

Laserresonator

Versuch Nr. 6

Auswertung - 21. Januar 2013

Ausgearbeitet von Martin Günther und Nils Braun

1 Vorjustierung des Lasers

Zunächst benutzten wir den schwachen He:Ne-Laser, um den Laserresonator zu justieren. Dazu richteten wir mit zwei Spiegeln den Laserstrahl so aus (siehe Vorbereitungshilfe), dass er die beiden Irisblenden möglichst mittig durchquerte. Die Irisblenden gaben später auch die Position und Ausrichtung des Pumpstrahls vor (Siehe Abb.1).

Beim Ausrichten bemerkten wir auch einige Vorteile des Aufbaus mit den zwei Spiegeln: Man kann die Position und Richtung des Strahls praktisch unabhängig voneinander und sehr genau festlegen, ohne den Laser selbst bewegen zu müssen.

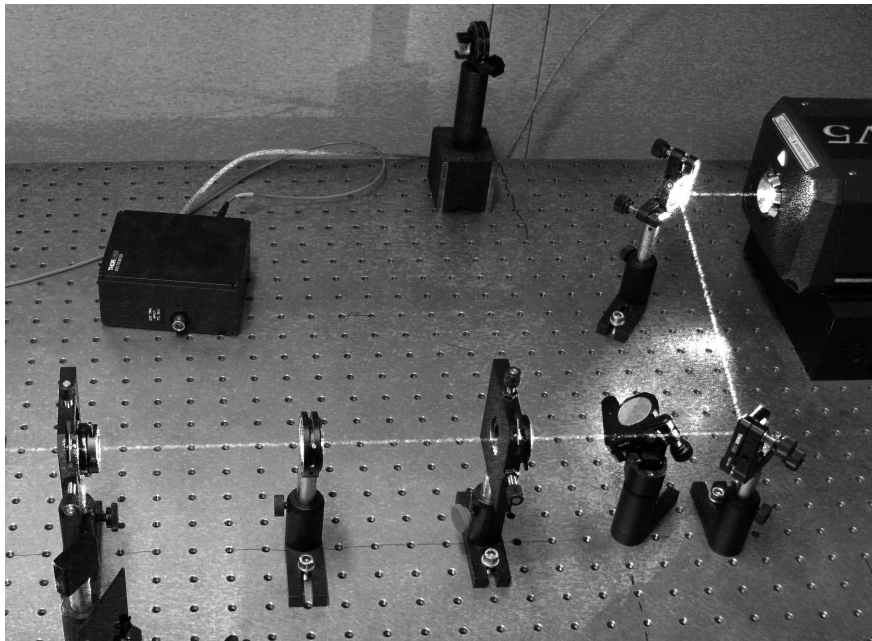


Abbildung 1: Strahlengang des Pumplasers

Als nächstes justierten wir die Endspiegel des Resonators. Dazu benutzten wir ein Stück Papier mit Loch, durch das wir den (vom linken Hohlspiegel reflektierten) Strahl treten ließen. Das vom Endspiegel reflektierte Licht war dann als Punkt auf dem Papier zu sehen. Durch Justierung des Endspiegels brachten wir den reflektierten Strahl in Deckung mit dem auftreffenden Strahl.

Beim anderen Endspiegel fiel uns die schlechte Reflektivität der dielektrischen Resonatorspiegel für die "falsche" Wellenlänge des Justierlasers auf. Da der Lichtstrahl hier schon fünfmal reflektiert wurde, war er kaum noch zu sehen.

2 Laserbetrieb des Ti:Sa-Kristalls

Wir richteten nun den Pumplaser auf dieselbe Weise durch die zwei Irisblenden aus und nahmen dabei ein Spektrum des Fluoreszenzlichts auf, das der Ti:Sa-Kristall quer zur Strahlrichtung abgab

(siehe Abb. 2). Man erkennt hier die große Bandbreite des Kristalls. Der schmale Peak bei 532nm wird nicht vom Ti:Sa-Kristall erzeugt, sondern von Streulicht des Pumplasers. Sobald der Aufbau selbst zu lasern beginnt, ist schlagartig ein weiterer Peak bei 810nm sichtbar.

