FAKULTÄT FÜR PHYSIK

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM FÜR FORTGESCHRITTENE

PRAKTIKUM MODERNE PHYSIK

Gruppe Nr. 108 Kurs: [X] Mo [ ] Mi **WS 2012 / 2013**

Versuch: Laser-Resonator

Namen: Tobias Renz

Raphael Schmager

Assistent: Dr. Joachim Fischer

durchgeführt am: 19. November 2012

Protokollabgabe am:

Note gesamt [ ] + [ ] - [ ] 0

Datum:

anerkannt:

Bemerkung:

Karlsruher Institut für Technologie (KIT) WS 2012/13

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene 1

Laser-Resonator

Protokoll von
Tobias Renz und **Raphael Schmager**

Gruppe: **108**

Durchgeführt am 19. November 2012

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **2**

2 Theoretische Grundlagen **2**
2.1 Funktionsweise eines Lasers 2

3 Laserbetriebsarten und Modenkopplung **4**

4 Durchführung und Auswertung **5**
4.1 Justierung des Aufbaus mit einem He-Ne-Laser und everyday alignment procedure 5
4.2 Installation des Spektrometers 7
4.3 Inbetriebnahme des Ti:Sa Lasers 8
4.4 Spektrum des Lasers 9
4.5 Spektrum der Fluoreszenz des Ti:Sa Kristalls 13
4.6 Bestimmung der Laserschwelle 14
4.7 Anwendungsbereiche des Ti:Sa-Lasers 15

5 Quellen **15**

1 Einführung

Der Praktikumsversuch zum Laser-Resonator soll einen Einblick in das Arbeiten mit Lasern (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) im Rahmen eines Optiklabors bieten. Der Umgang mit optischen Komponenten, der Konzeption, dem Aufbau sowie der Justage eines optischen Aufbaus soll dabei vermittelt werden. Des Weiteren sollen Spektren verschiedener Laser aufgenommen und mit einander verglichen werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Funktionsweise eines Lasers

Ein Laser macht sich das Prinzip der **stimulierten Emission** zu nutzen. Dabei ist es möglich, dass ein Photon ein Elektron von einem höheren Energieniveau, unter Emission eines Photons, auf ein niedrigeres Energieniveau überführt. Interessant hierbei ist die Tatsache, dass das einfallende Photon nicht verschwindet, sondern erhalten bleibt. Das durch den Übergang erzeugt Photon besitzt die gleiche Phase, Polarisation und Frequenz wie das ursprüngliche.
Um dieses Prinzip nutzen zu können benötigt man ein sogenanntes Lasermedium (**aktives Medium**), welches durch Energiezufuhr (auch **Pumpen** genannt) in einen angeregten Zustand versetzt wird.
In unserem Versuch kommt neben dem **Helium-Neon Gaslaser** der **Titan:Saphir Laser**, welcher als optisches aktives Medium die Fluoreszenz der Ti-Ionen nutzt, sowie ein **Nd:YAG-Laser** (kurz für Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser), mit dem der Ti:Sa Laser gepumpt wird, zum Einsatz. Beide zählen zur Kategorie der Festkörperlaser.
Der Ti:Sa-Kristall besitzt aufgrund von unterschiedlichen Schwingungszuständen der Atome auch mehrere mögliche Laserübergänge. Er besitzt eine außerordentlich große Bandbreite von über 400nm. Diese Wellenlänge liegt im Bereich von 670–1070nm. Sein Intensitätsmaximum besitzt der Laser bei einer Wellenlänge von 800nm. Durch ein dispersives Element im Resonator wird die jeweilige benötigte Wellenlänge ausgewählt. Um dem aktives Medium des Ti:Sa-Lasers Energie zu zu führen, wird ein zweiter Laser verwendet. Wie schon erwähnt verwenden wir dazu einen Nd:YAG-Laser. Die Pumpwellenlänge liegt dabei bei 532nm. Dies liegt etwa beim Absorptionsmaximum des Ti:Sa Kristalls. Mit einer Pumpleistung im Bereich von 5 bis 10W wird eine Lichtleistung von 500mW erzeugt.
Der Nd:YAG-Laser, welchen wir verwenden ist frequenzverdoppelt. Das heißt er sendet eine Wellenlänge von $\lambda = 532\text{nm}$ (grün), statt der eigentlichen 1064nm (infrarot), aus. Bei der Frequenzverdopplung wird Licht, dass auf einen doppelbrechenden Kristall fällt in seiner Frequenz verdoppelt. Diese Verdopplung findet ihre Begründung darin, dass wir beim Nd:YAG Laser Licht hoher Intensität haben. Wir gelangen damit in den Bereich der nichtlinearen Optik. Die Polarisation ist hierbei nicht mehr linear und muss nach Potenzen des elektrischen Feldes entwickelt werden. Der quadratische Term sorgt dabei für die Frequenzverdopplung.

Die Funktionsweise eines Lasers lässt sich am Beispiel des He:Ne Lasers sehr schön verdeutlichen. Das Lasermedium befindet sich hier zwischen zwei Spiegeln, welches die emittierten

Photonen reflektiert und dadurch wieder das Lasermedium zur Emission von Licht stimuliert. Der Aufbau aus zwei Spiegeln wird Resonator genannt. In ihm wird durch eine bestimmte Länge L nur bestimmte Frequenzen Verstärkt, welche der Resonanzbedingung $\nu = \frac{nc}{2L}$ erfüllen (n ist eine natürliche Zahl). Einer der Spiegel ist leicht durchlässig. Dort kann das Laserlicht austreten. Dies kann man exemplarisch am Aufbau eines **Helium-Neon Lasers** gut sehen:

