

3. Lasersysteme

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Ti:Sa-Laseroszillator (Titan:Saphir) aufgebaut, der Laserpulse mit einer Länge von etwa 20 fs bei einer Zentralwellenlänge von ungefähr 800 nm liefert. Der Aufbau ist im wesentlichen vergleichbar zu der in [40] beschriebenen Anordnung. Im Folgenden werden kurz die grundlegenden Prinzipien zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse in einem solchen Laser erläutert. Daran anschließend wird der realisierte Aufbau beschrieben und die Leistungsdaten des Lasers vorgestellt. Desweiteren wird kurz auf das zweite verwendete Lasersystem eingegangen, ein kommerzielles Ti:Sa-Lasersystem, bestehend aus einem Oszillator und einem regenerativen Verstärker.

3.1 Prinzip der Pulserzeugung

3.1.1 Kerr-Linsen-Modensynchronisation

In diesem Kapitel sollen kurz die grundlegenden Prinzipien, die zur Ausbildung ultrakurzer Laserpulse in einem Festkörperlaser führen, zusammengefaßt werden, ohne dabei das gesamte Konzept des Lasers (light amplification by stimulated emission of radiation) noch einmal erklären zu wollen. Hierzu sei auf die einführende Standardliteratur verwiesen (s. z. B. [41, 42, 43]).

In einem Laser mit breitem Verstärkungsprofil oszillieren im allgemeinen eine große Anzahl spektraler Moden simultan. Da diese Moden nicht notwendigerweise gleichzeitig anschwingen und ihre relativen Phasen zufällig verteilt sind, ist das abgestrahlte elektrische Feld kontinuierlich und mit einem statistischen Rauschen versehen. Um einen gepulsten Laserbetrieb zu erhalten, müssen alle möglichen Lasermoden phasenstarr zueinander angeregt sein. Diesen Vorgang nennt man Modensynchronisation oder -kopplung (oder: modelocking). Unter der Annahme, daß $(2n+1)$ longitudinale Moden gleichzeitig mit der Amplitude E_0 und konstanter Phasendifferenz $\delta\phi$ zueinander oszillieren läßt sich das erzeugte elektrische Feld schreiben als (s. z. B. [43]) :

$$E(t) = A(t) \cdot e^{i\omega_0 t} \quad , \quad (3.1)$$

mit :

$$A(t) = E_0 \cdot \frac{\sin[(2n+1)(\Delta\omega_{q,q+1}t + \delta\phi)/2]}{\sin[(\Delta\omega_{q,q+1}t + \delta\phi)/2]} \quad , \quad (3.2)$$

wobei ω_0 die Zentralfrequenz und $\Delta\omega_{q,q+1}$ der Frequenzabstand zweier benachbarter Moden ist. In der Gleichung 3.1 kann $E(t)$ als sinusförmige Trägerwelle mit einer starken Amplitudenmodulation $A(t)$ aufgefaßt werden, wobei die Laserleistung proportional zu $A^2(t)$ ist. Die Moden interferieren innerhalb des Resonators und es kommt zur Ausbildung von Laserpulsen. Liegt nun in einem realen System ein Laserübergang mit einer spektralen Breite $\Delta\omega$ vor, in welchem alle Moden phasenstarr gekoppelt sind, so ist die Länge der Laserpulse $\Delta\tau$ gegeben durch die Beziehung [44] :

$$\Delta\tau = 2\pi \frac{k}{\Delta\omega} \quad , \quad (3.3)$$

wobei k ein vom Linienprofil abhängiger Faktor ist. Für ein gaussförmiges Spektralprofil ist k zum Beispiel 0.441. Wenn ein Puls diese Bedingung erfüllt, nennt man ihn bandbreitebegrenzt. Es wird sich aber zeigen, daß reale Laserpulse so gut wie nie wirklich bandbreitebegrenzt sind.

Im allgemeinen ist der kontinuierliche oder cw-Laserbetrieb (continuous wave) ebenfalls möglich, so daß ein Mechanismus erforderlich ist, der die Amplitudenmodulation herbeiführt. Der cw-Betrieb muß gegenüber dem modengekoppelten Betrieb unterdrückt werden. Dabei unterscheidet man zwischen aktiver und passiver Modenkopplung. Aktive Modenkopplung bedeutet, daß ein zusätzliches Element in den Laserresonator eingeführt wird, das von außen eine Güteschaltung des Resonators gestattet. Bei passiver Modenkopplung führt der Laserpuls selbst zu einer Modulation in der Amplitude, sogenannte Selbstamplitudenmodulation (SAM: self-amplitude-modulation).