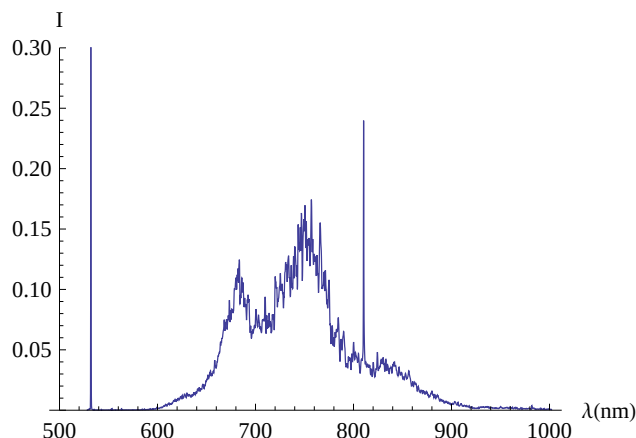


Abbildung 2: Fluoreszenzspektrum des Kristalls
Intensität in willkürlichen Einheiten

3 Bestimmung der Ausgangsleistung

Um die Laserschwelle zu bestimmen, maßen wir die Ausgangsleistung des Ti:Sa-Lasers mithilfe eines thermischen Messgerätes bei verschiedenen Pumpleistungen (siehe Abb. 3 links). Man erkennt, dass die Leistung ab der Laserschwelle linear mit der Pumpleistung steigt. Die Messung war allerdings schwierig, da die angezeigte Ausgangsleistung auch bei konstanten Bedingungen ständig schwankte. Der Messfehler ist daher vor allem im kleinsten Messbereich größer als die Fehlerbalken im Plot, die je einem Skalenteil des Messgeräts entsprechen. Dennoch waren die Werte zumindest in diesem groben Rahmen reproduzierbar.

Im der Nähe der Laserschwelle zeigt sich, dass die Kennlinie keinen scharfen Knick hat, sondern etwas abgerundet ist. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass zufällige Schwankungen in der Pumpleistung und Besetzungsinversion noch verstärkt werden und zu kurzzeitiger Laseraktivität führen, selbst wenn die Pumpleistung für dauerhaftes Lasern noch nicht ausreicht.

4 Optimierung des Lasers

Um die Laserleistung zu erhöhen, stellten wir zunächst je einen Freiheitsgrad (horizontale bzw. vertikale Richtung jedes Endspiegels, Position der Hohlspiegel und Ausrichtung des Pumpstrahls) einzeln so ein, dass die Ausgangsleistung maximal war. Nur bei der horizontalen Ausrichtung der Endspiegel zeigte sich dabei eine merkliche Verbesserung.

