz, weshalb der Laser eine wichtige Quelle (nahezu) kohärenten Lichts darstellt. Laser finden heutzutage in der Forschung, in der Industrie und im Alltag reichlich Anwendung, von der Spektroskopie über das präzise Bearbeiten von Materialien bis hin zur Signalübertragung.

## 1.2 Laserbetriebsarten und Modenkopplung

Wird ein Laser wie vorher betrieben, so kann man dies auch im Wellenbild betrachten. Die stimulierte Emission der Photonen entspricht dann der Ausbildung stehender Wellen zwischen den Resonatorspiegeln durch konstruktive Interferenz. Diese Wellen werden als longitudinale Moden bezeichnet (auch transversale Moden sind bei leicht schiefer Spiegelstellung möglich, darauf wird später im entsprechenden Versuchsteil eingegangen). Alle anderen Wellenlängen außer diesen interferieren destruktiv. Da die Resonatorlänge im Normalfall deutlich größer als die Wellenlänge des Lichts ist, sind je nach Bandbreite des Laserspektrums einige wenige, z.B. bei Helium-Neon-Lasern bis sehr viele Moden, z.B. bei Titan-Sapphir-Lasern möglich. Zwischen den einzelnen Moden besteht im Normalfall keine Beziehung, die Phasen der einzelnen Wellen sind also zufällig verteilt und ergeben im statistischen Mittel bei wenigen Moden eine fluktuierende Intensität, im Normalfall bei vielen Moden aber eine quasi konstante Intensität, die als „continuous wave“ oder auch als Dauerstrich bezeichnet wird.

Wenn jedoch zwischen den verschiedenen Moden eine feste Phasenbeziehung hergestellt wird, dann interferieren die Moden immer wieder konstruktiv und destruktiv, was zu Pulsen sehr hoher Intensität führt. Dies wird als „mode-locking“ bzw. Modenkopplung bezeichnet. Erreicht werden kann eine solche Modenkopplung entweder aktiv, indem beispielsweise ein Pumplaser per Schaltelement immer nur kurz einstrahlt (oder bereits modengekoppelt ist) oder auch durch zusätzliche

Modulation des Lichts im Resonator. Da hierbei immer ein externes Signal benötigt wird, ist die erreichbare Pulsgröße durch dieses begrenzt. Alternativ kann Modenkopplung auch passiv erfolgen, wozu z.B. der im Versuch verwendete Titan-Sapphir-Laser prinzipiell in der Lage ist. Dazu können sättigbare Absorber zum Einsatz kommen, die bei geringer Intensität absorbieren, bei hoher jedoch transmittieren. Auf diese Weise werden bei Schwankungen immer nur die Spitzen hoher Intensität transmittiert, wodurch sich der Prozess wiederholt und deren Intensität verstärkt wird. Eine andere Möglichkeit für passive Modenkopplung, die bei Ti:Sapp-Laser zum Einsatz kommt, basiert auf einem nicht-linearen optischen Effekt, dem Kerr-Effekt. Bei einer Kerr-Linse wird Licht hoher Intensität anders fokussiert als Licht niedriger Intensität. Wenn dann durch sorgsame Einstellung der Resonatorgeometrie nur das Licht hoher Intensität verlustfrei transmittiert wird, entstehen wieder Lichtpulse sehr kurze Dauer.

## 2 Durchführung und Auswertung

Der größte Teil des Versuchsaufbaus (der VERDI V5-Laser, der Ti:Sapp-Resonator und der Strahlengang zum Pumpen) waren bereits aufgebaut und wurden während des Versuchs nicht von uns geändert.

### 2.1 Aufgabe 1: Justierung des Helium-Neon-Lasers

Bei Versuchen mit Lasern möchte man im Versuchsaufbau einen Strahlengang erreichen, der von der genauen Position des Lasers an sich nicht mehr direkt abhängt. Fiele der Laserstrahl direkt auf den optischen Versuchsaufbau, müsste dieser bei jeder kleinsten Änderung am Laser nachjustiert werden. Um dies zu vermeiden, wird der Laserstrahl durch zwei Blenden fokussiert. So wird der anschließende Strahlengang nur noch durch diese Blenden, nicht aber durch die Position des Lasers an sich bestimmt, was der Versuchsaufbau robust gegenüber Veränderungen am Laser macht. Auch ist so die Verwendung eines weiteren Lasers leicht möglich. Fiele der Laserstrahl direkt auf den optischen Versuchsaufbau, müsste dieser bei jeder kleinen Änderung am Laser nachjustiert werden, dies entfällt durch die Verwendung der Blenden.

