

# Laserresonator

Kevin Edelman, Julian Stöckel  
Gruppe 109

1.6.2011

## **Zusammenfassung**

In diesem Versuch soll ein Titan:Saphir-Laser in Betrieb genommen und sein Spektrum untersucht werden. Hierbei sollen die Funktionsweise eines Lasers und insbesondere die Bedeutung und Möglichkeiten des Laserresonators deutlich werden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Vorbereitung</b>	<b>2</b>
1.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	3
1.1.1	Prinzip des Lasens . . . . .	3
1.1.2	Resonatoren . . . . .	3
1.1.3	Dauerstrichbetrieb und Pulsbetrieb . . . . .	4
1.2	Experimentelle Grundlagen . . . . .	5
1.2.1	Titan:Saphir . . . . .	5
1.2.2	Pumpen . . . . .	5
1.2.3	Resonatorgeometrie . . . . .	6
1.3	Aufgaben . . . . .	6
1.3.1	Justage des Strahlverlaufs . . . . .	6
1.3.2	Justage des Einkopplers sowie erste Spektroskopie . . . . .	6
1.3.3	Inbetriebnahme des Titan:Saphir-Lasers . . . . .	6
1.3.4	Spektroskopie des Titan:Saphir-Lasers . . . . .	6
1.3.5	Spektroskopie des Fluoreszenzlichts . . . . .	7
1.3.6	Bestimmung der Laserschwelle – Optimierung . . . . .	7
1.3.7	Anwendungen . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
2.1	Justage des Strahlverlaufs . . . . .	9
2.2	Justage des Einkopplers sowie erste Spektroskopie . . . . .	9
2.3	Inbetriebnahme des Titan:Saphir-Lasers . . . . .	9
2.4	Spektroskopie . . . . .	9
2.5	Bestimmung der Laserschwelle und Optimierung . . . . .	12
2.6	Anwendungen . . . . .	13

# 1 Vorbereitung

# 1.1 Theoretische Grundlagen

## 1.1.1 Prinzip des Lasens

Die theoretische Funktionsweise eines Lasers basiert auf der stimulierten Emission in einem aktiven Medium. Neben der stimulierten Emission gibt es noch zwei andere Prozesse, über die ein Atom mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld wechselwirken kann: spontane Emission und Absorption.

Die Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld wird durch einen Operator  $\propto \vec{p} \cdot \vec{A}$  beschrieben. Nach Fermis goldener Regel sind die Übergangsraten proportional zu

$$W_{i \rightarrow n} \propto |\langle n | \vec{p} \cdot \vec{A} | i \rangle|^2 \delta(E_i - E_n)$$

Man kann das Vektorpotential durch Photonerzeuger- und Vernichter ausdrücken und erhält dann

$$W_{i \rightarrow n} \propto \left| \sum_{\vec{k}} \langle N_{\vec{k}} - 1 | a_{\vec{k}} | N_{\vec{k}} \rangle + \langle N_{\vec{k}} + 1 | a_{\vec{k}}^\dagger | N_{\vec{k}} \rangle \right|^2.$$

Der erste Term beschreibt die Absorption eines Photons, wobei ein zur Photonenergie passender atomarer Übergang verfügbar sein muss, der zweite Term beschreibt die Emission, und zwar sowohl die spontane für  $N_{\vec{k}} = 0$ , da dies bedeutet, dass ein Photon im sonst ruhenden Strahlungsfeld erzeugt wird, wie auch die stimulierte. Diese entsteht dadurch, dass die Wahrscheinlichkeit, ein Photon in eine bestimmte Strahlungsmode (also phasengleich in gleicher Richtung) zu emittieren, proportional zur Zahl der in dieser Mode bereits vorhandenen Photonen ist (da  $\langle n + 1 | a^\dagger | n \rangle = \sqrt{n + 1}$ ). Wenn man also eine Mode im Strahlungsfeld an der Position des Lasermediums hoch besetzen kann, werden fast alle Photonen, die emittiert werden, in genau diese Mode emittiert.

Im thermischen Gleichgewicht sind definitionsgemäß Absorptions- und Emissionsraten gleich, in diesem Fall folgen die Besetzungszahlen der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right).$$

So kann kein stabiles Lasen entstehen, da analog zur Überlegung zur stimulierten Emission auch die Absorptionswahrscheinlichkeit  $\propto N_{\vec{k}}$  ist. Besetzen wir also eine Mode stark, so kommt es zu ähnlich vielen Absorptions- wie Emissionsprozessen und zwar exakt so, dass sich im Gleichgewicht die Boltzmann-Verteilung einstellt.