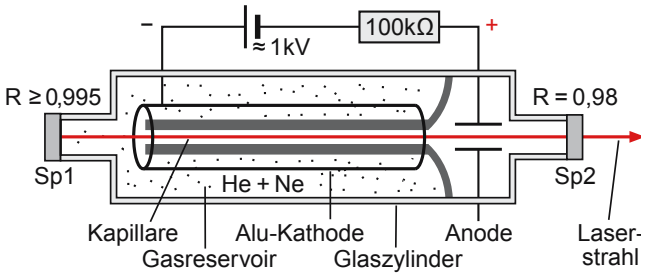

Abbildung 1: Aufbau eines Helium-Neon Lasers

Ist das Lasermedium im thermodynamischen Gleichgewicht, so überwiegt die induzierte Absorption. Ein Atom/Elektron kann in einem Strahlungsfeld in einen höheren Zustand gebracht werden, sobald ein Photon mit der Energie, welche der Differenz der Zustände entspricht, absorbiert wird. Dabei wird das Photon vernichtet und das Strahlungsfeld somit abgeschwächt.
Nun möchte man jedoch bei einem Laser das Strahlungsfeld verstärken. Dazu benötigt man mehr Teilchen im angeregten Zustand E2, als in E1. Dies wird **Besetzungsinversion** genannt. Man benötigt eine externen Energiezufuhr. Diese wird **optisches Pumpen** genannt.
Durch die Gasentladung zwischen zwei Elektroden werden die Heliumatome (Helium=Pumpgas) in einen angeregten Zustand gebracht. Die angeregten Heliumatome übertragen nun durch inelastische Stöße Energie auf die Neonatome (Neon=Lasergas) und erzeugen dort die Besetzungsinversion.

Eine solche Besetzungsinversion ist jedoch nicht erreichbar, wenn zum Pumpen die gleichen zwei Energieniveaus benutzt werden, welche auch als Laserübergang verwendet werden. Man erreicht somit in einem Zwei-Niveau-System durch optisches Pumpen maximal eine Gleichbesetzung der Energieniveaus.
Erweitert man des zu einen Drei-Niveau-System, so kann nun bei genügend langer Lebensdauer im Niveau 2, durch schnelle Anregung von Niveau 1 nach 3 eine Überbesetzung im Niveau 2 erzeugt werden. Dabei werden die Atome vom Energieniveau 1 über 3 in Niveau 2 gepumpt.
Des weiteren kann auch ein Vier-Niveau-System zum Einsatz kommen. Hier ist die Anforderung an die Pumpquelle geringer, da das untere Laser-Niveau nun soweit oberhalb des Grundzustandes liegt, dass die thermische Besetzung dieses Niveaus vernachlässigbar klein wird. Schematische kann man sich dies so vorstellen:

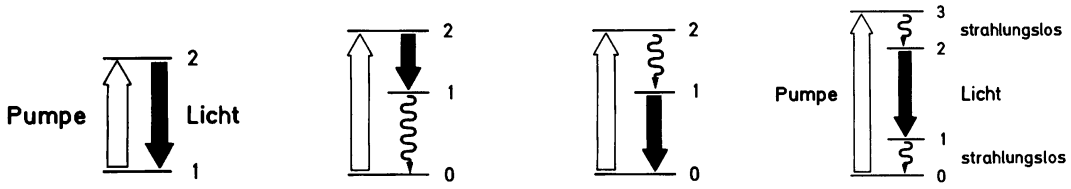

Abbildung 2: Zwei-Niveau (links), Drei-Niveau (Mitte), Vier-Niveau (rechts)

Ist durch diesen Vorgang eine beträchtliche Anzahl an Atomen in den angeregten Zustand übergegangen, so können zunächst Photonen durch spontane Emission ausgesandt werden. Trifft ein solches Photon auf ein angeregtes Atom, so kann es dieses zur induzierten Emission veranlassen. Die beiden Photonen setzten diesen Vorgang fort. Es kommt zur Photolawine. Die Atome gehen dabei zurück in den Grundzustand. Durch das Pumpen bildet sich nun ein Gleichgewicht.

Man bezeichnet die minimal notwendige Pumpleistung eines Lasers, bei der sich Gewinn durch Energiezufuhr und Verlust durch Absorption im Laser-Medium sowie an den Kavitätsoptiken gerade ausgleichen als **Laserschwelle**. Diese Intensitätsschwelle gibt damit den Punkt an, über dem der Laser zu arbeiten beginnt.

3 Laserbetriebsarten und Modenkopplung

Im Resonator bilden sich durch die Emission von Photonen stehende Wellen für bestimmte Wellenlängen. Diese werden auch als (longitudinale) Moden bezeichnet. Der Ti:Sa Laser besitzt aufgrund seiner großen Bandbreite eine große Anzahl solcher Moden. Zwischen den verschiedenen Phasen besteht im Normalfall keine feste Beziehung. Diese lässt sich jedoch herstellen. Man spricht dann von Modenkopplung.
Man unterscheidet zwischen aktiver und passiver Modenkopplung. Zur aktiven Modenkopplung gehört die AOM (akusto-optische Modulation), welche durch eine Schallwelle, die beim Durchdringen eines Kristall eine periodische Modulation des Brechungsindex bewirkt. An diesem so entstehenden "Gitter" wird dann der Laserstrahl reflektiert. Des Weiteren kann man Laserpulse durch EOM (elektro-optischen Modulation) erzeugen. Dabei macht man sich den Pockelseffekt zu Gebrauch. Der Pockelseffekt verändert den Brechungsindex im optischen Medium, welches von einem äußeren elektrischen Feld beeinflusst wird. Durch ihn wird der Kristall zu einer elektrisch schalt- und justierbaren Verzögerungsplatte. Zur passiven Modenkopplung zählt der Kerr-Linsen Effekt (s.u.). Außerdem lässt sich passive Modenkopplung durch intensitätsabhängige Absorber erreichen. Letztere transmittieren nur hohe Intensitäten. Durch die konstruktive Interferenz der Einzelmoden bilden sich dann kurze Pulse aus. Der im Ti:Sa Laser auftretende passiven Effekt, der zu Modenkopplung führt ist der oben genannte Kerr-Effekt. Bei hohen Intensitäten macht sich die Abhängigkeit des Brechungsindex von der elektrischen Feldstärke (Doppelbrechung) bemerkbar. Man nennt dies Kerr-Effekt. Es bildet sich eine Kerr-Linse aus, die eine Selbstfokussierung des Laserstrahls hoher Intensität bewirkt. Durch eine Lochblende erreicht man die Unterdrückung des kontinuierlichen Laserstrahls.