Um diesen Vorgang zu üben, wurde wie in der Vorbereitungshilfe beschrieben in den Strahlengang des PumpLasers zum Ti:Sapp-Laser ein weiterer Laser auf einer kinematischen Bank eingebracht. Dabei handelte es sich um einen schwachen Helium-Neon-Laser, den wir mit Hilfe zweier Spiegel so justierten, dass er mittig durch die beiden Blenden lief. Aufgrund der Verwendung der kinematischen Bank ließ sich der Spiegel, der in den Strahlengang der Verdi-Lasers eingebracht werden musste, leicht wieder entfernen, wobei die Möglichkeit bestehen blieb, schnell beide Laser verwenden zu können.

### 2.2 Aufgabe 2: Messung des Spektrums des Helium-Neon-Lasers

Wir brachten in den Strahlengang des Helium-Neon-Lasers einen Einkoppler ein, der mit einem Computer verbunden war. So konnten wir das in Abbildung 1 dargestellte Spektrum dieses Lasers einfach messen, wobei wir die Position des Einkopplers so variierten, dass eine hohe Intensität erreicht wurde. Wir variierten dann die Integrationszeit am Messcomputer, was ein geringfügig anderes Signal-zu-Rausch-Verhältnis nach sich zog. Das Spektrum selbst änderte sich dabei kaum. Um die genaue Position des im gesamten Spektrum sehr scharfen Laserpeaks zu bestimmen, wurde eine Gauß-Kurve an diesen angefügt. Im kleinen Bild in Abb. 1 sind der Laserpeak und diese Kurve im Detail dargestellt. Das Maximum der Gauß-Kurve gibt die Lage des Peaks an, sie beträgt  $632,856 \pm 0,017\text{nm}$ . Dieser Wert weicht nur wenig vom Literaturwert ( $632,816\text{ nm}$ ) ab.

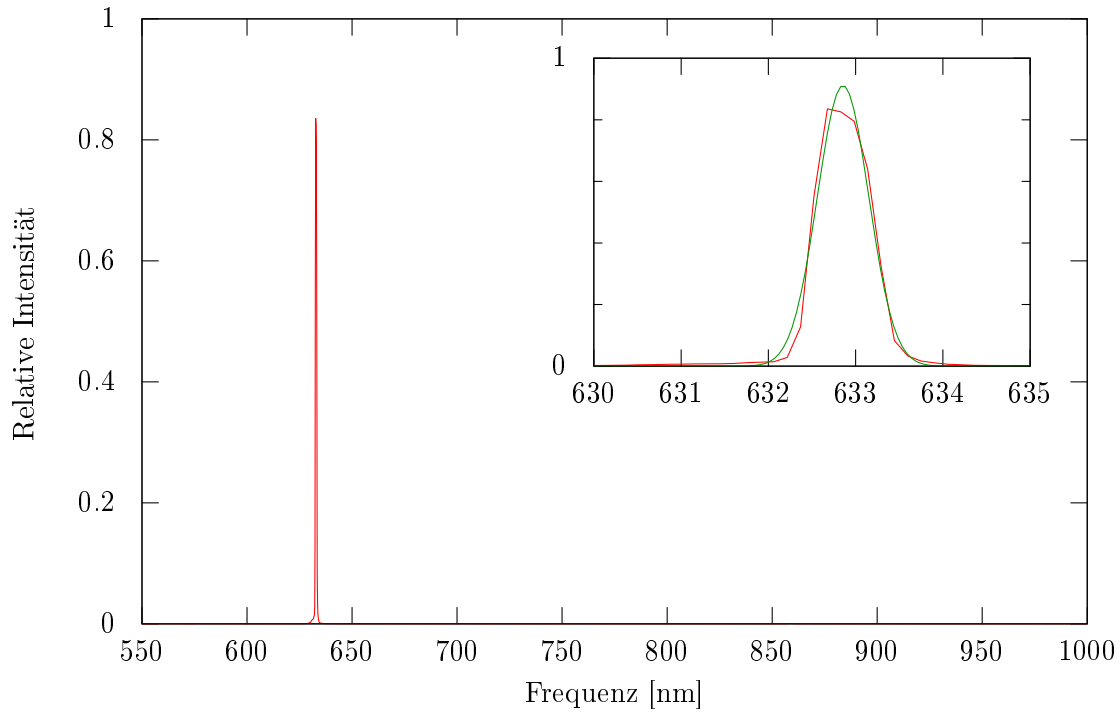


Abbildung 1: Spektrum des Helium-Neon-LASERs. Großes Bild: gesamtes gemessenes Spektrum, kleines Bild: Detailansicht des LASER-Peaks, in grün: gefittete Gauß-Kurve