Zum Lasen muss ein sog. Besetzungsinversion geschaffen werden. D.h. es müssen sich viele Atome in (relativ) langlebigen angeregten Zuständen befinden. Dies wird durch sog. Pumpen erreicht. Zum Pumpen kann man verschiedene Prinzipien verwenden. In unserem Fall bietet sich optisches Pumpen mit Hilfe eines Nd:YAG-Lasers an, hierzu mehr im Abschnitt über den experimentellen Aufbau. Befinden sich viele Atome in angeregten Zuständen, kann das Material endlich durch einen Resonatoraufbau zum Lasen angeregt werden, da hier die Besetzungszahl der Lasermode groß gegen die aller anderen Moden ist und mehr Atome in stimulierter Emission Photonen erzeugen als in der Absorption vernichtet werden. Die Pumpleistung, bei der die stimulierte Emission gerade zum überwiegenden Prozess wird, ab der also das Lasen beginnt, nennt man auch die Laserschwelle.

## 1.1.2 Resonatoren

Damit ein aktives Medium mit einer Besetzungsinversion zu lasen beginnt, muss man das Strahlungsfeld in der Lasermode hoch anregen. Einfachste und gebräuchlichste Methode hierzu ist der

Laserresonator. Das aktive Medium wird zwischen zwei Spiegeln angebracht, sodass in der gewünschten Richtung spontan emittierte Photonen innerhalb des Resonators bleiben. In andere Richtungen abgestrahlte Anregungen verlassen den aktiven Bereich, sodass auch die Strahlrichtung sehr genau festgelegt werden kann. Man unterscheidet zwischen stabilen und labilen Resonatoren, je nach dem wie gut der Strahl im Resonator gefangen wird. Die Vorteile eines stabilen Resonators liegen darin, einen besonders gleichmäßigen Strahl zu erhalten, schaffen also eine lange Kohärenzlänge. Labile Resonatoren haben dafür den Vorteil, den Strahl nicht immer wieder durch den gleichen Bereich des aktiven Mediums zu reflektieren, sodass ein besserer Wirkungsgrad und eine geringere lokale Erwärmung des Materials erreicht wird, wenn man es denn zum Lasen bringt. Besonders interessant sind hier auch grenzstabile Resonatoren, die an sich zwar nicht stabil sind, aber optische Eigenschaften des aktiven Materials wie bspw. eine Linsenwirkung benutzen.

Mit Hilfe der Resonatoreigenschaften kann man viele Eigenschaften des Laserstrahls beeinflussen. Im stabilen Betrieb (cw-Betrieb für *continuous wave*) bildet sich zwischen den Spiegeln eine stehende Welle aus, sodass man durch die Resonatorlänge die Wellenlänge des Strahls beeinflussen kann. Für große Veränderungen muss allerdings die Fluoreszenzbande des aktiven Materials – also das spontan emittierte Spektrum – breit genug sein, für kleine Veränderungen reicht eventuell schon die Doppler-Verbreiterung eines einzelnen Übergangs. Insbesondere kann man höhere Moden der stehenden Welle ansteuern, denn es wäre in der Tat ein an das Unmögliche grenzende Unterfangen, eine halbe Wellenlänge Abstand zwischen den Spiegeln justieren zu wollen.

### 1.1.3 Dauerstrichbetrieb und Pulsbetrieb

Man unterscheidet grundsätzlich zwei Betriebsweisen eines Lasers: Den Dauerstrichbetrieb und den Pulsbetrieb. Der Dauerstrichbetrieb stellt eine zeitunabhängige Betriebsweise dar, in dem zu jeder Zeit die gleichen Bedingungen herrschen. Man kennt hier also die Eigenschaften des Strahls sehr genau: Er ist hoch monochromatisch und hat eine lange Kohärenzlänge. Das Prinzip des Lasens erlaubt aber noch eine andere Betriebsart: Den Pulsbetrieb. Hier werden ultrakurze Pulse im Pico- oder Femtosekundenbereich ausgesendet, üblicherweise hochfrequent. Dies führt zu anderen, nützlichen Eigenschaften des Strahls: Durch die kurzen Pulszeiten hat man eine hohe zeitliche Auflösung und kann so auch schnelle Prozesse beobachten. Andererseits sind zeitliche Energiedichte und Intensität des Pulses außerordentlich hoch, sodass man extremere Effekte der nichtlinearen Optik induzieren kann.

Die Funktionsweise eines Dauerstrichlasers folgt sofort aus dem oben geschilderten theoretischen Prinzip, wobei durch den Resonator stabile Bedingungen geschaffen werden. Hier wird die Besetzungsinversion durch das Pumpen gerade aufrecht erhalten, es stellt sich also eine Art Gleichgewicht ein. Das hochkohärente Licht ist besonders in Interferenzexperimenten von Nutzen.

Um einen gepulsten Laser zu bauen, gibt es zwei Optionen: Güteschaltung und Mode-Locking.

