

## 2. Lasersystem

### 2.1. Einführung

Allen Experimenten, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, ist das Grundschemata der Untersuchungstechnik gemein. Es wird eine Energiemenge deponiert in Form von Laserpulsen und die Wirkung dieser Deposition mit verschiedenen Techniken – in der Regel einem zweiten, wesentlich schwächeren Laserpuls – beobachtet. Im einfachsten Fall ist das die Kombination von einem *pump*- und einem *probe*-Puls bei den Experimenten zur Messung der transienten Reflektivitätsänderung: nach Anregung durch einen *pump*-Puls wird der zeitlich variabel verzögerte und spekulär reflektierte *probe*-Puls mit einer Diode aufgenommen und so die transiente Reflektivität vermessen. Bei den Ablationsexperimenten wird ebenfalls Energie mit einem *pump*-Puls deponiert, dessen Energie aber soweit erhöht, bis das Material zerstört wird. Die Detektion des Materialzustandes erfolgt nicht über einen zweiten Puls, sondern direkt über das diffus gestreute, reflektierte und transmittierte Licht des *pump*-Pulses. Außerdem wurden die Filme im Nachhinein optisch und elektronenmikroskopisch untersucht. Bei den Messungen zum *CETC* schließlich wird ebenfalls die spekuläre Reflexion ausgewertet, die Energie aber durch zwei *pump*-Pulse deponiert, die zeitlich versetzt auf das Probematerial fallen.

Die Voraussetzungen an das verwendete Lasersystem sind daher bestimmt durch die notwendigen Eigenschaften der für diese Aufbauten benutzten Laserpulse. Es wurde ein kommerzielles Lasersystem der Firma Coherent benutzt, das Pulse mit Längen von ca. 150 fs bei  $\lambda = 800\text{ nm}$  produziert. Parallel können dabei zwei Pulszüge benutzt werden, einer mit Pulsen der Wellenlänge  $\lambda = 400\text{ nm}$  und ein zweiter mit variabler Wellenlänge im Bereich von  $\lambda = 480$  bis  $750\text{ nm}$ .

An dieses System schließt sich ein variables Aufbau-Feld an, das dem entsprechenden Experiment angepasst wird.