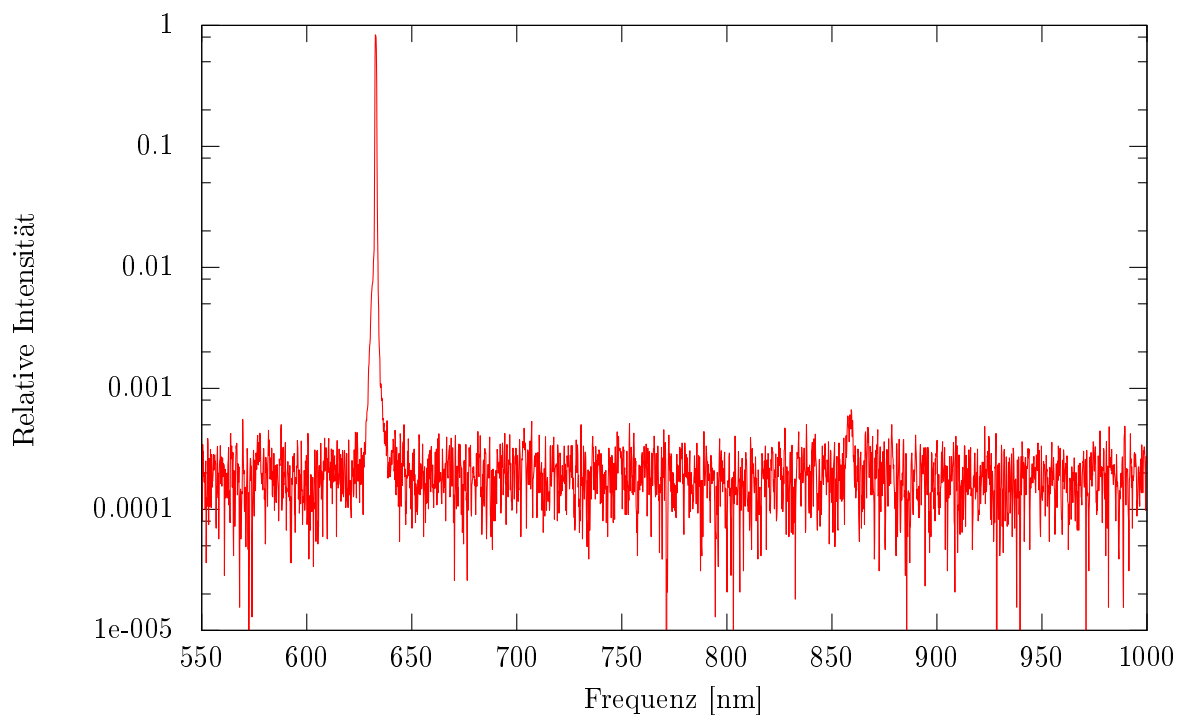


Abbildung 2: Spektrum des Helium-Neon-LASERs (logarithmische Intensität)

Um den sehr geringen und in Abb. 1 quasi verschwindenden Untergrund des Lasers besser beurteilen zu können, wurde das Spektrum in Abb. 2 mit logarithmischer Skalierung auf der y-Achse dargestellt. Dort ist zu sehen, dass durchaus gewisse Schwankungen in der Intensität des Untergrunds auftreten, die jedoch insgesamt auf einem sehr geringen und gemittelt auch linearen Niveau stattfinden.