**Güteschaltung** Bei der Güteschaltung wird ein dispersives Element in den Resonator eingebracht, das verhindert, dass das aktive Medium zu Lasen beginnt. Währenddessen wird jedoch weiter gepumpt, sodass eine hohe Besetzungsinversion geschaffen wird. Dann wird die Dispersion auf ein Mal weggenommen, sodass die folgende „Entladung“ des Lasers als kurzer Puls hoher Intensität ausgesandt wird.

Zur Schaltung kann man auf ein direktes Steuersignal reagierende Elemente benutzen, wie bspw. rotierende Spiegel oder Pockels-Zellen, wobei man in diesem Fall von aktiven Güteschaltern spricht. Oder man verwendet Materialien, die direkt bei einer bestimmten Intensität des spontan emittierten Lichts die Güte hochsetzen, bspw. Absorber, in denen Sättigungseffekte auftreten und

die bei einer bestimmten Intensität durchlässig werden. Dabei handelt es sich dann um passive Güteschalter.

**Mode-Locking** Beim Mode-Locking wird eine Beziehung der Phasen verschiedener Moden des Laserresonators hergestellt. Die sich im stabilen Betrieb ausmittelnden konstruktiven und destruktiven Interferenzen sorgen nun dafür, dass an Stelle eines stabilen monochromatischen Strahls Pulse konstruktiv interferierender Moden den Resonator verlassen.

Wieder gibt es aktive und passive Methoden, die Phasenbeziehung herzustellen. Als aktive Methode fügt man einen Frequenzmodulator in den Resonator ein, der zur Mode mit der Frequenz  $\nu$  die Frequenzen  $\nu + f$  und  $\nu - f$  koppelt.  $f$  ist dabei die Modulationsfrequenz des Frequenzmodulators. Ebenso wird die Mode  $\nu + f$  an  $\nu$  und  $\nu + 2f$  gekoppelt usw. Wenn nun die Modulationsfrequenz gerade dem Abstand zweier Resonatormoden entspricht, interferieren diese letztendlich konstruktiv miteinander. Zur passiven Kopplung verwendet man intensitätsabhängige Absorber, die die natürlich auftretenden Schwankungen der Laserintensität nutzen. Das verhältnismäßig schwache cw-Licht wird absorbiert und nur Pulse hoher Intensität werden durch die stimulierte Emission verstärkt.

Ein Beispiel dafür ist das Mode-Locking mit Hilfe des Kerr-Effekts. Dieser sorgt dafür, dass Licht hoher Intensität gebündelt wird. Verwendet man nun einen grenzstabilen Resonator, so wird das (unerwünschte) cw-Licht den Resonator verlassen und nur noch die hochintensiven kurzen Pulse können gelast werden.

## 1.2 Experimentelle Grundlagen

### 1.2.1 Titan:Saphir

Das aktive Medium in diesem Versuch ist Titan:Saphir. Dabei handelt es sich um einen Saphir-Kristall ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), der mit Titanionen dotiert ist. Die wichtigsten Eigenschaften des Materials für diesen Versuch sind im Folgenden zusammengefasst.

**Absorption:** Das Absorptionsspektrum vom Ti:Sa-Kristall liegt zwischen 490 – 600 nm, was uns erlaubt, mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (grüner Spektralbereich) zu pumpen.

**Emission:** Das Fluoreszenzspektrum vom Ti:Sa-Kristall liegt zwischen 670 – 1070 nm. Dieser breite Bereich ist besonders unter den aktiven Medien. Er erlaubt zum Einen, den Laserstrahl auf verschiedene im Experiment benötigte Wellenlängen abzustimmen, andererseits erlauben die vielen möglichen Moden auch, per Mode-Locking ultrakurze Pulse zu konstruieren.

**Kerr-Effekt:** Titan:Saphir weist den Kerr-Effekt der nichtlinearen Optik auf. Damit ist der Pulsbetrieb allein mit Hilfe passiver Methoden möglich, was die Zahl der möglichen Fehlerquellen stark reduziert. Der cw-Betrieb wird dann einfach mit einem grenzstabilen Resonator oder einer Blende unterdrückt.

### 1.2.2 Pumpen

Zum Pumpen wird ein weiterer Feststofflaser verwendet: Ein Nd:YAG-Laser, dessen Strahl frequenzverdoppelt wurde. Der eigentliche Laserstrahl des Nd:YAG strahlt mit einer Wellenlänge von 1064 nm, das liegt im Infrarotbereich. Durch Effekte zweiter Ordnung im elektrischen Feld wird in Frequenzverdopplern aus einer ebenen Welle eine ebene Welle doppelter Frequenz. Der

Pumpstrahl hat damit eine Wellenlänge von 532 nm, was genau in das Absorptionsmaximum des Titan:Saphir-Kristalls fällt.