4 Durchführung und Auswertung

4.1 Justierung des Aufbaus mit einem He-Ne-Laser und everyday alignment procedure

Auf dem Experimentiertisch waren schon fast alle Element fest verbaut, so zum Beispiel der He-Ne-Laser, der Nd:YAG-Laser und der Strahlengang mit dem Kristall für den Ti:Sa-Laser. Zu beachten war, dass die Spiegelflächen nicht berührt werden, um Verunreinigungen und somit große Verluste oder Streuzentren zu vermeiden. An den einzelnen Spiegeln, sind Schrauben angebracht um die Ausrichtung der Spiegels einzustellen.

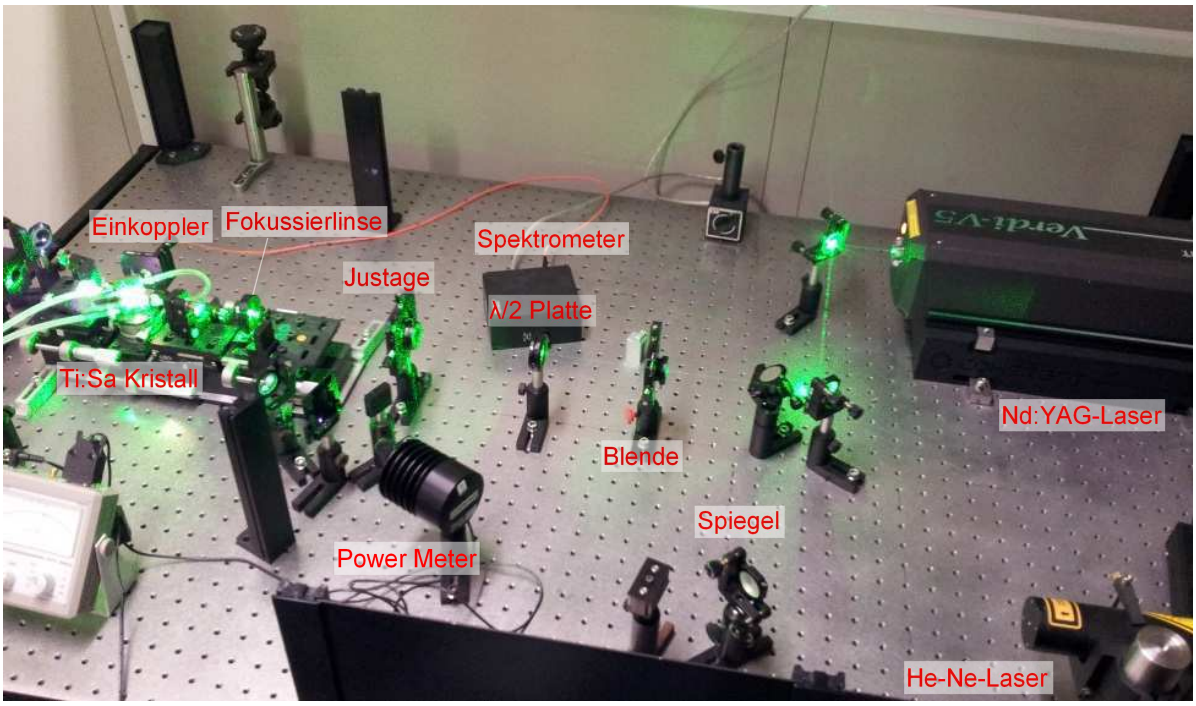

Abbildung 3: Ti:Sa Laser in Betrieb, mit grünem Laser als Pumplaser

Bei den verwendeten Spiegeln handelt es sich um sogenannte Dielektrische Spiegel. Diese Spiegel werden aus mehreren nicht-metallischen Schichten mit verschiedenen Brechungsindizes aufgebaut. Diese Schichten sind transparent und somit kommt die Reflexion durch die unterschiedlichen Brechungsindizes zustande. Diese Spiegel reflektieren somit nur einen bestimmten Wellenlängenbereich und Licht anderer Strahlung wird transmittiert. In unserem Fall wurden als Resonatorspiegel dielektrische Spiegel verwendet, die die Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers transmittiert und die des Ti:Sa-Lasers reflektiert. Dies ist notwendig, da der Strahl des Pumplasers in den Kristall gelangen muss.

Die Resonatorpiegel sind konfokal gekrümmt um den Laserstrahl zu fokusieren. Durch die Photonen des Pumplasers wird der Kristall zu Flouroeszenz angeregt und strahlt Licht in alle

Richtungen ab. Durch die Resonatoren wird eine bestimmte Richtung bevorzugt, wodurch dann der Laserstrahl entsteht. Im Kristall wir der Strahl aber nun aufgeweitet, er wird divergent. Mithilfe der konfokalen Resoantorspiegeln, wird der Strahl kollimiert.

Nun haben wir zunächst den He-Ne-Laser verwendet um den Strahlengang richtig zu justieren. Mithilfe von zwei Spiegeln wird der Strahl in die Apparatur geleitet. Vor dem Aufbau sind zwei Lochblenden aufgebaut, durch welche der Strahl geleitet wird. Der Vorteil davon ist, dass wenn der Aufbau mit dem HeNe-Laser justiert wurde, und man nun den Pumplaser verwenden will, muss man am Aufbau nichts mehr justieren, sondern nur den Pumplaser mittels der "Everyday alignment procedure" so einstellen, dass er durch die Mitte der beiden Lochblenden verläuft. Durch die zwei Lochblenden wir der Strahl genau festgelegt.