### 2.3 Aufgabe 3: Inbetriebnahme des Ti:Sapp-Lasers

Der Aufbau des Ti:Sapp-Lasers ist in Abb. 3 schematisch dargestellt. Gepumpt wird der Ti:Sapp-

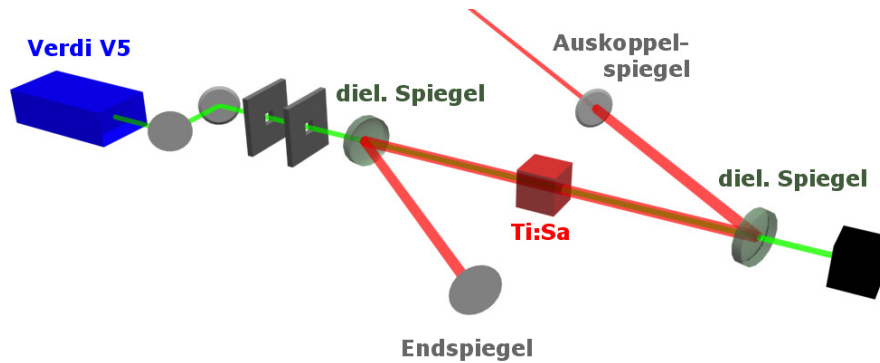


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des Ti:Sapp-Laser

Quelle: Protokoll zum selben Versuch von L. Riemenschnitter und M. Fischer (Abbildung mit freundlicher Genehmigung des Urhebers)

Laser durch einen weiteren Laser, bei dem es sich um einen Verdi V5 handelt. Dieser emittiert Licht der Wellenlänge 532 nm mit einer Maximalleistung von über 5 W. Den Resonator des Ti:Sapp-Lasers bildet eine sog. Z-Kavität. Den Kern der Z-Kavität bildet die Achse, die der Verlängerung des Strahlengangs des PumpLasers entspricht und durch zwei dielektrische Spiegel, die für die Wellenlänge des PumpLasers, nicht jedoch für die des Ti:Sapp-Lasers durchlässig sind, abgeschlossen wird. In zwei spitzen Winkeln dazu sind die beiden verstellbaren Endspiegel des Resonators angebracht, wobei einer geringfügig durchlässig ist. Nach diesem Auskoppelspiegel befindet sich noch ein zusätzlicher Filter im Strahlengang, um den Anteil des PumpLasers im Strahl zu eliminieren bzw. möglichst gering zu halten.

Um den Ti:Sapp-Laser in Betrieb zu nehmen, mussten wir zunächst den Spiegel auf der kinematischen Bank aus dem Strahlengang des Verdi-PumpLasers entfernen. Dann wurde der PumpLaser vom Betreuer auf niedriger Leistung eingeschaltet und so justiert, dass der Titan-Sapphirkristall möglichst gut beleuchtet wurde. Es war sofort eine deutliche Fluoreszenz des Ti:Sapp-Kristalls zu sehen. Um jedoch den Laserbetrieb zu ermöglichen, mussten die beiden Endspiegel noch leicht nachjustiert werden. Wir stellten fest, dass bereits sehr kleine Veränderungen an diesen dazu führten, dass nur noch Streureflexe, aber kein Laserstrahl mehr zu sehen war.

### 2.4 Spektrum des Ti:Sapp-Lasers und Transversalmoden

Um das Spektrum des Ti:Sapp-Lasers zu messen, brachten wir den bereits zuvor verwendeten Einkoppler im Strahlengang des Lasers nach dem Filter, der den Strahl des PumpLasers eliminiert, ein. So konnten wir das in Abb. 4 dargestellte Spektrum messen. Deutlich sind darin der praktisch verschwindenden Untergrund und der scharfe Laserpeak zu erkennen, der im kleinen Bild nochmals vergrößert dargestellt ist.