Der Nd:YAG-Laser wird selbst optisch gepumpt. Dies kann entweder durch Entladungslampen oder Laserdioden geschehen.

### 1.2.3 Resonatorgeometrie

Die im Experiment verwendete Resonatorgeometrie ist in einer so genannten Z-Form aufgebaut. Hierbei wird der Strahl zunächst in einem spitzen Winkel abgelenkt um dann frontal auf einen ebenen Spiegel zu treffen. Vorteil dieses Aufbaus ist die größere Resonatorlänge bei geringem Platzbedarf auf dem Montagetisch. Die inneren beiden Spiegel sind im Fluoreszenzbereich des Ti:Sa-Kristalls hochreflektierende dielektrische, also auf Dünnschichtinterferenz basierende Spiegel, die Wellenlängen selektiv reflektieren oder transmittieren. So erreicht man, dass der Strahl des Pumpasers nach Durchdringen des Ti:Sa-Kristalls einfach mit einem Strahlblock aufgefangen werden kann.

Die inneren Spiegel sind konfokale sphärisch, die äußeren sind eben. Der konfokale Aufbau ist grenzstabil, sodass ein nicht zur optischen Achse paralleler Strahl den Resonator nach einigen Durchläufen verlassen wird.

## 1.3 Aufgaben

### 1.3.1 Justage des Strahlverlaufs

Zunächst soll mit einem leistungsschwachen, gut sichtbaren He-Ne-Laser der Verlauf des Pumpstrahls justiert werden. Hierzu wird der He-Ne-Laser auf gleicher Höhe wie der Nd:YAG-Laser angebracht und mit Hilfe zweier Spiegel (einer davon entfernbar) der Strahl des He-Ne-Lasers in die Richtung gelenkt, in die der Nd:YAG-Laser auch strahlen wird. Der Strahl wird dann mit zwei Blenden exakt justiert.

### 1.3.2 Justage des Einkopplers sowie erste Spektroskopie

Der Laserstrahl soll nun auf den Einkoppler justiert werden. Dort wird ein Glasfaserkabel angebracht, das den Strahl in ein elektronisches Spektrometer leitet. Mit diesem werden wir das Spektrum des He-Ne-Lasers aufnehmen.

Wir erwarten für das Spektrum des He-Ne-Lasers eine scharfe Linie bei etwa 632 nm, mit einer Verschmierung durch unperfekte optische Apparaturen und den Dopplereffekt.

### 1.3.3 Inbetriebnahme des Titan:Saphir-Lasers

Nun wird der Nd:YAG-Laser durch die Betreuerin angeschaltet. Wir leiten ihn mit Hilfe zweier Spiegel zunächst bei niedriger Leistung in die mit dem He-Ne-Laser justierte Apparatur und fokussieren den Laser auf den Titan:Saphir-Kristall. Dieser sollte nun sein charakteristisches rötliches Fluoreszenzlicht abstrahlen. Ab einer bestimmten Pumpleistung müsste nach einem „Stottern“ der cw-Betrieb des Titan:Saphir-Lasers beginnen.

### 1.3.4 Spektroskopie des Titan:Saphir-Lasers

Nun sollen am Licht des Titan:Saphir-Lasers spektroskopische Untersuchungen durchgeführt werden. Wir erwarten ob der breiten Fluoreszenz die Möglichkeit, mit kleinen Veränderungen der Resonatorparameter verschiedene Lasermoden anwählen zu können.

### **1.3.5 Spektroskopie des Fluoreszenzlichts**

Nun soll am fluoreszierenden Titan:Saphir-Kristall Spektroskopie betrieben werden. Wir erwarten einen breiten Bereich an Wellenlängen, die vertreten sind, jedoch mit einigen herausragenden Übergängen, die sich als Lasergrundmoden eignen.

### **1.3.6 Bestimmung der Laserschwelle – Optimierung**

Hier sollen wir die Laserschwelle bestimmen, also die Pumpleistung, bei der der Ti:Sa-Kristall beginnt, den cw-Betrieb aufzunehmen. Hierzu regeln wir den Nd:Yag-Laser herunter, bis der Laser des Saphirs abstirbt und zeichnen die Leistung auf, bei der er wieder beginnt. Hierbei sollte man aber beachten, dass die Laserniveaus des Titan:Saphir-Kristalls langlebig sind.

Nachdem wir die Laserschwelle bestimmt haben, sollen wir durch minimales Verschieben der äußeren Resonatorspiegel die aktive Stelle des Kristalls ändern und so die Stelle mit der höchsten Laserleistung finden.

### **1.3.7 Anwendungen**

Abschließend sollen wir mit den gewonnen Erkenntnissen Anwendungen für den Titan:Saphir-Laser vorschlagen.