Bei Festkörperlasern kann der Kerr-Linsen-Effekt zur Selbstamplitudenmodulation ausgenutzt werden [45]. Dieser Effekt wird durch die Nichtlinearität der Polarisation bei hohen Intensitäten, wie sie bei kurzen Laserpulsen auftreten, hervorgerufen. Wie in Kapitel 2.1 gezeigt wurde, trägt in zentrosymmetrischen Medien in niedrigster Ordnung die nichtlineare Suszeptibilität dritter Ordnung zur nichtlinearen Polarisation bei. Damit hängt der Brechungsindex n_{nl} linear von der eingestrahlten Intensität I ab, was als optischer Kerr-Effekt bezeichnet wird [29] :

$$n_{nl} = n + n_2 I \quad , \quad (3.4)$$

wobei n der gewöhnliche komplexe Brechungsindex ist und für n_2 gilt :

$$n_2 = \frac{12\pi^2}{n^2 c} \chi^{(3)} \quad , \quad (3.5)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und der Suszeptibilität dritter Ordnung $\chi^{(3)}$. Ein Laserstrahl mit einem räumlich gaußförmigen Intensitätsprofil und hinreichend hoher Intensität induziert also in einem transparenten Medium mit positiven n_2 einen Gradienten im Brechungsindex, mit vom Zentrum nach außen hin abnehmenden Werten. Dieses führt zu einer Beugung der Randstrahlen in das Zentrum des Laserstrahls hinein. Es kommt zu einer Selbstfokussierung (s. Abb. 3.1). Der Laserstrahl induziert gewissermaßen eine Linse in dem Medium, welche ihn dann selbst fokussiert. Daher nennt man diesen Effekt Kerr-Linsen-Effekt. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der Divergenz des gaußförmigen Strahls [46] und dem Kerr-Linsen-Effekt ein, welches zu einer sehr kleinen, aber endlichen Strahltaile führt.

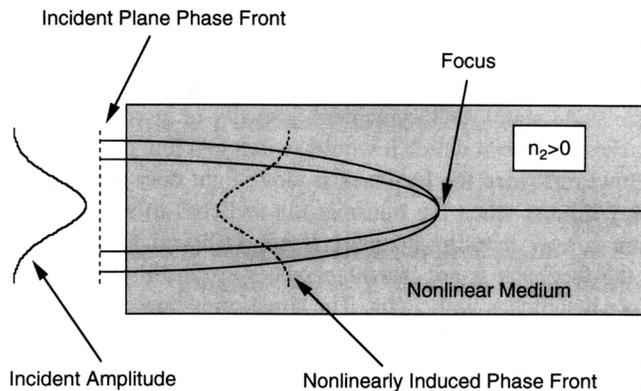


Abbildung 3.1:

Schematische Darstellung des Kerr-Linsen-Effektes in einem nichtlinearen Medium. Aufgrund der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex kommt es zu einer Selbstfokussierung. Die Abbildung ist [30] entnommen.

Im Gegensatz zur cw-Mode besitzt die gelockte Mode genügend Intensität, um diesen Kerr-Linsen-Effekt zu induzieren. Damit besitzt die transversale gelockte Mode eine andere räumliche Struktur innerhalb des Laserresonators, als die transversale cw-Mode. Dieser Unterschied in der räumlichen Struktur ermöglicht es nun die cw-Mode gegenüber der gelockten Mode zu unterdrücken, was als Kerr-Linsen-Modenkopplung bezeichnet wird. Dabei gibt es zwei Verfahren, die cw-Mode durch die unterschiedliche räumliche Struktur zu unterdrücken. Das erste besteht darin, an einer geeigneten Stelle im Laserresonator, an welcher die cw-Mode einen größeren Querschnitt besitzt als die gelockte Mode, einen Spalt einzubringen. Dieser wird so weit geschlossen, daß er die cw-Mode aber nicht die gelockte Mode räumlich beschneidet. Dieses Verfahren nennt man Hard-Aperture-Kerr-Lens-Modelocking [47]. Bei der zweiten Variante nutzt man die Tatsache, daß durch die schmalere Strahltaile der gelockten Mode im Lasermedium bei optimalem Überlapp mit der Pumplasermode eine höhere Anregungsdichte besteht als für die cw-Mode, was

zu deren Unterdrückung führt. Diese Form nennt man Soft-Aperture-Kerr-Lens-Modelocking [48].

Im allgemeinen sind Kerr-Linsen-modengekoppelte Laserresonatoren nicht selbststartend, d.h. nach dem Anschalten laufen sie zunächst im cw-Betrieb. Die Modenkopplung wird durch eine äußere Störung des Systems gestartet. Dabei werden durch kurzzeitige Längenänderungen des Laserresonators alle longitudinalen Moden simultan angeregt. Kommt es dabei kurzzeitig zu einer Überlagerung der longitudinalen Moden in Form eines Pulses, so induziert dieser im Lasermedium instantan eine Kerr-Linse, wird gegenüber der cw-Mode verstärkt und es bildet sich ein stabiler modengekoppelter Zustand aus, wobei dann die äußere Störung eingestellt werden kann. Die äußere Störung kann auf vielfältige Art realisiert werden. Zum Beispiel durch Montage eines Endspiegels auf einen Piezokristall, oder durch Einbringen einer Glaskomponente mit veränderlicher Länge. Am einfachsten ist es aber, durch Klopfen auf einen der Endspiegel oder die Kristallhalterung eine mechanische Schwingung hervorzurufen, was manchmal auch als „Tapping-Mode“ bezeichnet wird. Es wurden zwar schon selbststartende Kerr-Linsen-modengekoppelte Laserresonatoren demonstriert [49], aber dafür besteht wegen der Einfachheit des Startmechanismus keine Notwendigkeit.