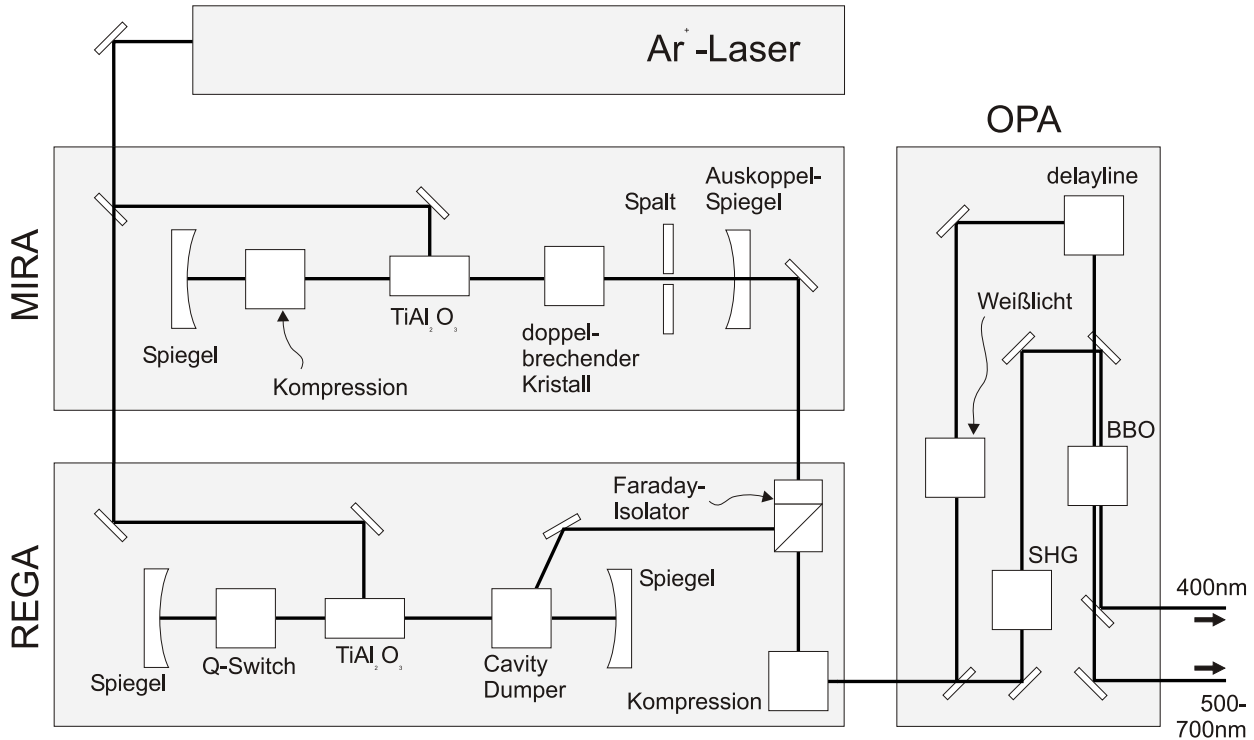
### 2.2. Lasersystem

Das System zur Erzeugung der kurzen Laserpulse besteht aus vier Teilen. Dies sind ein kontinuierlich arbeitender (*cw*)  $\text{Ar}^+$ -Laser (Innova 200) zum optischen Pumpen von zwei Ti:Saphir-Lasern<sup>1</sup>, nämlich einem modengekoppelten Oszillator (Mira 9000) und einem regenerativen Verstärker (RegA 9000) und im Weiteren ein optisch-parametrischer Verstärker (OPA 9400). Die vom Mira erzeugten und vom RegA verstärkten kurzen Laserpulse werden

---

<sup>1</sup> Ti:Saphir ist die Abkürzung für Titan-dotiertes Aluminiumoxid:  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ .

mit dem OPA in die beiden in den Experimenten verwendeten Pulszüge gewandelt. Dieser Aufbau ist schematisch in Abb.(2.1) gezeigt. Charakteristische Größen sind in Tab.(2.1) angegeben.



**Abbildung 2.1.:** Skizze des verwendeten Lasersystems zur Erzeugung der Pulse. Die Anordnung besteht aus einem  $\text{Ar}^+$ -Laser, der zum Pumpen von zwei Ti:Saphir-Lasern benutzt wird. Durch ein *seeding* wird die Energie der im Oszillator (Mira) erzeugten Pulse im regenerativen Verstärker (RegA) um fünf Größenordnungen erhöht. Im optisch-parametrischen Verstärker (OPA) werden daraus mittels Erzeugung von zweiter Harmonischer und Weißlicht und anschließender parametrischer Verstärkung bei gleichzeitiger Differenzfrequenzerzeugung zwei Pulszüge generiert mit  $\tau = 200\text{ fs}$  und  $\lambda = 400\text{ nm}$  (SH) bzw.  $\lambda = 480 - 750\text{ nm}$ . Die gewählte Repetitionsrate liegt bei  $\nu_{\text{rep}} = 15\text{ kHz}$ .

Der  $\text{Ar}^+$ -Laser wird für das Pumpen der Ti:Saphir-Kristalle verwendet, da sein Emissionsmaximum mit dem Ti:Saphir-Absorptionsmaximum zusammenfällt, es liegt um  $\lambda = 514\text{ nm}$  und hat eine Breite von  $\approx 100\text{ nm}$ , siehe z.B. [79]. Im gekühlten Zustand ( $T \approx 288\text{ K}$ ) hat das obere Laserniveau eine Lebensdauer von  $\tau = 3.2\text{ }\mu\text{s}$  [80]. Bei einer Resonatorlänge von  $L = 2\text{ m}$  entspricht das 480 Perioden. Der Ti:Saphir emittiert bei  $\approx 800\text{ nm}$  mit einer spektralen Breite von  $\approx 150\text{ nm}$ . Die  $22\text{ W}$  Ausgangsleistung des  $\text{Ar}^+$ -Lasers wird im Verhältnis 8:14 auf die beiden Ti:Saphir-Kristalle in Mira und RegA gesplittet.