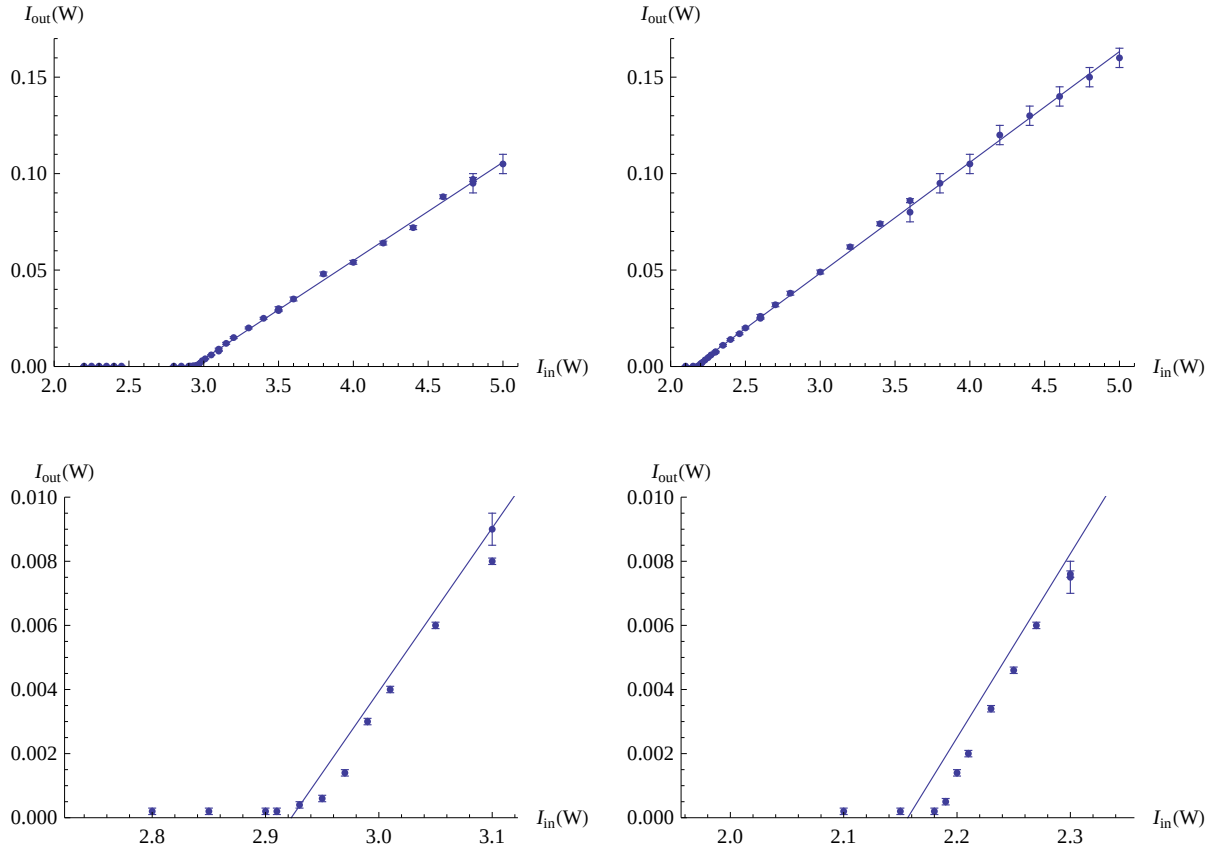


Abbildung 3: Ausgangsleistung des Ti:Sa-Lasers vor (links) und nach der Optimierung (rechts)

Danach versuchten wir einen "beam walk", d.h. wir verstellten einen Endspiegel an verschiedene Positionen und verglichen die maximal erreichbare Leistung nach Optimierung des anderen Spiegels. Mit diesem Verfahren kann man die Position des Strahls parallel verschieben und somit einen anderen Bereich des Kristalls nutzen. Leider zeigte sich hier keine große Verbesserung mehr; der Aufbau war wohl schon zuvor in einem (lokalen) Optimum.

Die erneute Messung der Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Pumpleistung (Siehe Abb. 3 rechts) zeigte dann eine deutlich niedrigere Laserschwelle. Auch die Steigung der Ausgleichsgeraden ist leicht höher als vor der Optimierung, der Laser setzt die Pumpleistung also effektiver um und hat weniger Verluste (Siehe Tabelle 1).

	Laserschwelle	Ausgleichsgerade
Vor Optimierung	$I_{\text{in}} = 2.923\text{W}$	$I_{\text{out}} = 0.051I_{\text{in}} - 0.149\text{W}$
Nach Optimierung	$I_{\text{in}} = 2.157\text{W}$	$I_{\text{out}} = 0.057I_{\text{in}} - 0.124\text{W}$

Tabelle 1: Ausgleichsgeraden zwischen Pumpleistung I_{in} und Laserleistung I_{out} und daraus bestimmte Laserschwellen

5 Transversale Moden

Mit dem optimierten Aufbau versuchten wir, höhere transversale Moden anzuregen, indem wir einen Endspiegel in horizontaler Richtung verstellten. Das Strahlprofil, das wir auf einem Blatt Papier beobachteten, spaltete sich dabei in zwei bzw. drei senkrechte "Linien" auf, die (wie in der Vorbereitung geschildert) durch Nullstellen der Intensität getrennt sind.

Gleichzeitig sprang im Spektrogramm die Wellenlänge des Laserpeaks hin und her. In Abb. 4 erkennt man, dass wie erwartet nur diskrete Wellenlängen in regelmäßigen Abständen (angedeutet durch die gestrichelten Linien) angeregt werden.

Im dritten Spektrogramm in Abb. 4 ist eine Verbreiterung der Peaks bei gleichzeitiger Anregung mehrerer Moden sichtbar. Vermutlich wurde hier durch die verschlechterte Qualität des Resonators mehr Fluoreszenzlicht (spontane Emission) erzeugt. Da wir das quer zum Resonator austretende Licht gemessen haben, sind diese Anteile dann natürlich nicht an die Resonatorbedingung gebunden.

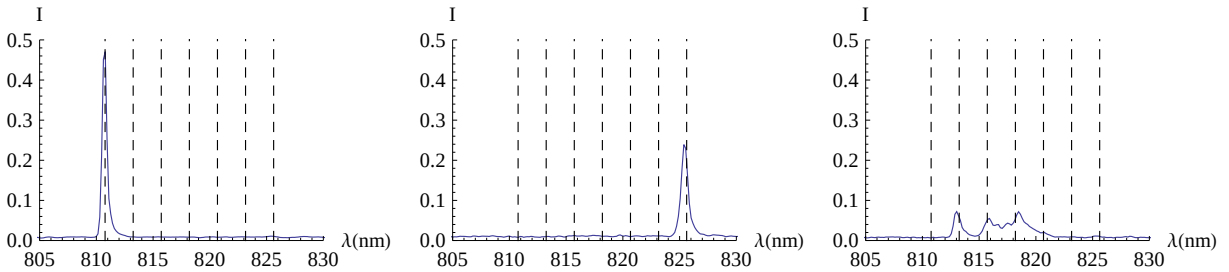


Abbildung 4: Spektrogramm beim Anregen von höheren Moden

6 Anwendungsmöglichkeiten

Der Ti:Sa-Laser wird oft als Pulslaser benutzt. Wie in der Vorbereitung besprochen, ist aufgrund der großen Bandbreite der Modelocking-Betrieb denkbar. Das Laserspektrum bei unserem Aufbau ist sehr schmal, da durch den Resonator eine Wellenlänge ausgewählt wird.