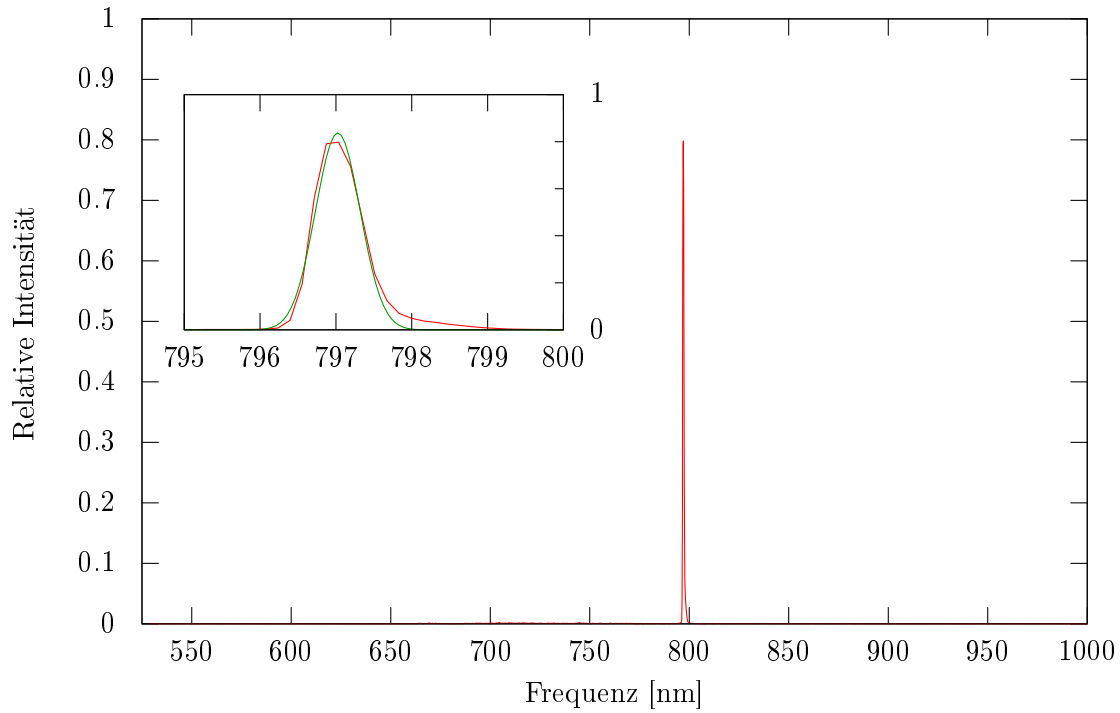


Abbildung 4: Spektrum des Ti:Sapp-Lasers. Großes Bild: gesamtes Spektrum, kleines Bild: Detailansicht des Laserpeaks, in grün: gefittete Gauß-Kurve

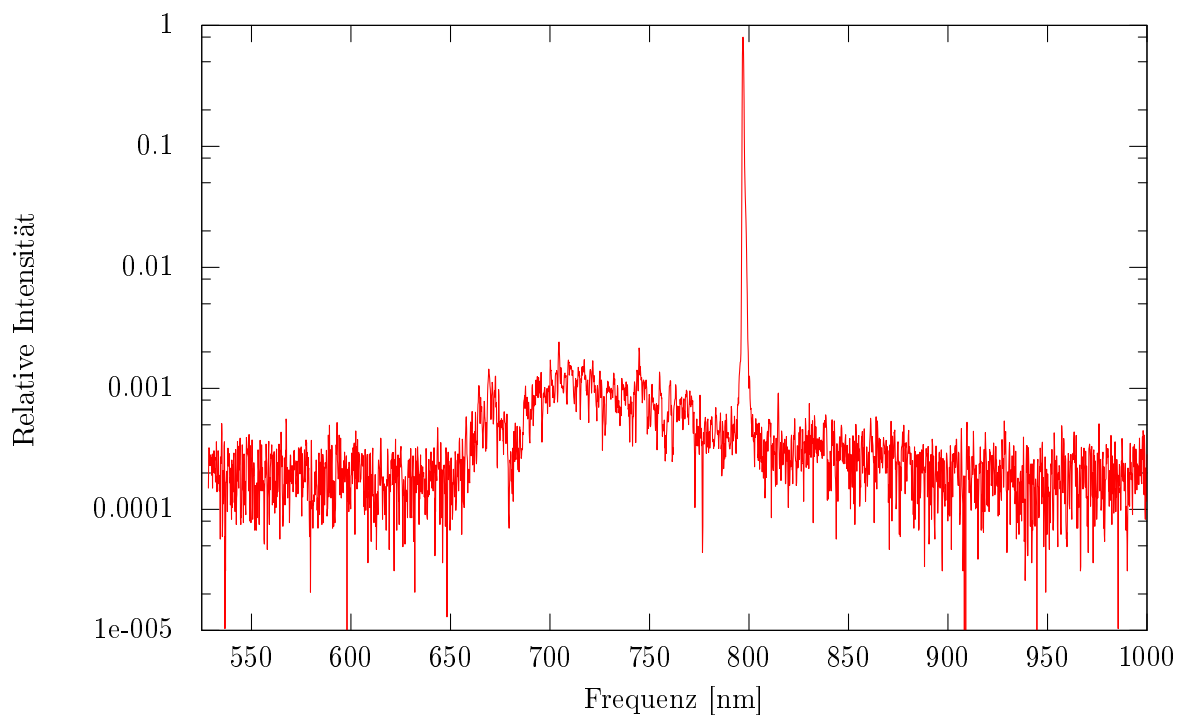


Abbildung 5: Spektrum des Ti:Sapp-Lasers (logarithmische Intensität)