## 2 Auswertung

## 2.1 Justage des Strahlverlaufs

Nach einer kurzen Sicherheitseinweisung begannen wir mit der Justage des Strahlverlaufs, wie in der Vorbereitung angegeben zunächst mit einem ungefährlichen HeNe-Laser. Zur Definition der gewünschten Richtung wurde der Laserstrahl durch zwei Blenden fokussiert. Um diese optimal zu durchlaufen wurde ein iteratives Verfahren verwendet: Zunächst wurde der Strahl mit dem ersten Umlenkspiegel auf die Mitte der ersten Blende gerichtet. Dann wurde diese geöffnet und der Strahl wurde mit dem zweiten Spiegel auf die Mitte der zweiten Blende eingestellt, verlor dadurch aber den Fokus auf der ersten Blende, was wiederum mit dem ersten Spiegel korrigiert wird. Dieses Verfahren konvergiert auf einen Strahlverlauf, der beide Blenden mittig passiert.

Als der HeNe Laser justiert war, begannen wir mit der Justage des Nd:YAG-Lasers, der dabei aber auf niedrigster Leistungsstufe betrieben wurde. Der Ausgang des Lasers liegt leider etwas zu hoch für den optischen Tisch, sodass mit den beiden Umlenkspiegeln auch ein Höhenunterschied überbrückt werden musste. Dies hat den unerwünschten Nebeneffekt, die Polarisation des Lichtstrahl etwas zu drehen, was aber mit einem  $\lambda/2$ -Plättchen korrigiert wurde.

## 2.2 Justage des Einkopplers sowie erste Spektroskopie

Diesen Punkt haben wir verschoben und die Aufnahmen gemeinsam mit den anderen spektroskopischen Untersuchungen durchgeführt.

## 2.3 Inbetriebnahme des Titan:Saphir-Lasers

Nun galt es, den Titan:Saphir-Laser im cw-Modus in Betrieb zu nehmen. Hierzu musste der Laserresonator exakt justiert werden. Sind die Planspiegel an den Enden des Resonators nicht richtig eingestellt, so entsteht kein Laserbetrieb, sondern durch den Resonator werden nur zwei Punkte aus Fluoreszenzlicht fokussiert. Gelingt einem durch Feinjustage ein Übereinanderlegen der Punkte, so ist der Resonator stabil und der cw-Betrieb stellt sich ein.

Als wir einen stabilen cw-Betrieb erreicht hatten, haben wir nach Anweisung der Betreuerin auch versucht, transversale Moden anzuregen. Dies gelang uns. Das beste Ergebnis war eine TEM<sub>02</sub>-Mode, dank der erfahrenen Hände der Betreuerin war es uns aber auch vergönnt, eine TEM<sub>07</sub>-Mode bestaunen zu dürfen.

## 2.4 Spektroskopie

Bevor wir spektroskopische Aufnahmen machten, optimierten wir erst den Ti:Sa-Laser, siehe Optimierung. Für alle Plots und Fits wurde GNU PLOT verwendet.

Die Spektroskopie begannen wir am He-Ne-Laser. Wie es zu erwarten war, zeigte sich ein einzelner Peak bei der Wellenlänge des Laserübergangs  $\lambda = 632,809$  nm. Ein Untergrund war fast nicht vorhanden. Ein Ausschnitt des Spektrums ist in Abbildung 2.1 zu sehen, wo auch eine Gauß- sowie eine Lorentzverteilung an den Peak gefittet wurden. Die Peakpositionen der beiden Fits stimmen nicht überein, liegen jedoch nahe beieinander: Der Lorentzfit ergab  $\lambda = 632,809$  nm, während der Gaussfit  $\lambda = 632,846$  nm ergab. Beide Werte liegen sehr nahe am erwarteten Wert von  $\lambda \approx 632,8$  nm. Die Angabe, über wie viele Messungen gemittelt wurde, ist leider nicht aufgezeichnet worden, es ist aber von der Standardeinstellung, die auch bei den Laseraufnahmen