3.1.2 Gruppengeschwindigkeitsdispersion und Selbstphasenmodulation

Das bisher Gesagte ist zwar notwendig, aber noch nicht hinreichend für einen gepulsten Laserbetrieb. Es gibt nämlich noch zwei weitere wichtige Effekte, die insbesondere bei der Erzeugung ultrakurzer Laserpulse berücksichtigt werden müssen.

Beim Durchgang durch ein Medium, wie z. B. den Laserkristall oder die dielektrischen Beschichtungen der Laserspiegel, erfahren die Laserpulse eine Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD: group velocity dispersion). Im sichtbaren Spektralbereich besitzen alle transparenten Materialien eine positive Gruppengeschwindigkeitsdispersion, d. h. daß langwelligere Frequenzanteile ein transparentes Medium schneller durchlaufen als kurzwelligere. Die langwelligeren Frequenzanteile werden daher im zeitlichen Pulsprofil vorauslaufen und die kurzwelligeren verzögert werden, so daß der Puls zeitlich auseinander läuft. Der Anstieg der Frequenz im zeitlichen Pulsprofil wird positiver „chirp“ (oder „up-chirp“) genannt. Eine negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion würde entsprechend einen negativen „chirp“ (oder „down-chirp“) hervorrufen. Im Anhang C wird eine genauere Betrachtung der Gruppengeschwindigkeitsdispersion und ihrer Kompensation gegeben.

Um dieser Pulsverlängerung entgegen zu wirken, muß innerhalb des Resonators eine zusätzliche negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion eingeführt werden, welche die positive gerade aufhebt. Da alle transparenten Materialien im sichtbaren Spektralbereich eine positive Gruppengeschwindigkeitsdispersion aufweisen,

wird durch unterschiedliche Weglängen für die verschiedenen Spektralkomponenten eine negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion realisiert. Dieses kann z. B. durch die Winkeldispersion einer Kombination aus zwei oder vier Dispersionsprismen erreicht werden, welche im Anhang C genauer diskutiert wird (s. Abb. C.7). Das Prismenmaterial führt dabei eine zusätzliche positive Gruppengeschwindigkeitsdispersion ein, durch die spektral unterschiedlichen Weglängen wird jedoch eine negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion erreicht. Die zusätzliche positive Gruppengeschwindigkeitsdispersion hängt von der Menge des zu durchlaufenden Prismenmaterials ab, die negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion nur vom Abstand der Prismen und kann damit im Rahmen der geometrischen Verhältnisse beliebig erhöht werden. Damit kann die positive Gruppengeschwindigkeitsdispersion innerhalb des Resonators vollständig kompensiert werden. Der grobe Abgleich erfolgt dabei durch die Wahl des Abstands zwischen den Prismen, der Feinabgleich durch Optimierung der Eintauchtiefe der Prismen.

Durch eine Prismenkombination ist es möglich die Gruppengeschwindigkeitsdispersion innerhalb des Laserresonators bis zur zweiten Ordnung vollständig zu kompensieren. Die dritte Ordnung der Gruppengeschwindigkeitsdispersion ließe sich nur noch durch ein entsprechendes Prismenmaterial kompensieren, und ist im allgemeinen nicht möglich. Daher ist es zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse besonders wichtig diese zu minimieren, indem die Lichtwege durch die optischen Komponenten möglichst kurz gehalten und Prismenmaterialien mit möglichst kleiner Dispersion dritter Ordnung verwendet werden, wofür sich z. B. synthetischer Quarz anbietet (s. Anhang C). Kurze Lichtwege durch die optischen Materialien erhält man zum einen durch einen möglichst kurzen Laserkristall, der dann höher dotiert sein muß. Zum anderen dadurch, daß man mit dem Laserstrahl wirklich nur durch die Spitzen der Prismen geht, wozu deren Abstand gut optimiert sein muß.

Eine Möglichkeit die Gruppengeschwindigkeitsdispersion dritter Ordnung noch weiter zu minimieren ist die Kompensation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion durch sogenannte „chirped mirrors“ [50]. Dabei handelt es sich um dielektrische Laserspiegel, deren Schichtaufbau so ausgelegt ist, daß die verschiedenen Spektralkomponenten in unterschiedlichen Tiefen reflektiert werden. Durch Mehrfachreflexionen zwischen solchen Spiegeln läßt sich dann der Grad an negativer Gruppengeschwindigkeitsdispersion einstellen.

Der zweite wichtige Aspekt, der mit der Selbstfokussierung einhergeht, ist die Selbstphasenmodulation (SPM: self-phase-modulation) [51], die aufgrund des intensitätsabhängigen Brechungsindex zu einer spektralen Verbreiterung innerhalb des Lasermediums führt, was notwendig zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse ist. Dabei werden an der Vorderflanke des Laserpulses langwelligere und an dessen Rückseite kurzwelligere Spektralkomponenten generiert, d. h. es entsteht ein zusätzlicher positiver chirp der kompensiert werden muß. Diese Verbreiterung des Spektrums wirkt der Konzentration der Lasermoden auf diejenigen mit der

höchsten Verstärkung, dem sogenannten „gain-narrowing“, entgegen.