Außerdem wurde wieder eine Gauß-Kurve an den Peak angefitet, die aufgrund der rechten hohen Flanke des Peaks nicht sonderlich gut zu passen scheint. Das Maximum dieser Kurve liegt bei  $797,025 \pm 0,021\text{nm}$ . In Abb. 5 ist das Spektrum nochmals mit logarithmischer Intensität aufgetragen. Das Untergrundrauschen liegt etwa im selben Bereich wie beim HeNe-Laser, jedoch ist ab 650nm ein deutlicher Anstieg in der Intensität zu erkennen, die nach einem Peak nochmals ansteigt und dann langsam abfällt. Dies liegt am im Gegensatz zum HeNe-Laser großen Wellenlängenbereich des Ti:Sapp-Kristalls, in dem Laserbetrieb möglich ist, darauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Wir versuchten dann, verschiedenen transversale Moden anzuregen. Bei transversalen Moden verläuft der Strahl leicht schräg im Laserresonator. Es bilden sich somit stehende Wellen im Resonator aus, die nicht nur entlang der Strahlachse, sondern auch innerhalb des Strahls an sich Knotenflächen zeigen. Man kann transversale Moden also an einem (ein- oder mehrfach) „geteilten“ Lichtfleck erkennen. Leider war der Laser im Versuch etwas instabil, weshalb es uns schwer fiel, transversale Moden überhaupt zu finden. Nachdem wir einige Zeit mit Justieren verbrachten, konnte mit Hilfe des Betreuers eine höhere Transversalmode gefunden werden, bei der wir den Knoten im Strahl deutlich sehen konnten.

## 2.5 Fluoreszenzspektrum des Ti:Sapp-Kristalls

Wir maßen außer dem Spektrum des ausgehenden und gefilterten Laserstrahls auch das Spektrum der Fluoreszenz des Ti:Sapp-Kristalls. Dazu stellten wir den Einkoppler in dessen Nähe neben dem Resonator auf. Das gemessene Spektrum ist in Abb. 6 dargestellt. In diesem Spektrum sind