### Modenkoppelter Oszillator

Die Erzeugung ultrakurzer Pulse durch Modenkopplung beruht auf der phasensynchronen Überlagerung vieler Resonatormoden [81, 82]. Die Aufrechterhaltung der Phasengleichheit der Moden (das Modenkoppeln [*mode locking*]) kann aktiv oder passiv realisiert werden. Aktiv sind dabei Verfahren, in denen die Modulation der Resonatorverluste durch eine Güteschaltung zum Puls synchron kontrolliert wird. Bei dem hier realisierten Aufbau bildet der

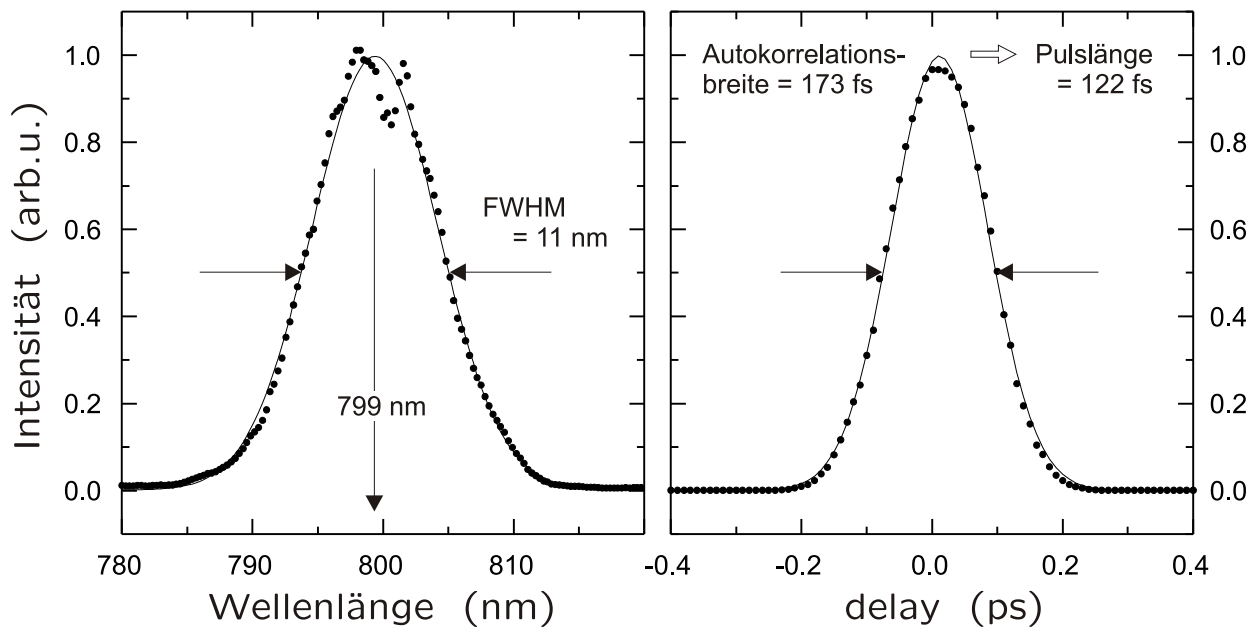
**Tabelle 2.1.:** Charakteristische Größen des verwendeten, kommerziellen Lasersystems bestehend aus Oszillator (Mira), regenerativem Verstärker (RegA) und optisch-parametrischem Verstärker (Opa).