Zunächst haben wir nun mittels der "everyday alignment procedure" so eingestellt, dass er durch die Mitte beider Lochblenden verläuft.
Dazu wird nun zunächst die erste Lochblende geschlossen und der erste Spiegel zu ausgerichtet, dass der Strahl genau die Mitte trifft. Nun wir die erste Lochblende geöffnet und die zweite geschlossen, und der zweite Spiegel so ausgerichtet, dass der Strahl die Mitte der zweiten Lochblende trifft. Diese Schritte werden nun so lange durchgeführt, bis der Strahl exakt durch die Mitte beider Lochblenden verläuft.

Nun kann der restliche Aufbau justiert werden. Dazu wird der Strahlenverlauf des He-Ne-Lasers mit einem Stück Papier verfolgt und so eingestellt, das die einlaufenden und zurücklaufenden Strahlen im Resonator übereinanderliegen. Dies geschieht durch Ausrichtung der Spiegel mittels den angebrachten Schrauben.
Nachdem nun die Apparatur richtig eingestellt wurde können nun die folgenden Aufgaben durchgeführt werden.

Abbildung 4: Ti:Sa Laser in Betrieb, mit grünem Laser als Pumplaser

4.2 Installation des Spektrometers

Der Einkoppler war schon mittels dem Glasfaserkabel verbunden und wurde im Strahlengang positioniert. Die Daten werden mittels USB vom Spektrometer an den Computer übertragen und können dort ausgewertet werden.
Der Einkoppler wird eigentlich nur neben den Strahlenverlauf (im Bereich des Kristalls) gestellt und die Streuung des Strahls reicht aus um das Spektrum zu messen.
Beim He-Ne-Laser war die Streuung nicht groß genug und deshalb haben wir den Einkoppler direkt in den Strahlenverlauf gestellt und das Spektrum dann aufgenommen.

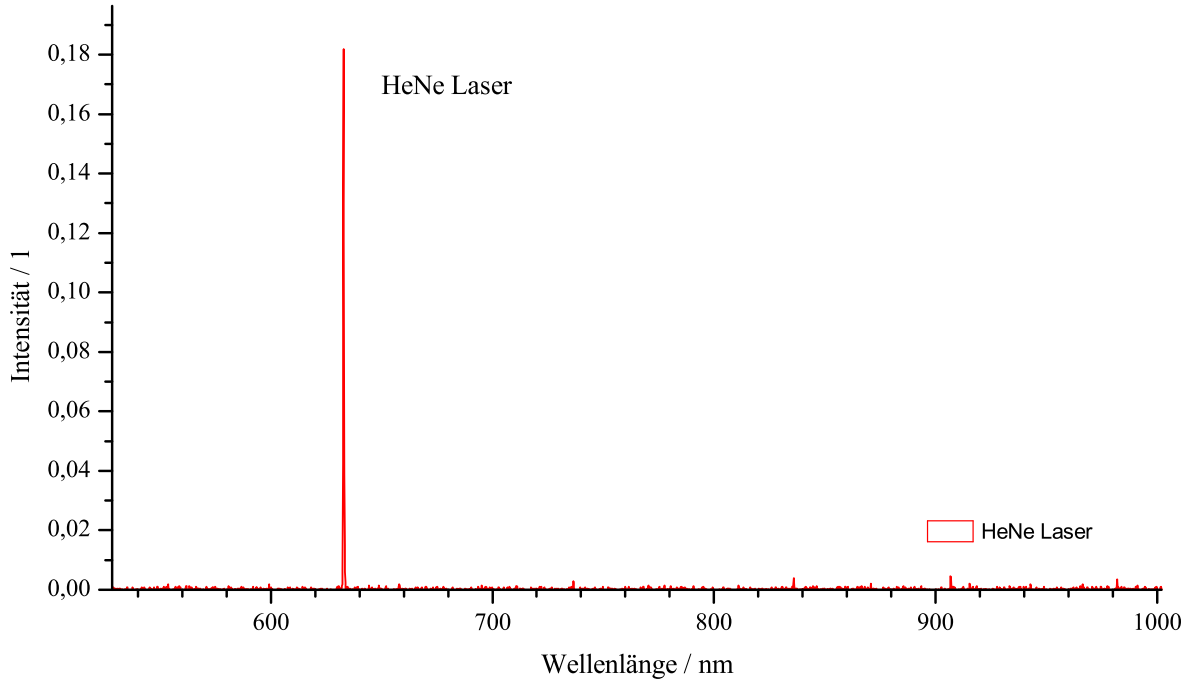

Abbildung 5: Spektrum des Helium Neon Lasers

Man sieht, dass das Spektrum des He-Ne-Lasers nur eine Wellenlänge beinhaltet, dies ist das wohlbekannte rote Licht mit einer Wellenlänge von 632nm.

4.3 Inbetriebnahme des Ti:Sa Lasers

Um den Ti:Sa-Laser in Betrieb zu nehmen, wird nun der He-Ne-Laser abgeschaltet und der Nd:YAG-Laser durch Justage der Spiegel in den Aufbau gelenkt. Dies geschieht mittels zweier Spiegel, ganz analog zum He-Ne-Laser. Mittels der “everyday alignment procedure’ "wird der Laserstrahl nun so justiert, dass er durch die Mitte der beiden Lochblenden verläuft. Wichtig hierbei ist nun, dass man zu jeder Zeit eine Justagebrille oder Schutzbrille trägt, da der Nd:YAG Laser bis zu 5W Leistung hat und somit sehr gefährlich für die Augen ist. Außerdem muss man vorsichtig sein, dass man nicht in den Strahlengang fast, da ein solch starker Laser zu leichten Verbrennungen auf der Haut führen kann.

Nun ist der Pumplaser richtig justiert und die Leistung Pumpleistung kann erhöht werden. Da der Laser Ti:Sa-Laser trotzt hoher Pumpleistung noch nicht funktionierte musste ein Spiegel noch leicht justiert werden.
Im Kristall war schön die Stelle zu sehen, an der die Fluoreszenz stattfindet.
Nun wurde noch der Laser Power Meter, ein Laser-Leistungsmessgerät, an die Stelle angebracht, an der der Laserstrahl die Küvette verlässt. Vor das Powermeter wurde noch ein Filter platziert, der die Wellenlänge des Pumplasers herausfiltert, so dass nur die Leistung des Ti:Sa-Lasers gemessen wird.