Das subtile Wechselspiel zwischen Selbstphasenmodulation und negativer Gruppengeschwindigkeitsdispersion führt zu einer solitonenartigen Pulsformung (s. z. B. [52]). Wenn der gepulste Laserbetrieb erst einmal etabliert ist, ist es die vordringliche Aufgabe der Selbstamplitudenmodulation Stabilität gegenüber Störungen zu liefern [51].

3.2 Modengekoppelter Ti:Sa-Laser

3.2.1 Aufbau des Lasers

Nachdem im vorhergehenden Kapitel 3.1 die grundlegenden Prinzipien zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse in einem Festkörperlaser kurz erläutert wurden, soll jetzt der realisierte Aufbau beschrieben werden. Wie schon Eingangs erwähnt, ist der Aufbau angelehnt an die in [40] beschriebenen Anordnung. Genauso wie dort werden ein relativ kurzer Ti:Sa-Kristall und Quarzprismen verwendet, um die Dispersion dritter Ordnung möglichst gering zu halten.

Bei dem Lasermaterial Ti:Sa handelt es sich im wesentlichen um einen Saphirkristall (Al_2O_3 , eigentlich Korund), der einen Gewichtsanteil von 0.05 – 0.20 % Titanoxid (Ti_2O_3) enthält. Die elektronische Struktur des Ti^{3+} -Ions im Wirtskristall bestimmt die Absorptions- und Fluoreszenzeigenschaften des Lasers [53]. Das breite Absorptionsprofil erstreckt sich von 400 nm bis über 600 nm und ist maximal bei etwa 500 nm. Das Fluoreszenzspektrum läßt Lasertätigkeit zwischen 670 nm und 1070 nm mit dem Maximum bei etwa 790 nm zu [53]. Da der verwendete Laserkristall zur Minimierung der Dispersion dritter Ordnung nur eine Weglänge von 4.75 mm besitzt, ist er mit etwa 0.17% Gewichtsanteil Titanoxid verhältnismäßig hoch dotiert, um die Absorption genügend zu erhöhen. Der Absorptionskoeffizient bei einer Wellenlänge von 514 nm beträgt $\alpha_{514} = 3.37 \text{ cm}^{-1}$. Neben dieser gewollten Absorption tritt im Ti:Sa-Kristall noch eine ungewollte Absorption im Gebiet des Emissionsspektrums auf [53]. Das Verhältnis dieser ungewollten Absorption zur Absorption der Pumpstrahlung wird „Figure of merit“ (Leistungszahl) genannt und beträgt $\text{FOM} = \alpha_{514}/\alpha_{800} > 250$. Das bedeutet, daß pro Umlauf ca. 1.2% der Impulsenergie wieder absorbiert werden, was aber kleiner ist als die Auskoppelgrade der verwendeten Auskoppelspiegel.

Als Pumplaser wird ein diodengepumpter Festkörperlaser verwendet. Dabei handelt es sich um das Modell Verdi der Firma Coherent in der 5W-Version. Dieser verfügt als aktives Lasermedium über einen Nd:Vanadat-Kristall (Nd:YVO_4), welcher von Laserdioden gepumpt wird und eine Emissionswellenlänge von 1064 nm besitzt. Innerhalb des Resonators wird durch einen temperaturphasenangepaßten

LBO-Kristall (Lithium Triborat) die zweite Harmonische von 532 nm generiert, welches sich als Pumpwellenlänge für den Ti:Sa-Kristall eignet. Durch die resonatorinterne Frequenzverdopplung sind Leistungen von über 5 W möglich. Durch die Auslegung als „single-mode“ Laser ergibt sich ein sehr geringes optisches Rauschen ($< 0.02\%$ rms [54]), das ohnehin schon etwa eine Größenordnung kleiner ist als bei Ar-Ionenlasern, welche ebenfalls als Pump Laser in Betracht kommen. Ar-Ionenlaser liegen mit der Hauptemissionslinie von 514 nm zwar dichter am Absorptionsmaximum des Ti:Sa-Kristalls, aber aufgrund der viel besseren räumlichen Modenstruktur ist das Pumpen mit einem diodengepumpten Festkörperlaser wie dem Verdi dennoch effektiver. Zur Einkopplung in den Ti:Sa-Oszillator muß die Polarisation des Pump Lasers noch von s- nach p-polarisiert gedreht werden. Zwar wäre die Polarisationsrichtung des Festkörperpump Lasers werkseitig beliebig einstellbar, aber in Anlehnung an die Ar-Ionenlaser ist sie auf s-Polarisation eingestellt. Die Drehung der Polarisation erfolgt dabei über ein Periskop aus insgesamt vier, für die Pumpwellenlänge hochreflektierenden dielektrischen Spiegeln, mit welchen auch die Einkopplung in den Ti:Sa-Laserresonator justiert wird.