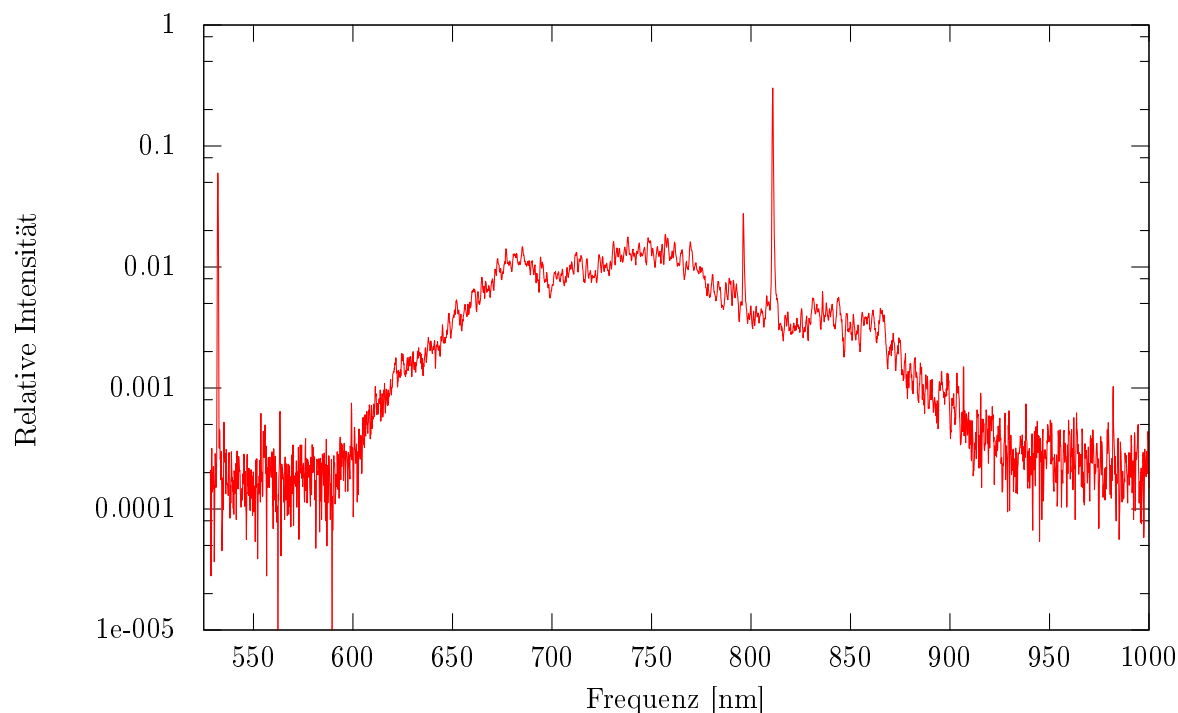


Abbildung 6: Spektrum der Fluoreszenz des Ti:Sapp-Kristalls (logarithmische Intensität)

zwei Lasermoden, eine recht schwache bei ca. 800 nm und eine stärkere bei etwa 810 nm zu erkennen. Außerdem ist der reflektierte Strahl des Pumplasers bei etwa 532 nm gut zu erkennen,

der vorher aufgrund des Filters nicht mehr zu sehen war. Deutlich stärker als beim Spektrum des Ti:Sapp-Lasers ist aber die breite Bande der Fluoreszenz, die bei etwas über 600 nm beginnt und bis weit über 900 nm reicht, zu erkennen. Diese Fluoreszenz rührt von verschiedenen Schwingungszuständen des Kristalls her, die energetisch nah beieinander liegen. Aufgrund dieser breiten Emissionsbande lassen sich Ti:Sapp-Kristalle ab etwa 670 nm (darunter absorbieren sie noch zu stark) zum Erzeugen von Laserstrahlen in einem großen Wellenlängenbereich einsetzen.

## 2.6 Bestimmung der Laserschwelle des Ti:Sapp-Kristalls

Da das „Powermeter“ laut Angaben des Betreuers bereits seit Semesterbeginn defekt war, konnte dieser Versuchsteil nicht durchgeführt und die Laserschwelle nicht bestimmt werden.

## 2.7 Anwendungsmöglichkeiten von Ti:Sapp-Lasern

Als ein besonderes Merkmal von Ti:Sapp-Lasern konnten wir im Versuch das Emissionsspektrum des Kristalls über einen sehr großen Wellenlängenbereich feststellen. Dieses breite Spektrum erlaubt es zum Einen, ab ca. 670 nm in einem etwa 400 nm breiten Fenster Laserstrahlung zu emittieren. Zum Anderen lässt sich durch geeignete Wahl der Filterelemente und der Resonatorgeometrie die Laserwellenlänge auch sehr einfach verändern, sodass durchstimbare Laser konstruiert werden können. Diese sind insbesondere im Bereich der Spektroskopie wichtig, da dort z.B. Rotations- oder Schwingungsübergänge energetisch sehr dicht beieinander liegen, sodass zur vollständigen Bestimmung des Spektrums (falls dies nicht über einen sehr kurzen Puls mit anschließender Fouriertransformation geschehen soll) die Laserwellenlänge im fraglichen Bereich durchgefahen werden muss.

Ein weiteres Merkmal, das in der Wissenschaft sehr große Bedeutung erlangt hat, konnten wir im Rahmen des Versuchs nicht darlegen. Ti:Sapp-Laser zeigen passive Modenkopplung und eignen sich daher für den Einsatz in der Ultrakurzzeitspektroskopie. So lassen sich Laserpulse auf Dauern von bis zu wenigen Femtosekunden verkürzen, was z.B. Schwingungen und Energieübertragung in Molekülen beobachtbar macht und so die Untersuchung chemischer Reaktionen auf elementarem Niveau ermöglicht. Auch können die kurzen Pulse in der Medizin oder Materialbearbeitung eingesetzt werden, da die Energie in Form von Wärme nicht an die Umgebung weitergeleitet werden kann, ehe das Material abgetragen wurde.