4.4 Spektrum des Lasers

Longitudinale Moden

Nun sollte das Spektrum des Ti:Sa Lasers aufgenommen werden und durch Justage des Aufbaus verschiedene Laserwellenlängen erzeugt werden.

Im Kristall wird durch Fluoreszenz Licht erzeugt, dass in alle Richtungen abgestrahlt wird. Durch den Resonator wird eine Ausbreitungsrichtung verstärkt, indem der Strahl viele Male hin und zurück durch das aktive Medium läuft. Das System wird zu einem Oszillator und es entstehen stehende Wellen zwischen den Spiegeln. Die stehende Wellen bilden sich genau dann aus, wenn zwischen die Spiegel (mit Spiegelabstand L) ein ganzzahliges Vielfaches m der halben Wellenlänge passt:

$$m = \frac{L}{\frac{\lambda}{2}} \tag{1}$$

Die Wellenlängen, die in den Resonator passen bezeichnet man als Moden bzw. longitudinale Resonatormoden. Es können auch mehrere Moden entstehen. Die Moden und somit die Wellenlänge des Ti:Sa-Lasers kann man nun dadurch verändern, indem man den Spiegelabstand L verändert. Da das Fluoreszenz Spektrum eine große Bandbreite hat, also viele verschiedene Wellenlängen besitzt, können verschiedene Wellenlängen erzeugt werden.

Wir haben nun verschiedene Spektren aufgenommen und den Spiegelabstand leicht variiert um verschiedene Laserwellenlängen zu bekommen.

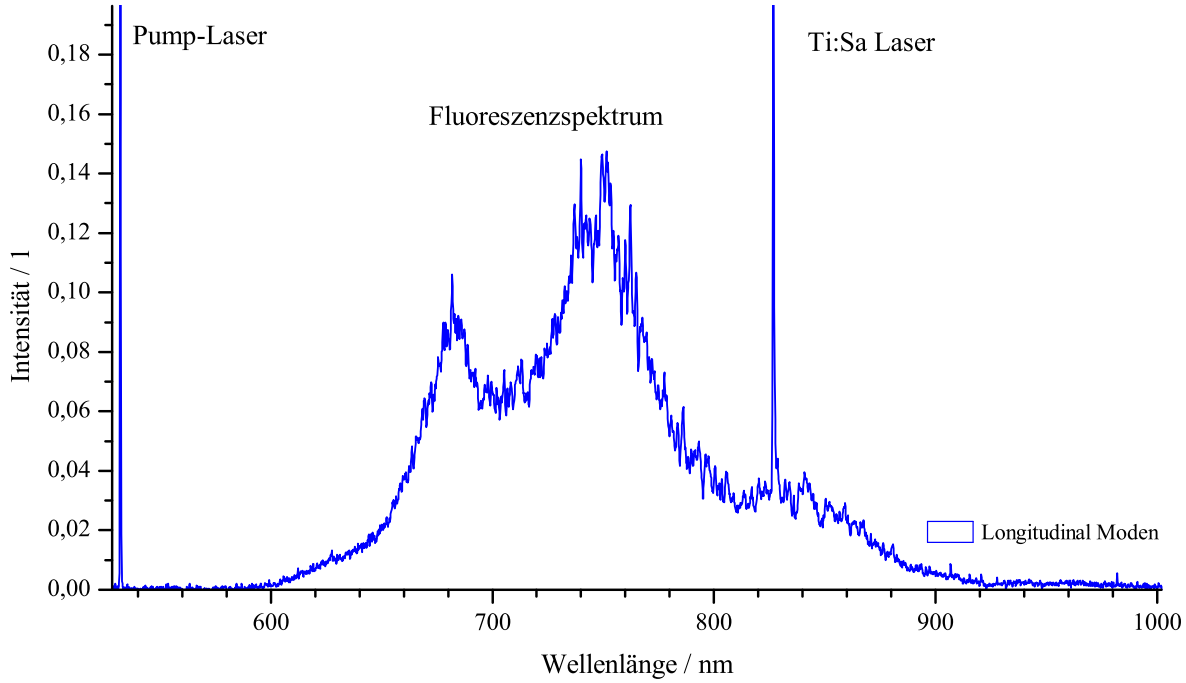

Abbildung 6: Spektrum des Ti:Sa Lasers

Hier sieht man nun ein solches Spektrum, dabei ist zu beachten, dass der Einkoppler in der Nähe des Kristalls platziert wurde und Streustrahlung aufgenommen wird. Es ist also das Fluoreszenzspektrum zu sehen, sowie der Peak des Pumplasers und der Peak, der der Laserwellenlänge entspricht. Im Obigen Schaubild sind die einzelnen Peaks sowie das Fluoreszenzspektrum nochmal explizit benannt.
Bei dieser Messung ist die Laserwellenlänge ca. 830nm groß.

Nun haben wir durch verdrehen der Spiegel den Spiegelabstand verändert und somit die Laserwellenlänge leicht verändert.