	Mira	RegA	OPA	
Pumpleistung (W)	8	14	0.09	
Repetitionsrate (kHz)	$76 \cdot 10^3$	9–300	9–300	
eingehende Wellenlänge (nm)	488–525	488–525	800	
Wellenlänge (nm)	800 (710–910)	800	<i>pump</i> 400	<i>probe</i> 550–750
Pulslänge (fs)	140	200	200	200 (100)
Pulsenergie ( $\mu\text{J}$ )	$10^{-5}$	6	0.31	0.1
Leistung (mW)	900	90	5	2

Puls durch sein großes räumliches Intensitätsgefälle in dem Laserkristall eine Kerr-Linse aus, wird damit stärker fokussiert als nicht phasengleiche und damit intensitätsschwächere Moden und kann dadurch einen einfachen Spalt ungehindert passieren, während die nicht-gekoppelten Moden ausgeblendet werden. Dies bezeichnet man als passives *mode locking*, die Rolle des Spaltes als *static gain modulation*. Aufgrund der intensitätsabhängigen Absorption wird die Kombination Kerr-Linse und Spalt als “sättigbarer Absorber” bezeichnet. Der für die Fokussierung verantwortliche Kerr-Effekt beruht auf der intensitätsabhängigen Änderung des Brechungsindex in dem Material [83], der innerhalb von wenigen Femtosekunden [84] zur Ausbildung der Linse führt. Das *mode locking* wird ebenfalls durch die Fokussierung des Argon-Laserstrahls in den Ti:Saphir-Kristall gefördert, da diese an den Pulsbetrieb angepasst ist, was als *gain guiding* bezeichnet wird.

Während die Bildung der Kerr-Linse durch das räumliche Intensitätsprofil ausgenutzt werden konnte, führt das zeitliche Profil des Pulses zu einem analogen Effekt der als Selbstphasenmodulation bezeichnet wird. Dadurch wird eine zeitabhängige Phasenverschiebung und damit neue Frequenzkomponenten erzeugt. Damit verbreitert sich das Spektrum, so dass die Pulse innerhalb des Resonators durch eine Prismenanordnung komprimiert werden [85–87], um mit der maximalen Pulsintensität nicht unter die für die Ausbildung der Kerr-Linse notwendigen Fluenz zu kommen, was eine Unterbrechung des *mode locking* zur Folge hätte.

Im Weiteren befindet sich ein doppelbrechender Kristall in dem Oszillator, der bewirkt, dass Anteile im Puls außerhalb der gewünschten Wellenlänge über einen Rotationswinkel des Kristalls und damit einer Polarisationsvorgabe am Brewster-Eingang des Kristalls aus dem Resonatorgang reflektiert werden. Die mit 76 MHz emittierten Pulse der Wellenlänge  $\lambda \approx 800\text{nm}$  haben nur die geringe Energie von  $10^{-5} \mu\text{J}$ , siehe Tab.(2.1) und werden daher nachverstärkt. Ein Spektrum sowie eine Autokorrelation der Mira-Pulse zeigt die Abb.(2.2)<sub>40</sub>.



**Abbildung 2.2.:** Spektrum (links) und Autokorrelation (rechts) der vom Mira erzeugten Pulse, die durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden (Linien).

### Regenerativer Verstärker

Da die Pulsenergien im RegA um 5 bis 6 Größenordnung höher liegen als im Mira, wird der Puls hier nicht wie im Mira intern durch eine Prismenanordnung komprimiert, also der *up-chirp* kompensiert, sondern das Auseinanderlaufen der Frequenzkomponenten explizit gewünscht, um eine Zerstörung der optischen Komponenten zu vermeiden. Dies wird als *chirped-pulse-amplification* bezeichnet [88–90]. Nach Verlassen des Resonators haben die Pulse eine Länge von  $\approx 30$  ps ( $\hat{=}$  9 mm) und müssen nachträglich kompensiert werden. Ein Gitter-Kompressor reduziert die Pulslänge auf  $\approx 150$  fs [91].