Der realisierte Resonatoraufbau ist in der Abbildung 3.2 gezeigt. Wie daraus ersichtlich ist, wurde der Resonator in der X-Konfiguration aufgebaut. Sämtliche hochreflektierenden Resonatorspiegel (HR) sind dielektrische Spiegel der Firma Laser Components, die für eine Zentralwellenlänge von 800 nm mit einer Bandbreite von ± 80 nm für einen Winkel von 0° beschichtet sind. Die beiden sphärischen Spiegel (SM) besitzen Krümmungsradien von 10 cm und sind ebenfalls um 800 nm mit einer Bandbreite von ± 80 nm hochreflektierend für einen Winkel von 8° . Zusätzlich ist die dielektrische Beschichtung des sphärischen Spiegels SM1 im Bereich von 450 – 532 nm hochtransparent, so daß optisches Pumpen des Laserkristalls durch diesen Spiegel möglich ist. Es standen zwei plane Auskoppelspiegel (OC) zur Verfügung mit Auskoppelgraden von 10 % und von 3 %, die rückseitig breitband-antireflex beschichtet sind. Davon wurde letztlich nur der 10 %-tige Auskoppelspiegel benutzt, da es bei Verwendung des 3 %-tigen Auskoppelspiegels aufgrund der hohen Leistungsdichten innerhalb des Resonators zu der Bildung von Doppelpulsen kam. Alle planen Laserspiegel haben zur Minimierung der Verzerrung der Wellenfronten eine Oberflächenplanität von $\lambda/10$. Zur Kompensation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion befindet sich in dem längeren Resonatorarm ein aus zwei Quarzdispersionsprismen (B. Halle) aufgebauter Prismenkompressor, wobei der Prismenabstand ca. 62 cm beträgt. Durch die Verwendung von Quarz werden die Dispersionen höherer Ordnungen möglichst klein gehalten (s. Anhang C), auf der anderen Seite führt die geringe Winkeldispersion von Quarz zu dem relativ großen Prismenabstand. Der brechende Winkel der Prismen beträgt 69° , so daß bei symmetrischem Durchgang der Eintritt für p-polarisierte Strahlung nahe dem Brewsterwinkel ist und damit Reflexionsverluste minimiert werden.

Der Ti:Sa-Laserkristall befindet sich zwischen den beiden sphärischen Faltungsspiegeln (s. Abb. 3.2), wobei er im Brewsterwinkel orientiert ist. Er wird von einer

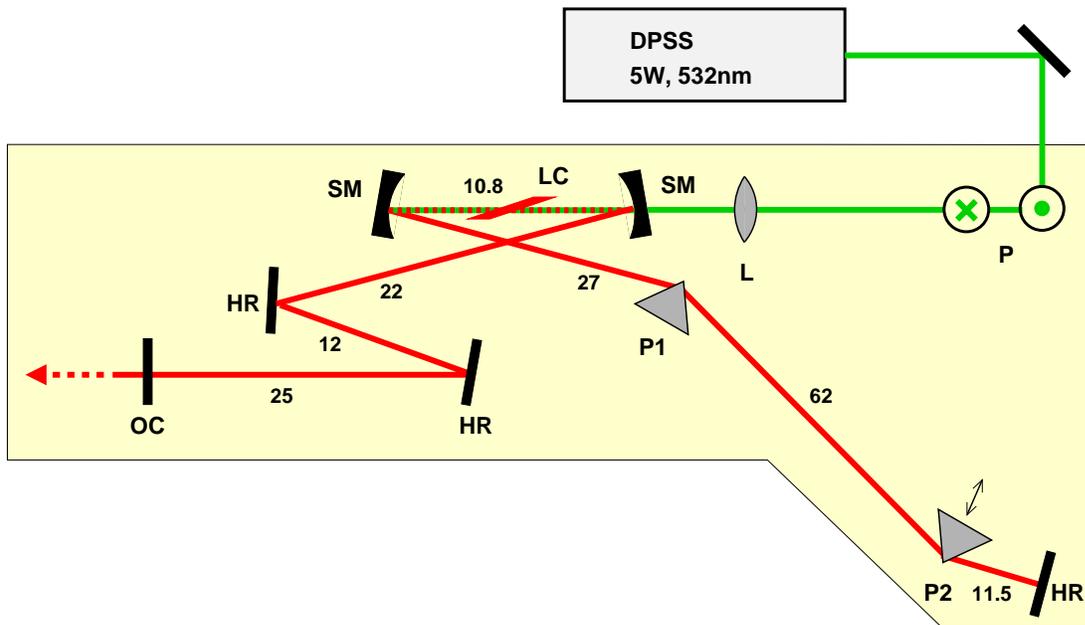


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des aufgebauten Ti:Sa-Laseroszillators. Darin bedeuten: DPSS diodengepumpter Festkörperlaser, P Periskop, L fokussierende Linse, SM sphärischer Spiegel, LC Laserkristall, HR hochreflektierender Laserspiegel, OC Auskoppelspiegel, P1,2 Quarzprismen. Die Längenangaben sind in Zentimetern.