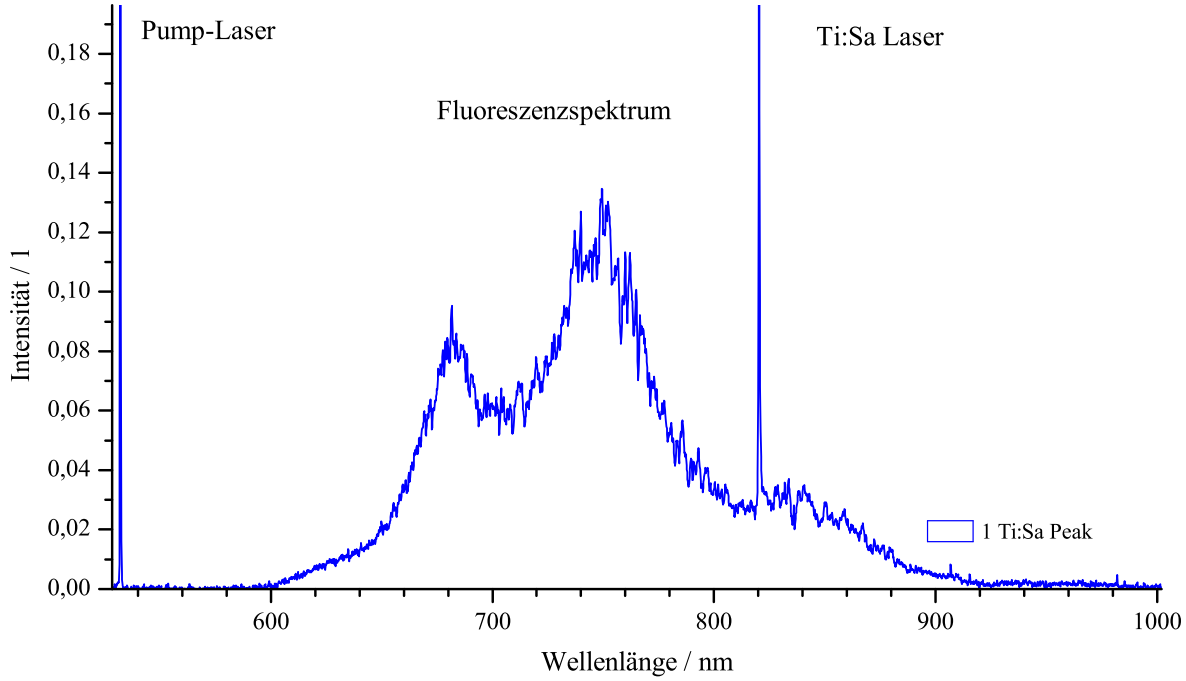

Abbildung 7: Spektrum des Ti:Sa Lasers

Hier liegt die Wellenlänge bei ca. 820nm und ist somit etwas kürzer als die zuerst gemessene.

Es ist auch vorgekommen, dass der Laserstrahl aus zwei Wellenlängen bestand. Dies macht sich durch zwei Peaks im Spektrum bemerkbar, wie im folgenden zu sehen ist.

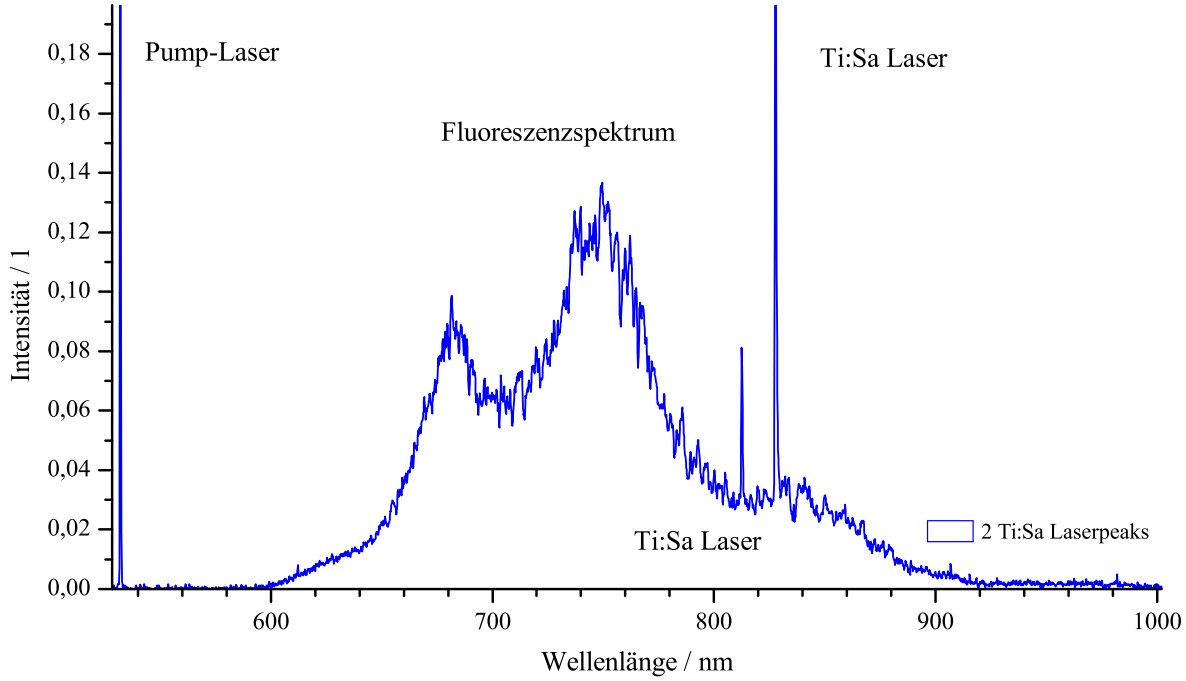

Abbildung 8: Spektrum des Ti:Sa Lasers / 2Peaks

Welche Wellenlänge abgestrahlt wird, liegt am Aufbau und daran, welche Mode "bevorzugt" wird. Bei unserem Ti:Sa Laser waren die Moden nicht stabil und es konnte deshalb auch sein, dass bei einer Erhöhung der Pumpleistung sich die longitudinale Mode ändert, obwohl der Aufbau nicht variiert wurde. Es können auch zwei Moden verstärkt werden und so zwei Wellenlängen entstehen. Im Spektrum war sichtbar, dass, ohne am Aufbau etwas zu ändern, manchmal zwei Moden und manchmal eine Mode verstärkt wurde. Dies liegt vermutlich daran, dass die Lasermoden nicht stabil sind.

Transversale Moden

Neben den longitudinalen Moden, die stehenden Wellen entlang der z-Achse des Resonators entsprechen, kann man transversale Moden erzeugen. Man spricht auch von $TEM_{mn} - Moden$ (transversal electric and magnetic), da die Felder fast genau senkrecht auf der z-Achse stehen. Die $TEM_{00} - Mode$ ist die Transversamode niedrigster Ordnung und wird am häufigsten verwendet, da die Verteilung der Flussdichte über dem Strahlquerschnitt fast einer Gaußkurve entspricht.
Ein Paar Moden sind in folgendem Schaubild dargestellt.