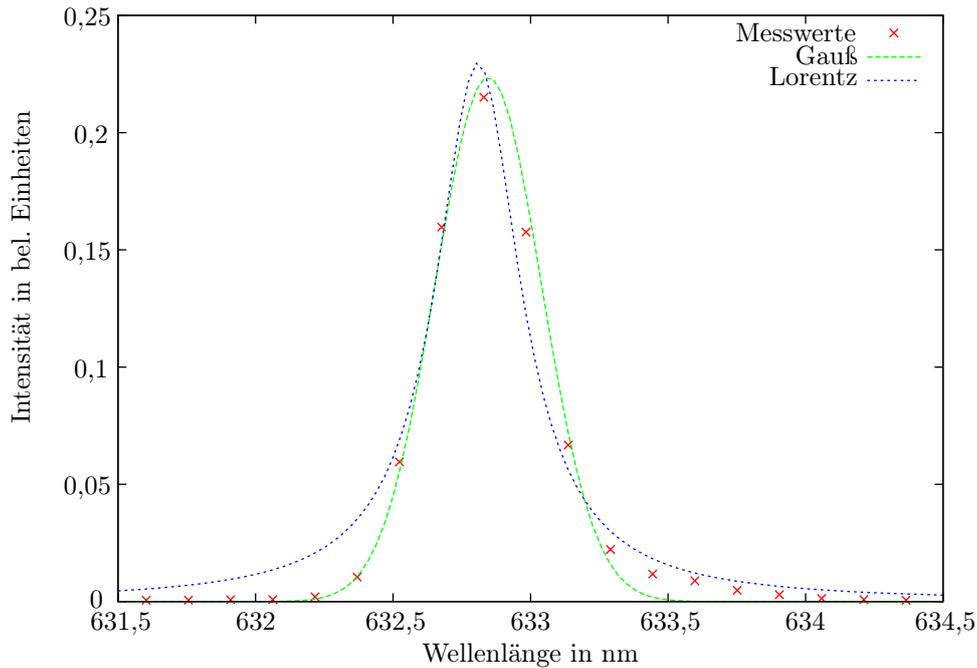


Abbildung 2.1: Spektrum des Helium-Neon-Lasers

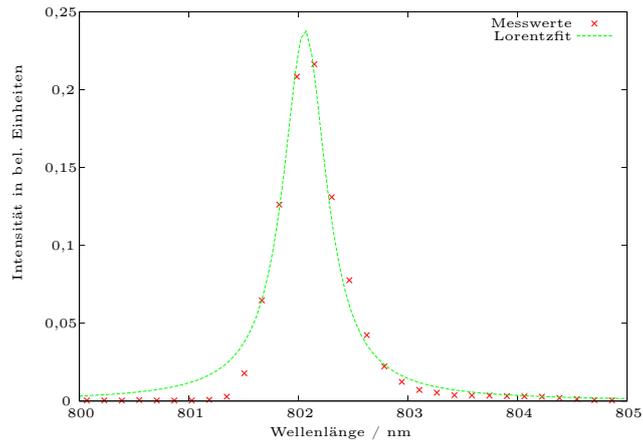
für den Ti:Sa-Laser verwendet wurde, auszugehen. Diese ist, dass über 5 Scans zu je 5 ms gemittelt wurde.

Zum Ti:Sa-Laser haben wir drei Spektren aufgenommen. Das erste, Abbildung 2.2(a), zeigt den Peak einer einzelnen Mode bei  $\lambda \approx 802$  nm. Bei der zweiten Messung waren zwei Moden in Konkurrenz, die eine bei  $\lambda_1 \approx 799,5$  nm, die andere bei  $\lambda_2 \approx 804,75$  nm, wie Abbildung 2.2(b) zu entnehmen ist. Was im statischen Bild leider nicht festgehalten werden kann ist, dass die Konkurrenz beider Moden durch wechselseitige Schwankung der Peakhöhen auch dynamisch sehr deutlich zu sehen war. Es gelang uns sogar drei konkurrierende Moden zu beobachten, die in Abbildung 2.2(c) zu sehen sind. Die Lagen der Maxima sind hier  $\lambda_1 \approx 789$  nm,  $\lambda_2 \approx 791$  nm und  $\lambda_3 \approx 804$  nm.

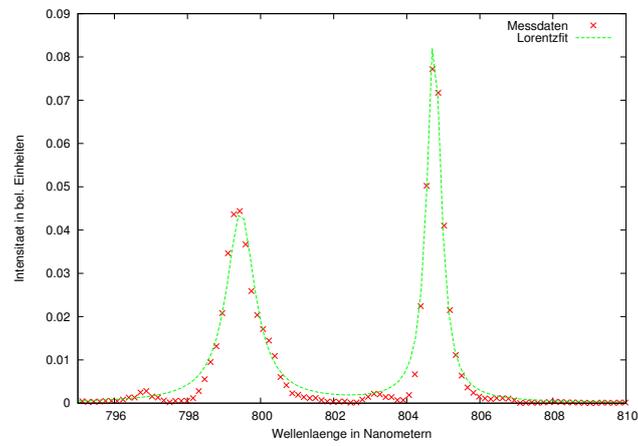
Dies überrascht uns nicht. Durch den breiten Fluoreszenzbereich kann ein Ti:Sa-Laser ja viele Moden ausbilden und letztendlich ist die genaue Wahl der Mode dem Zufall überlassen, es sei denn, man nimmt entsprechende Maßnahmen vor, etwa durch schmalbandige Filter im Resonator.