massiven Kupferhalterung getragen, die durch Wasserdurchfluß gekühlt werden kann. Dabei wird eine Temperatur von ca. 18°C angestrebt, da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus ($3.2\ \mu\text{s}$ bei 0°C) oberhalb von $300\ \text{K}$ stark abnimmt [55]. Die Pumpstrahlung mit einer Leistung von $5\ \text{W}$ wird mit einer plankonvexen Linse ($f = 10\ \text{cm}$) in den Ti:Sa-Kristall fokussiert, wobei die Linse zum Feinabgleich in allen drei Raumrichtungen auf Verschiebetischen montiert ist. Der Resonator beinhaltet keinen Spalt, um die Modensynchronisation zu forcieren, sondern die Modenkopplung geschieht auf der Grundlage des weiter oben beschriebenen Soft-Aperture-Modelocking. Gestartet wird der modengekoppelte Betrieb durch leichtes Klopfen an den Endspiegel im Prismenarm.

Zur „online“ Kontrolle des Spektrums innerhalb des Resonators steht ein Gitterspektrometer mit CCD-Zeilensarray (CP140, Stresing) zur Verfügung, in welches die restliche Transmission eines der hochreflektierenden Laserspiegel eingekoppelt wird. Dieses besitzt einen empfindlichen Spektralbereich von $500 - 1000\ \text{nm}$ bei einer Auflösung von $2\ \text{nm}$. Der Pulszug kann mit Hilfe einer Photodiode und eines schnellen Oszilloskopes beobachtet werden.

3.2.2 Leistungsdaten des Lasers

Nachdem der Aufbau des Lasers im vorherigen Abschnitt dargelegt wurde, sollen jetzt kurz die Leistungsdaten des Lasers vorgestellt werden.

Bei einer Pumpleistung von 5 W beträgt die mittlere Leistung des Lasers im modensynchronisierten Betrieb etwas mehr als 300 mW, welches ein durchaus typischer Wert für Resonatoren mit kurzen Kristallen ist [40].

In der Abbildung 3.3 ist ein innerhalb des Resonators mit dem weiter oben beschriebenen Spektrometer aufgenommenes Spektrum gezeigt. Es ergibt sich eine Zentralfrequenz von 819 nm und eine Breite von ca. 46 nm (FWHM). Dieses Spektrum repräsentiert gewissermaßen den alltäglichen Standard, abgesehen von der etwas erhöhten Zentralwellenlänge. Durch Variation der Eintauchtiefe des zweiten Prismas können auch sehr viel breitere Spektren generiert werden (bis zu 80 nm breit), aber aufgrund der auf ca. 800 ± 40 nm begrenzten Bandbreite der nachfolgenden Umlenkspiegel in den optischen Aufbauten führt dieses zu Phasenverzerrungen insbesondere in den Rändern der Spektren und damit zu irreversiblen Veränderungen der zeitlichen Pulsform.

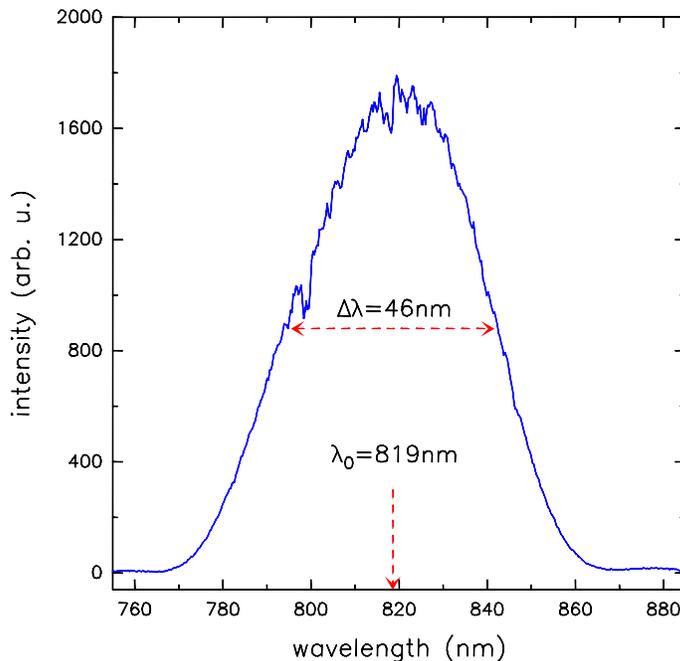


Abbildung 3.3:
Darstellung eines typischen Spektrums innerhalb des Ti:Sa-Laseroszillators

Innerhalb des Resonators sind die Laserpulse immer bandbreitebegrenzt, so daß unter der Annahme eines sech²-förmigen Laserpulses, welches für ultrakurze bandbreitebegrenzte Laserpulse eine gute Näherung ist [51], für das Bandbreiteprodukt gilt [56] :

$$\Delta\omega\Delta\tau \geq 1.978 \quad . \quad (3.6)$$

Bei einer Bandbreite von 46 nm ergibt sich eine minimal erreichbare Pulslänge von ca. 16 fs, die innerhalb des Resonators auch vorliegt.