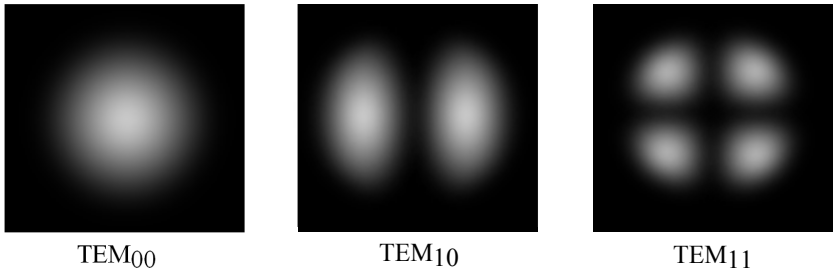

Abbildung 9: Die niedrigsten drei TEM-Moden

Höher Moden erhält man, indem man die Spiegel leicht verdreht. Wir konnten die TEM_{10}-Mode erkennen. Andere, höhere Moden konnten wir nicht erzeugen.

4.5 Spektrum der Fluoreszenz des Ti:Sa Kristalls

Unter einer gewissen Pumpleistung kann man nur den Peak des Pump Lasers sowie das Fluoreszenz Spektrum des Ti:Sa Laser beobachten. Diese Grenze nennt man Laserschwelle.

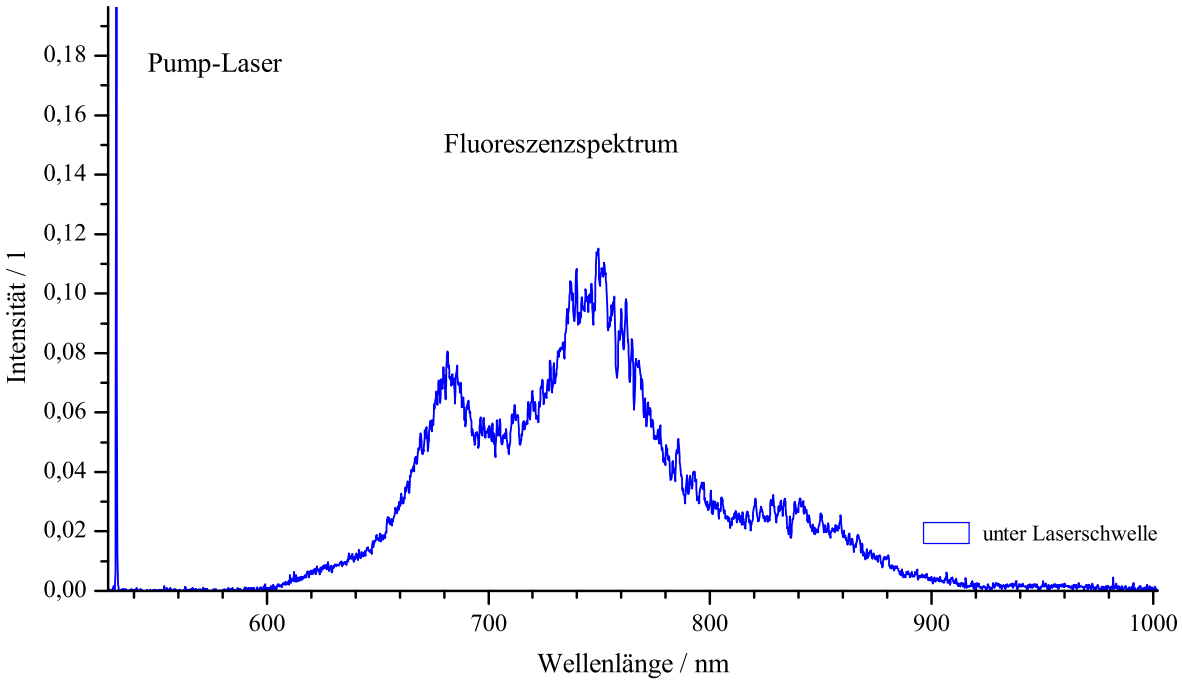

Abbildung 10: Fluoreszenzspektrum unter Laserschwelle

Der Ti:Sa Kristall besitzt ein breites Fluoreszenzspektrum. Der Grund dafür ist, wie schon in Abschnitt 2 beschrieben, die große Anzahl der Moden die durch die vielen unterschiedlichen Schwingungszustände der Atome zustande kommt. Die große Anzahl der Laserübergänge weitet das Spektrum enorm auf. Im Vergleich zu anderen Lasern hat der Ti:Sa Laser eine außergewöhnlich große Bandbreite.

Eigentlich war ein Spektrum im Bereich von 670-1070nm zu erwarten. Wie jedoch zu erkennen ist, flacht es ab 900nm stark ab. Womöglich ist der Einkoppler nicht bis in diesen Bereich ausgelegt. Es kann natürlich auch sein, dass unsere Pumpleistung noch zu gering war um einen merklichen Anstieg in diesem Bereich erkennen zu können.

4.6 Bestimmung der Laserschwelle

Die Leistung des Pumplasers wurde allmählich gesteigert. Dabei beobachteten wir an dem Laser Power Meter die Ausgangsleistung des Ti:Sa Laserstrahls. Man konnte beobachten, dass zunächst keine Leistung am Power Meter ankam. Ab der Laserschwelle konnten wir einen linearen Anstieg messen. Die Laserschwelle beträgt ohne Optimierung: $P_{LS} = 2,80W$.