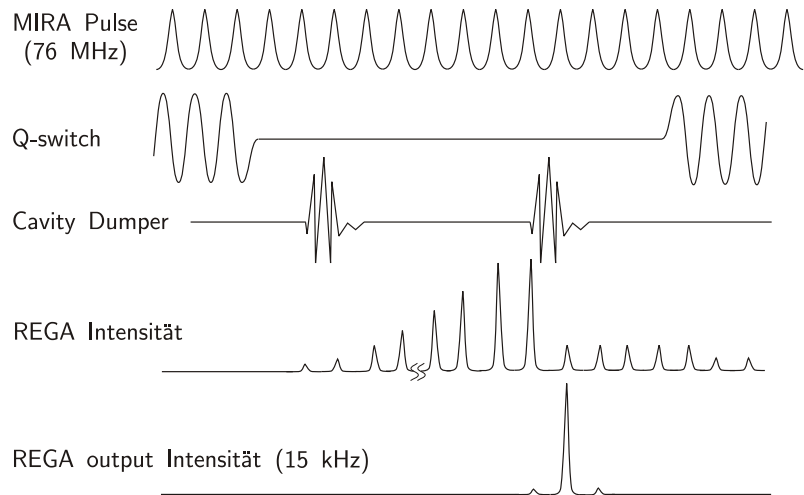
Im RegA wird die *cw*-Mode durch eine Güteschaltung unterdrückt. Dazu wird die Resonatorgüte mit Hilfe eines *Q-switch*<sup>2</sup> so lange klein gehalten, bis ein vom Mira kommender Puls in den Strahlengang gebracht wird. Dieser Puls wird durch die starke Besetzungsinversion während ca. 25 Durchgängen verstärkt und bei Leistungssättigung wieder aus dem Resonator ausgekoppelt, im Kompressor verkürzt und mit einer Energie von  $\approx 6 \mu\text{J}$  in den OPA gespeist. Nachdem der Puls den Resonator verlassen hat, reduziert der *Q-switch* wieder die Güte und es kann sich erneut eine Besetzungsinversion aufbauen. Dieses Schema ist in Abb.(2.3) gezeigt. Bei einer Repetitionsrate von  $\nu_{\text{rep}} = 15$  kHz wird jeder 5000. Puls, der vom Mira kommt, im RegA verstärkt.

Das Einbringen des Pulses in den Resonatorgang sowie das Auskoppeln nach Verstärkung erfolgt mit einem *cavity dumper*. Dies ist ebenso wie der *Q-switch* eine Bragg-Zelle, in der eine elektronisch gesteuerte akustisch-optische Modulation zu einem Beugungsgitter führt, an dem das Licht gebeugt wird, wenn das Element im Bragg-Winkel angeordnet ist. Die vom Mira kommenden, inizierenden Laserpulse werden von den aus dem RegA-Resonator gebeugten durch einen Faraday-Isolator polarisationsselektiv getrennt. Das Grunddesign des

<sup>2</sup> → *Quality-switch*

**Abbildung 2.3.:**

Skizze des Verstärkungsprinzips im RegA: das Zusammenspiel der Qualitätsregulierung der Kavität durch den *Q-switch* und dem Ein- und Auskoppeln (*Seeding*) der Mira-Pulse durch den *Cavity dumper* ermöglicht den effektiven Abbau der maximalen Besetzungsinversion und damit der Pulsverstärkung. Abbildung ähnlich [92].



Verstärkers wird in [93] beschrieben.