Außerhalb des Resonators kann die Pulslänge mit dem im Anhang A beschriebenen selbstaufgebauten Autokorrelator bestimmt werden. Dieser gestattet die Aufnahme der interferometrischen Autokorrelation der Laserpulse. Die Messung der Autokorrelation erfolgt dabei nach dem Durchgang der Laserpulse durch einen externen Kompressor und insgesamt zehn Umlenkungen. Die Verwendung des externen Kompressors ist deswegen erforderlich, da der eingesetzte 10%-tige Auskoppelspiegel ein 9.5 mm dickes BK7-Substrat besitzt. Die dadurch hervorgerufene Gruppengeschwindigkeitsdispersion von etwa 425 fs^2 (vergl. Anhang C) verlängert den Laserpuls auf etwa 75 fs. Der externe Prismenkompressor (SF11) ist in der Lage eine negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion von maximal -4550 fs^2 einzuführen (s. Anhang C). Daher kann die Pulsverlängerung durch den externen Prismenkompressor bis zur zweiten Ordnung kompensiert werden. Die durch den Auskoppelspiegel und die Prismen induzierte Dispersion dritter Ordnung kann aber nicht mehr kompensiert werden und es kommt zu einer nicht mehr rückgängig zu machenden Pulsverlängerung. Gemäß Anhang C ergibt die Dispersion dritter Ordnung zur Gruppengeschwindigkeitsdispersion für den Auskoppelspiegel ca. 45 fs^2 und für den Kompressor ebenso, wenn ein Materialweg von 2.5 mm angenommen wird. Dies ergäbe eine nicht mehr rückgängig zu machende Pulsverlängerung auf etwa 23 fs. Die zu dem in der Abbildung 3.3 gehörende Autokorrelation ist in der Abbildung 3.4 gezeigt. Diese ergibt eine Pulsbreite von etwa 24 fs, welches der Erwartung durch die pulsverlängernden Elemente entspricht.

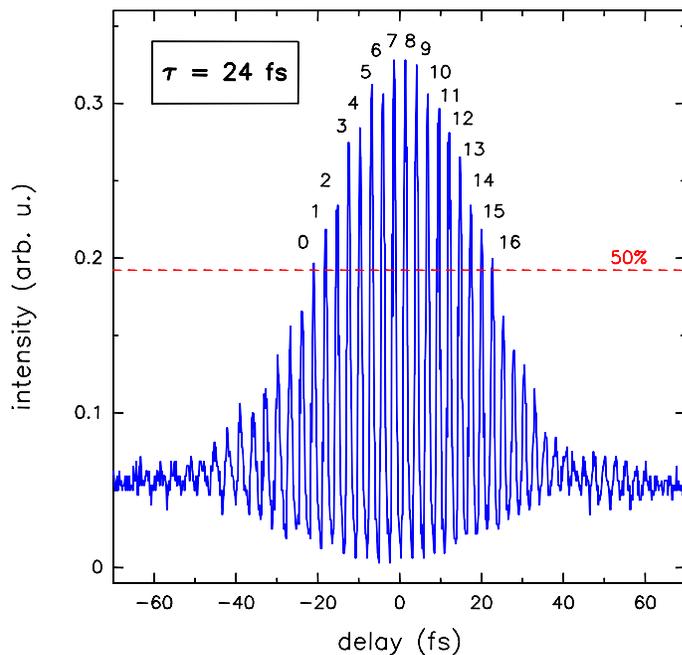


Abbildung 3.4:

Darstellung der interferometrischen Autokorrelation, die zu dem in Abb. 3.3 gezeigten Spektrum gehört. Es ergibt sich daraus eine Pulslänge von ca. 24 fs.

Die Auswertung der interferometrischen Autokorrelation erfolgt dabei folgendermaßen. Der Abstand der Interferenzmaxima ist gegeben durch $\Delta t = \lambda_0/c$ (s. z.B. [51]), mit der Zentralwellenlänge λ_0 und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c .

Um die volle Breite bei halber Höhe der Autokorrelation zu bestimmen, muß nur die Anzahl der Maxima oberhalb der 50%-Linie bestimmt und mit Δt multipliziert werden, wobei am Rande dieses Bereiches linear interpoliert werden kann. Für diese spezielle Autokorrelation ergibt sich eine Breite von ca. 45 fs. Mit dem Formfaktor von 1.9 [44] zwischen der Autokorrelationsbreite und der Laserpulsbreite für einen sech²-förmigen Laserpuls, ergibt sich die Laserpulsdauer von 24 fs.

Da die Zielsetzung für diesen Laser primär nicht die Durchführung von zeitaufgelösten Messungen ist, sind die Pulsverlängerungen akzeptabel. In Anhang B wird als exemplarisches Beispiel für eine zeitaufgelöste Messung mit dem Ti:Sa-Laseroszillator ein Satz linearer Reflektivitätsmessungen an Goldfilmen vorgestellt.