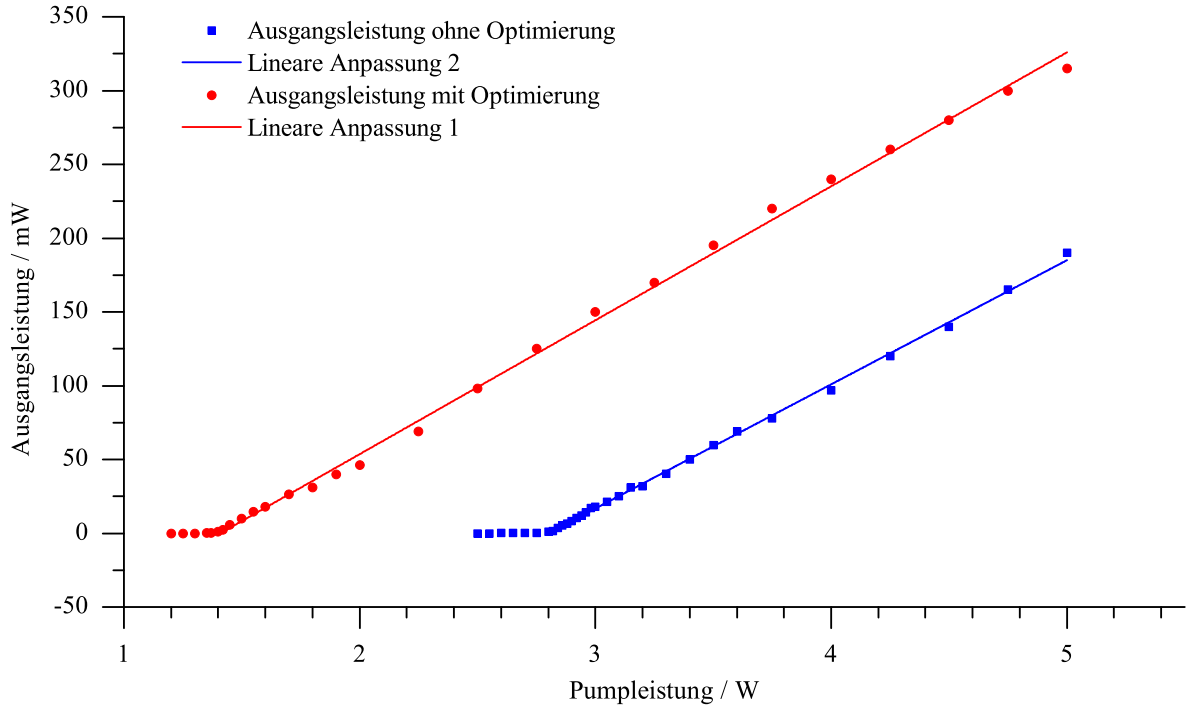

Abbildung 11: Fluoreszenzspektrum unter Laserschwelle

Anschließend haben wir die Apparatur optimiert. Dazu wurde an den Endspiegeln des Resonators die vertikale und horizontale Ausrichtung jeweils leicht feinjustiert bis wir bei einem Maximum an Ausgangsleistung waren. Anschließend haben wir die Objektbank auf dem die Linse, durch welche der grüne Laserstrahl auf den Ti:Sa Kristall fiel, leicht vor und zurück bewegt. Es konnte damit jedoch nur eine leichte Verbesserung erzielt werden. Die viel Versprechende “beam-walk“ Methode blieb auch ohne Erfolg. Beim beam walk dreht man an einem Rädchen, dass beispielsweise für die horizontale Neigung verantwortlich ist etwas über den optimalen Bereich hinaus. Dann nimmt man sich den gegenüberliegenden Spiegel vor und stellt wieder auf das Maximum ein. Man verschiebt dabei den Strahl im Raum. Diese Versetzung des

Strahls kann oft zu deutlichen Verbesserungen führen.
Nach der Optimierung konnten wir eine deutliche geringere Laserschwelle feststellen. Diese lag nun bei $P_{LS} = 1,40W$, was genau der Hälfte der Anfänglichen Schwelle lag.

4.7 Anwendungsbereiche des Ti:Sa-Lasers

In diesem Versuch haben wir einige Eigenschaften des Lasers kennengelernt, wodurch seine Anwendungsgebiete deutlich werden. Der Ti:Sa-Laser besitzt eine große Bandbreite von ca.400nm und es können einzelne Wellenlängen geschickt (durch Aufbau, Filter, etc.) ausgewählt werden. Außerdem eignet er sich durch seine große Bandbreite ($\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar$) um ihn im Pulsbetrieb zu nutzen und man erreicht sehr kurze Pulse (im Femtosekunden Bereich).

Diese Eigenschaften sind für verschiedene Anwendungen sehr nützlich.
Zum Beispiel eignen sich die extrem kurzen Pulse sehr gut für zeitaufgelöste Spektroskopie, bei der z.B. chemische Reaktionen oder biologische Vorgänge untersucht werden.

Das große Spektrum eignet sich hervorragend um Schwingungen oder ähnliches in Molekülen anzuregen. Man kann damit verschiedene Schwingungen mit verschiedenen Energien mit einem Laser anregen.

Ein weiteres Einsatzgebiet ist die Terahertz-Time-Domain-Spectroscopy (THz-TDS). THz-Strahlung ist der Bereich zwischen 1mm und 30µm. Der Titan-Saphir-Laser ermöglicht gepulste THz-Strahlquellen. Die Erzeugung dieser Pulse soll hier nicht erläutert werden, und kann z.B. in Quelle 3 nachgelesen werden. Dies Thz-Strahlen lassen sich für Qualitätssicherung oder Sicherheitstechnik einsetzten.

Auch in der Materialbearbeitung kann der Laser verwendet werden, um Material abzutragen. Durch die extrem kurzen Pulse wird das Material abgetragen, ehe die Umgebung erwärmt wurde. Dies ist auch in der Medizin eine interessante Anwendung.

In diesem Versuch haben wir nun den Titan-Saphir Laser kennengelernt und haben gesehen, dass er für viele Anwendung von großem Vorteil ist.

5 Quellen

- Abbildung 1 - Demtröder 3, Seite 258
- Abbildung 2 - Hacken Wolf - Atom und Quantenphysik
- http://www.wiley-vch.de/berlin/journals/op/07-01/OP0701_S48_S53.pdf