### Optisch-parametrischer Verstärker

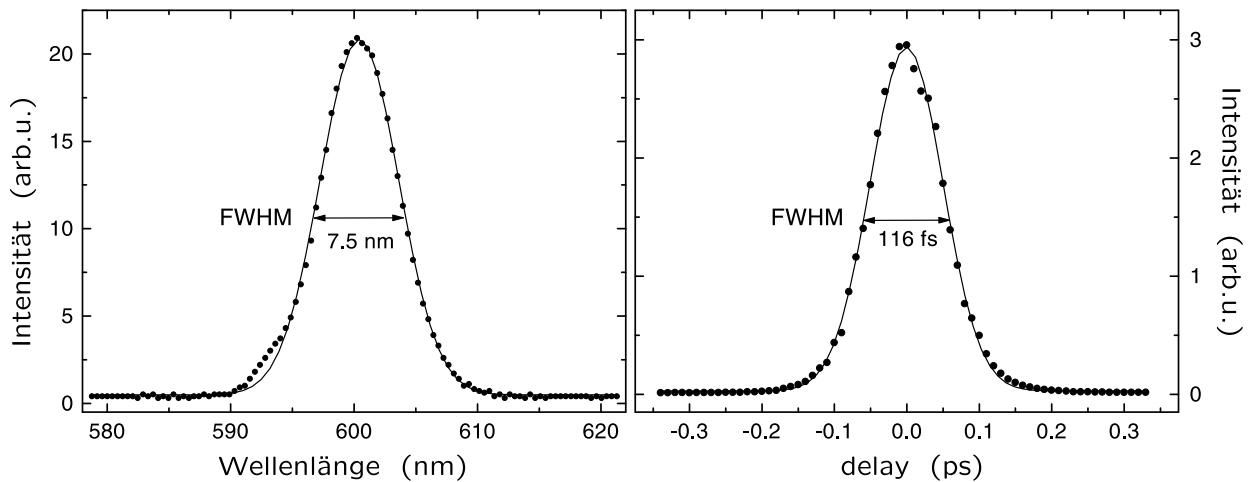
Die im RegA verstärkten und anschließend komprimierten Pulse werden im OPA in zwei Pulszüge gewandelt. Einen mit 400 nm-Pulsen, einen anderen mit Pulsen einstellbarer Wellenlänge im Bereich von  $\lambda = 480\text{ nm}$  bis  $750\text{ nm}$ . Dabei ist der  $\lambda = 400\text{ nm}$ -Pulszug die Frequenzverdoppelte der RegA-Pulse, der variable Pulszug wird in der im folgenden beschriebenen Anordnung produziert [94, 95]

Mit einem Strahlteiler wird das eingehende Licht im Verhältnis 3:1 geteilt. Der stärkere Anteil wird in einem BBO-Kristall frequenzverdoppelt, der andere in einem Saphir-Plättchen über die im vorangegangenen Abschnitt erwähnte Selbstphasenmodulation sehr stark in seiner Bandbreite aufgeweitet, so dass ein kontinuierliches Weißlichtspektrum entsteht. Die beiden Teilstrahlen werden dann in einen zweiten BBO-Kristall fokussiert.

Wird bei ausreichend guter zeitlicher und räumlicher Überlagerung für zwei in einen nichtlinearen, doppelbrechenden Kristall eingestrahlte Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  das *phasematching* erfüllt, so können die Verdoppelten  $2\omega_1$  und  $2\omega_2$  oder die Differenz- und Summenfrequenz  $\omega_1 \pm \omega_2$  emittiert werden [96]. Die *phasematching*-Bedingung ist erfüllt, wenn im Kristall die Impulserhaltung gewährleistet ist, was über die Beziehung  $k = \omega/c \cdot n(\theta)$  mit Hilfe der Kristallneigung  $\theta$  erreicht werden kann. Da im OPA in den BBO-Kristall nicht nur zwei diskrete Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  eingestrahlt werden, sondern die Verdoppelte  $\omega_1 = 400\text{ nm}$  und das Weißlicht  $\Delta\omega$ , ist das *phasematching* für einen Winkelbereich  $\Delta\theta$  erfüllt und über die Kristallneigung kann die verstärkte Wellenlänge selektiert werden [97].

Wegen der großen eingestrahlten Bandbreite wird die Bandbreite des verstärkten Pulses nur durch die Verstärkungsbandbreite bestimmt. Diese wird beeinflusst durch die Kristalldicke, da die Akzeptanzbreite des *phasematching* mit zunehmendem *Chirp* abnimmt, und die Fokussierung der Strahlen, da diese den einfallenden Winkelbereich bestimmt [94].

Zur Erhöhung der Ausbeute werden in dem verwendeten OPA das frequenzverdoppelte und das Weißlicht-Signal zweimal durch den BBO-Kristall geführt und somit zweimal Beiträge zur Signalfrequenz erzeugt.



**Abbildung 2.4.:** Spektrum (links) und Autokorrelation (rechts) der Pulse gemessen hinter dem OPA, justiert für  $\lambda = 600\text{nm}$  (und der in Abb.(2.5)<sub>45</sub> dargestellten Primenanordnung zur Puls-kompression).