Nun wenden wir uns dem Fluoreszenzspektrum zu. Hier wurden ebenfalls drei Spektren aufgenommen, bei gleicher Pumpleistung. Diese sind in Abbildung 2.3 zu sehen. Allen drei Spektren ist der hohe Peak bei  $\lambda \approx 530$  nm gemein, der aufgrund von Streulicht des Pumplasers entstand. Dieser Peak ist hier nur abgeschnitten dargestellt, da er für die eigentliche Betrachtung keine Bedeutung hat.

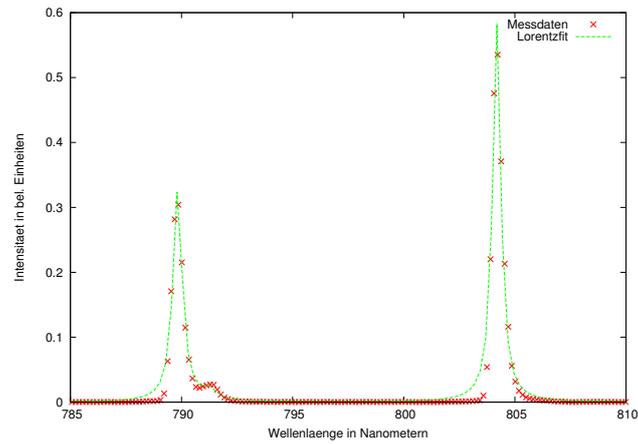
Deutlich zu sehen ist, dass das Fluoreszenzspektrum ohne Lasen insgesamt höher liegt als die Spektren, die während des cw-Betriebes aufgenommen wurden. Die Intensitätsverteilung der Fluoreszenz ist dennoch ähnlich, von den Peaks abgesehen, die durch gestreutes Licht der cw-Mode entstanden. Die Fluoreszenzspektren im cw-Betrieb mit einer und mit zwei Moden sind nicht deutlich voneinander zu unterscheiden, was bedeutet, dass die Intensität der zweiten Mode nicht auf Kosten der Fluoreszenz geht, sondern sich eine annähernd konstante Laserintensität



(a) Ti:Sa-Laser mit einer Mode bei etwa 802 nm



(b) Ti:Sa-Laser mit zwei konkurrierenden Moden bei 799 nm und 805 nm



(c) Ti:Sa-Laser mit zwei anderen konkurrierenden Moden

**Abbildung 2.2:** Aufnahmen des Ti:Sa-Lasers in Betrieb

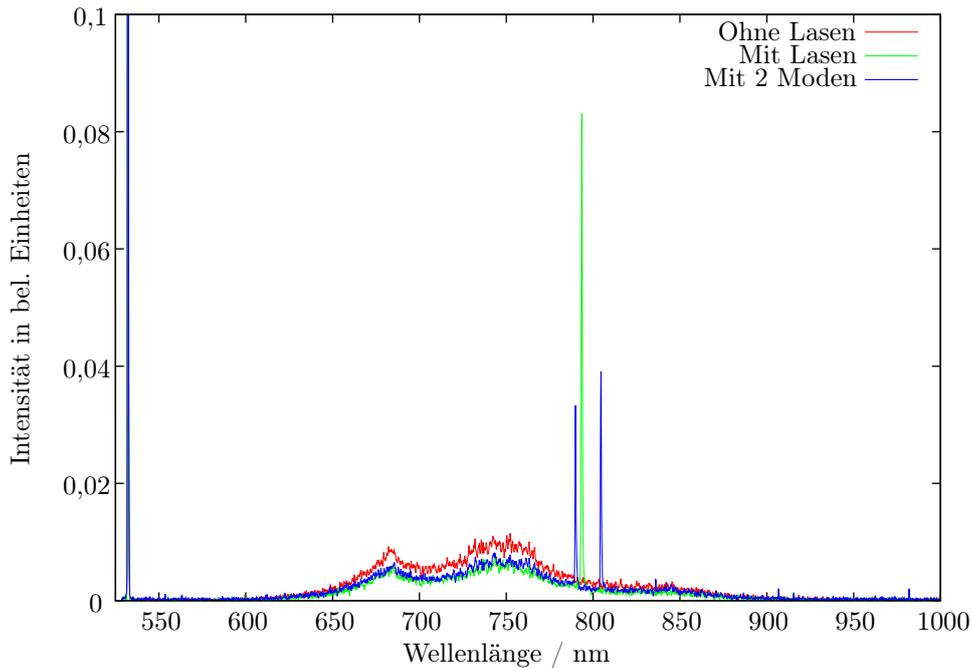


Abbildung 2.3: Fluoreszenzspektren des Titan:Saphir-Kristalls

auf zwei Wellenlängen verteilt.

## 2.5 Bestimmung der Laserschwelle und Optimierung

Wir haben die Laserbedingungen optimiert, bevor wir die Laserschwelle bestimmt haben, die Ergebnisse werden deshalb auch in dieser Reihenfolge angezeigt.