3.3 Verstärkersystem

Als weitere Laserquelle wurde in einem Teil der Experimente ein kommerzielles Verstärkersystem auf Ti:Sa-Basis verwendet. Dabei besteht das Lasersystem aus einem Ar-Ionenpumplaser (Innova 200, Coherent), einem modengekoppelten Ti:Sa-Laserresonator (Mira 9000 basic, Coherent) und einem regenerativen Verstärker (RegA 9000, Coherent). Eine schematische Darstellung des Lasersystems ist in der Abbildung 3.5 gezeigt.

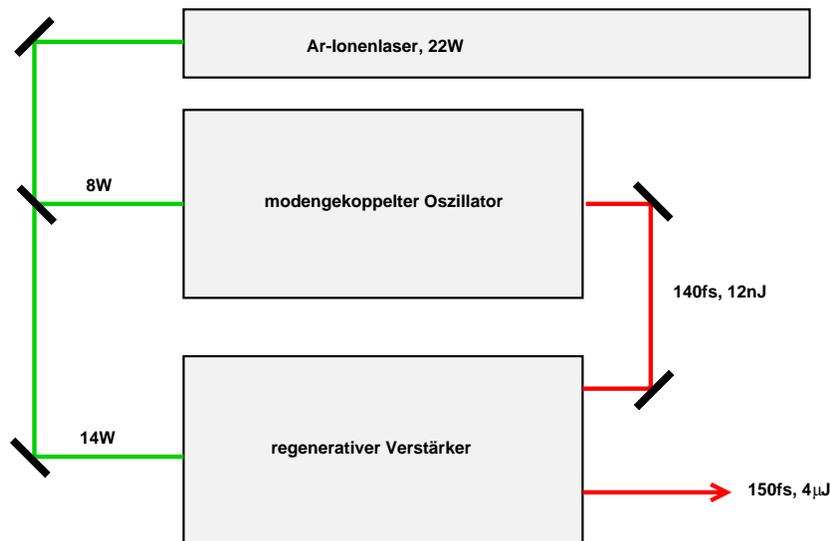


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des kommerziellen Lasersystems, welches aus einem Argonionenlaser, einem Ti:Sa-Oszillator und einem regenerativen Verstärker besteht.

Bei dem Laseroszillator handelt es sich im wesentlichen um einen ähnlichen Aufbau, wie er im vorherigen Kapitel vorgestellt wurde. Nur das hier ein längerer

Kristall verwendet wird und die Modensynchronisation durch einen Spalt forciert wird. Durch den längeren Kristall sind die Pulslängen zwar länger als die mit dem Eigenbau erzeugten Pulse, aber dafür ergibt sich bei einer Pumpleistung von ca. 8 W eine Ausgangsleistung von etwa 0.9 W. Bei einer Repetitionsrate von ca. 76 MHz entspricht dies einer Pulsenergie von 12 nJ pro Puls.

Diese Pulse werden in den regenerativen Verstärker eingekoppelt. Dabei handelt es sich im Prinzip um einen ganz normalen Ti:Sa-Laser, der ergänzend mit einem Güteschalter und einem Cavity-Dumper ausgerüstet ist. Beide Elemente beruhen darauf, daß mit einem akusto-optisch induzierten Gitter die Güte des Resonators geschaltet oder Laserpulse aus dem Oszillator in den Resonator eingekoppelt und nach erfolgter Verstärkung wieder aus dem Resonator ausgekoppelt werden. Die Verstärkung geschieht dabei folgendermaßen : Zuerst wird die Güte des Resonators reduziert, um ein Anschwingen des Lasers zu unterbinden. In dieser Zeit baut sich im Ti:Sa-Kristall eine Inversion auf. Dann wird die Güte des Resonators wieder erhöht und ein einzelner Laserpuls vom Oszillator wird eingekoppelt. Dieser einzelne Laserpuls durchläuft den Resonator etwa 20 – 30 mal, wobei er sich verstärkt. Wenn die Verstärkung sättigt, koppelt der Cavity-Dumper den verstärkten Puls aus dem Resonator aus. Ein- und ausgehende Pulse werden dabei durch einen Faraday-Isolator getrennt. Um eine Beschädigung zu vermeiden, müssen die Pulse zeitlich gestreckt werden. Dieses geschieht ebenfalls durch den Güteschalter, in welchem die Laserpulse aufgrund der Gruppengeschwindigkeitsdispersion innerhalb von ca. 30 Durchläufen eine Länge von 40 ps erreichen. Die verstärkten Laserpulse werden anschließend noch durch einen Gitterkompressor komprimiert. Allerdings kann der Kompressor nicht alle Dispersionsordnungen gleichzeitig kompensieren, so daß sich leichte Schultern in der Autokorrelation des Pulses ergeben (vergl. Abbildung 6.2).

Mit diesem Verstärkersystem ergeben sich Laserpulsdauern von ca. 150 fs, einer Pulsenergie von etwa $4 \mu\text{J}$ und einer Repetitionsrate von 10 – 250 kHz.