Wenn sie den OPA verlassen, haben die Pulse eine Pulslänge von ca. 200 fs. Die Energie der SH-Pulse liegt bei  $0.3\ \mu\text{J}$  (das entspricht einer Leistung von 5 mW bei  $\nu_{\text{rep}} = 15\text{kHz}$ ), die der Pulse durchstimmbarer Wellenlänge bei  $0.13\ \mu\text{J}$  (für eine Wellenlänge von  $\lambda = 520\text{nm}$ ). Ein Spektrum sowie eine Autokorrelation sind in Abb.(2.4) gezeigt.

## 2.3. Variables Setup

Der sogenannte *Idler*, das Licht, das im BBO-Kristall des OPA mit der Differenzfrequenz entstanden ist, wird nicht weiter verwendet. Ebenso wird das Restweißlicht nicht genutzt. Die  $\lambda = 400\text{nm}$  aber werden in den allermeisten Experimenten als *pump*-Puls benutzt um das Probenmaterial zu heizen und die Energiedynamik anzuregen. Der wellenlängenvariable Ausgang des OPA wird als *probe*-Puls benutzt, um die Reflektivität oder Transmission der Probe zu bestimmen.

Die hier untersuchten Prozesse finden auf einer Zeitskala von einigen Femtosekunden bis Nanosekunden statt. Um die dafür erforderliche Zeitauflösung zu erreichen, sind zum einen kurze Laserpulse notwendig und zum anderen eine präzise relative zeitliche Abstandsregelung zwischen dem *pump*- und dem *probe*-Puls, denn darauf beruht das Prinzip der *pump-probe*-Aufbauten. Während einer der Pulse zu einer Zeit fixiert auf die Probe fällt, wird der andere über eine Weglängenvariation mit der erforderlichen Genauigkeit zeitlich verzögert. Die Weglängenvariation wird hier über eine längenvariable Umlenkung des *pump*-Pulses realisiert, siehe Abb.(2.5)<sub>45</sub>. Dafür wurde eine *Delayline* benutzt mit einer praktischen und reproduzierbaren Positioniergenauigkeit von  $1\ \mu\text{m}$ . Bei der Messung über einen Zeitbereich von z.B. 10 ps muss der auf der *Delayline* befindliche Doppelspiegel um 1.5 mm verschoben werden. Die zeitliche Positioniergenauigkeit der 200 fs-Pulse ist dabei  $\Delta t = 7\text{fs}$ .

In Abb.(2.5)<sub>45</sub> ist links unten die Anordnung der kommerziellen und besprochenen Laserkomponenten gezeigt, rechts davon vergrößert der Teil, der für die verschiedenen Messungen in dieser Arbeit des öfteren umgebaut wurde. Der hier gezeigte Aufbau wurde für

die Messung der transienten Reflektivitätsmessungen in Abb.(1.4)<sub>10</sub> benutzt. Die im *probe*-Strahlengang befindliche Prismenanordnung verkürzt die Pulslänge  $\tau_{probe}$  auf ca. 100 fs. Das transmittierte sowie reflektierte Signal wird von jeweils einer Diode aufgenommen. Der reflektierte *probe*-Puls wird außerdem auf eine Quadrantendiode geleitet, deren Differenzsignal eine Detektion von Ablenkungen des reflektierten Signals möglich macht.

Die Auswertung dieser Signale erfolgt unter Benutzung der Lock-In-Technik. Dafür wird dem Einfluss, der in einem anderen (oder dem gleichen) Signal nachgewiesen werden soll, mit Hilfe eines *Choppers* eine bekannte Modulation gegeben, deren Frequenz von typischerweise 800 Hz dann über eine phasenempfindliche Gleichrichtung mit dem Lock-In aus dem gemessenen Signal gefiltert werden kann. Dadurch wird die relative Änderung des Signals unter dem Einfluss der Modulation gemessen. In diesem Beispiel wird die Änderung der Reflektivität  $\Delta R$  des *probe*-Pulses gemessen durch eine Modulation des *pump*-Pulses, da dessen Einfluss, nämlich die transienten Reflektivitätsänderung, nachgewiesen werden soll. Um dies auf einen absoluten Wert zu beziehen, ist eine Messung mit moduliertem *probe*-Puls notwendig. Der Quotient ist der in Abb.(1.4)<sub>10</sub> aufgetragene Wert  $\Delta R/R$ .