Die Optimierung wurde hauptsächlich mit der sog. Beam-Walk-Technik durchgeführt. Hierzu werden die Randspiegel des Resonators bei permanenter Beobachtung der Laserleistung verstellt, bis ein Maximum gefunden wurde. Wie bei der Justage handelt es sich hier um einen iterativen Prozess, der in mehreren Wiederholungen zum optimalen Ergebnis führt. Die Betreuerin stellte dann noch weitere Einstellungsmöglichkeiten vor, mit denen sich u.U. die Laserleistung erhöhen lässt, so bspw. die Position des Kristalls oder die Position der Fokussierlinse für den Pumplaser.

Wir erreichten im Optimum eine Laserleistung von 160 mW bei einer Pumpleistung von 2,55 W, was einem Wirkungsgrad von etwa 15,9% entspricht.

Zur Bestimmung der Laserschwelle haben wir die Laserleistung in Abhängigkeit der Pumpleistung vermessen. Eine erste empirische Schätzung bei der Versuchsdurchführung ergab eine Laserschwelle für die TEM<sub>00</sub>-Mode von 1,67 W. Zur rechnerischen Bestimmung wurden die Messwerte sortiert und bei diesem Wert geteilt. Über die beiden Teildatensätze wurde dann jeweils eine lineare Regression durchgeführt, um aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden eine neue Schätzung für die Laserschwelle zu erhalten. Mit dieser neuen Schätzung wurde der Datensatz neu aufgeteilt und eine neue Regression durchgeführt.

Das Verfahren konvergierte nach 2 Durchgängen. Die somit bestimmte Laserschwelle liegt deutlich unterhalb der zunächst geschätzten. Allerdings ist der große Fehler zu beachten. Der

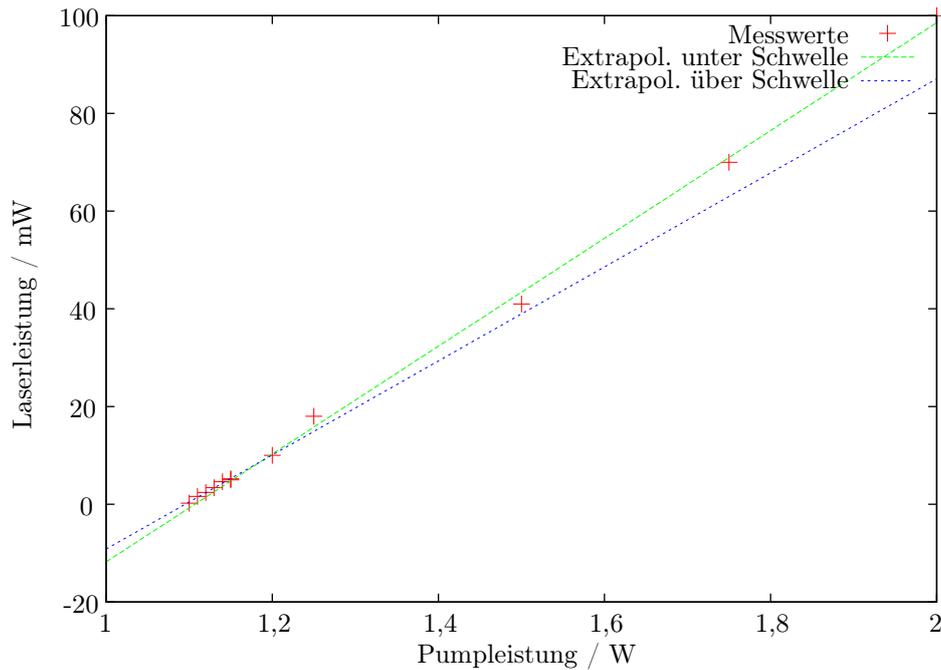


Abbildung 2.4: Bestimmung der Laserschwelle durch Extrapolation darunter und darüber

Wert, den wir erhalten, beträgt  $1,2 \pm 0,6$  W. Auch das Hinzunehmen des Ursprungs als fiktiven Messwert änderte das Ergebnis nicht signifikant.

## 2.6 Anwendungen

Zu den Anwendungen gab es während der Besprechung des Versuchs bereits einen Austausch. Der Titan:Saphir-Laser wird in der Laserspektroskopie weit verbreitet eingesetzt, da sein breites Fluoreszenzband es erlaubt, die für die jeweilige Anwendung ideal geeignete Wellenlänge auszuwählen, ohne durch Frequenzverdoppler o.ä. starke Intensitätsverluste zu erleiden. Der Pulsbetrieb bis in den Femtosekundenbereich erlaubt es, extrem gute Zeitauflösungen zu erhalten, mit denen sich bspw. chemische Reaktionen direkt beobachten lassen.