Abb.5 zeigt die Spektren der drei verwendeten Laserarten im Vergleich. Man erkennt, dass die Spektren näherungsweise die Form einer Gaussglocke haben. Bei perfektem Modelocking würde man Pulse erreichen, deren Längen gemäß $\Delta t \cdot \Delta f = 2\pi$ in der Größenordnung von Picosekunden lägen.

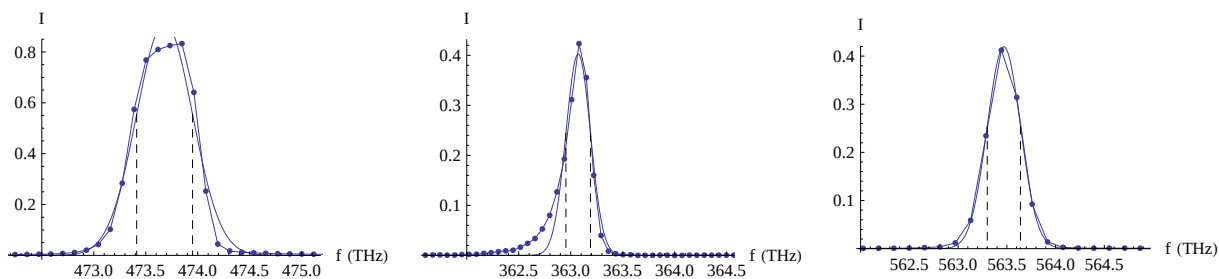


Abbildung 5: Spektren des He:Ne, Ti:Sa und Nd:YAG-Lasers
Gestrichelt: Standardabweichung der Gausglocke

Legt man dagegen das gesamte Fluoreszenzspektrum des Kristalls mit seiner Bandbreite von etwa 300nm bzw. 300THz zugrunde, erreicht man wesentlich kürzere Impulse. Abb.6 zeigt die theoretische Pulsform bei perfektem Modelocking (berechnet durch die Fouriertransformation des Spektrums). Der Puls hat dann eine Länge von 20fs. In der Praxis wird sich das Spektrum natürlich noch verändern (insbesondere durch die beschränkte Bandbreite der Resonatorspiegel) und man kann meist nicht alle Moden perfekt in Phase bringen. Daher sind solche Pulslängen nur bei sehr aufwändigen Aufbauten erreichbar.

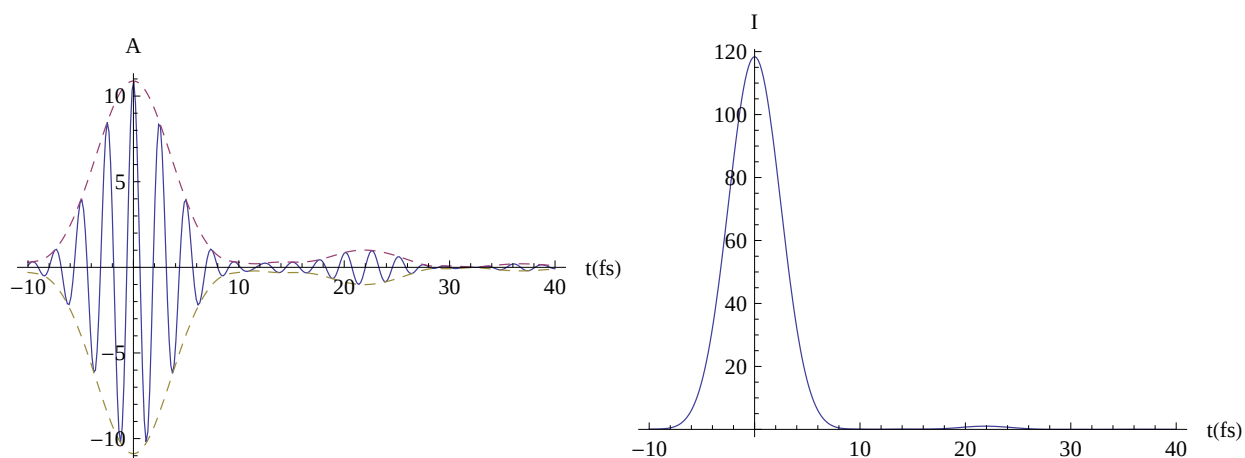


Abbildung 6: Theoretische Pulsform des Ti:Sa-Lasers: Amplitude(links) und Intensität bzw. Leistung (rechts) in willkürlichen Einheiten