Der laterale, räumliche *pump*-Pulsdurchmesser lag im Bereich von 100 bis 500  $\mu\text{m}$ , abhängig von der gewünschten applizierten Intensität. Der *probe*-Pulsdurchmesser wurde durch bessere Fokussierung zwischen 10-20  $\mu\text{m}$  gehalten. Die Energie des *probe*-Pulses wurde mit Filtern hinreichend stark geschwächt, um den eigenen Heizeinfluss diese "testenden", die Reflektivität messenden Pulses so gering wie möglich zu halten.

Die für die Ablations- und die *CETC*-Messungen verwendeten Aufbauten werden in den experimentellen Kapiteln gezeigt und vorgestellt, siehe Abb.(5.4)<sub>93</sub> und Abb.(3.7)<sub>55</sub>.

### Bestimmung der lateralen Pulsbreite

Um einen Vergleich mit der Theorie sinnvoll durchführen zu können, ist es von großer Wichtigkeit, die Intensität der Pulse möglichst genau zu bestimmen. Die Leistung  $W$  kann über eine kalorimetrische Messung mit einem Fehler von  $\pm 0.2 \text{ mW}$  bestimmt werden. Bei bekannter Repetitionsrate (hier wurden in der Regel  $\nu_{rep} = 15 \text{ kHz}$  verwendet) kann daraus auf die Intensität geschlossen werden, wenn der Spotradius  $r$  auf der Probe bekannt ist:  $F = W \cdot \nu_{rep} / (\pi r^2)$ . Wegen der quadratischen Abhängigkeit hat die Bestimmung von  $r$  häufig den größten Fehleranteil bei der Fluenzbestimmung.

Die experimentelle Bestimmung der lateralen Pulsbreite am Ort der Probe kann entweder mit Hilfe eines Spaltes oder einer scharfen Kante, z.B. einer Rasierklinge erfolgen. Hierbei wird die doppelte oder einseitige Blende mit Hilfe eines Schrittmotors durch den Strahlengang geschoben und die Lichtintensität hinter der Blende mit Hilfe einer Diode aufgenommen. Dabei wird ebenfalls die Lock-In-Technik benutzt. Während der Spalt den Vorteil hat, scheinbar ein direktes Abbild der Strahlgeometrie im Diodensignal zu liefern, können doch Beugungseffekte das Ergebnis stark verfälschen. Die Spaltbreite hat sich als ein beeinflussender Faktor erwiesen, daher wurde hier die "Rasierklingenmethode" benutzt. Statt des Spaltes wird eine Rasierklinge durch den Strahlengang geschoben. Das gemessene Abbild ist die sogenannte Errorfunktion  $E$ , die Ableitung des Strahlprofils. Für die Annahme eines idealen

Gauß–Profils ergibt sich

$$\int_0^x e^{-(x'/b)^2} dx' = \left[ E\left(-\frac{x}{b}\right) + 1 \right] \cdot b \cdot \sqrt{\pi} \cdot \frac{1}{2} \quad (2.1)$$

$$= E_c\left(\frac{x}{b}\right) \cdot b \cdot \sqrt{\pi} \cdot \frac{1}{2} \quad (2.2)$$

mit der Definition der komplementären Errorfunktion  $E_c(x) := E(-x) + 1$ .  
Die Profilbreite berechnet sich damit durch

$$d_{\text{FWHM}} = b \cdot 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \quad (2.3)$$

$$d_{1/e} = b \cdot 2 \quad (2.4)$$

$$d_{\Sigma} = b \cdot \sqrt{\pi} \quad . \quad (2.5)$$

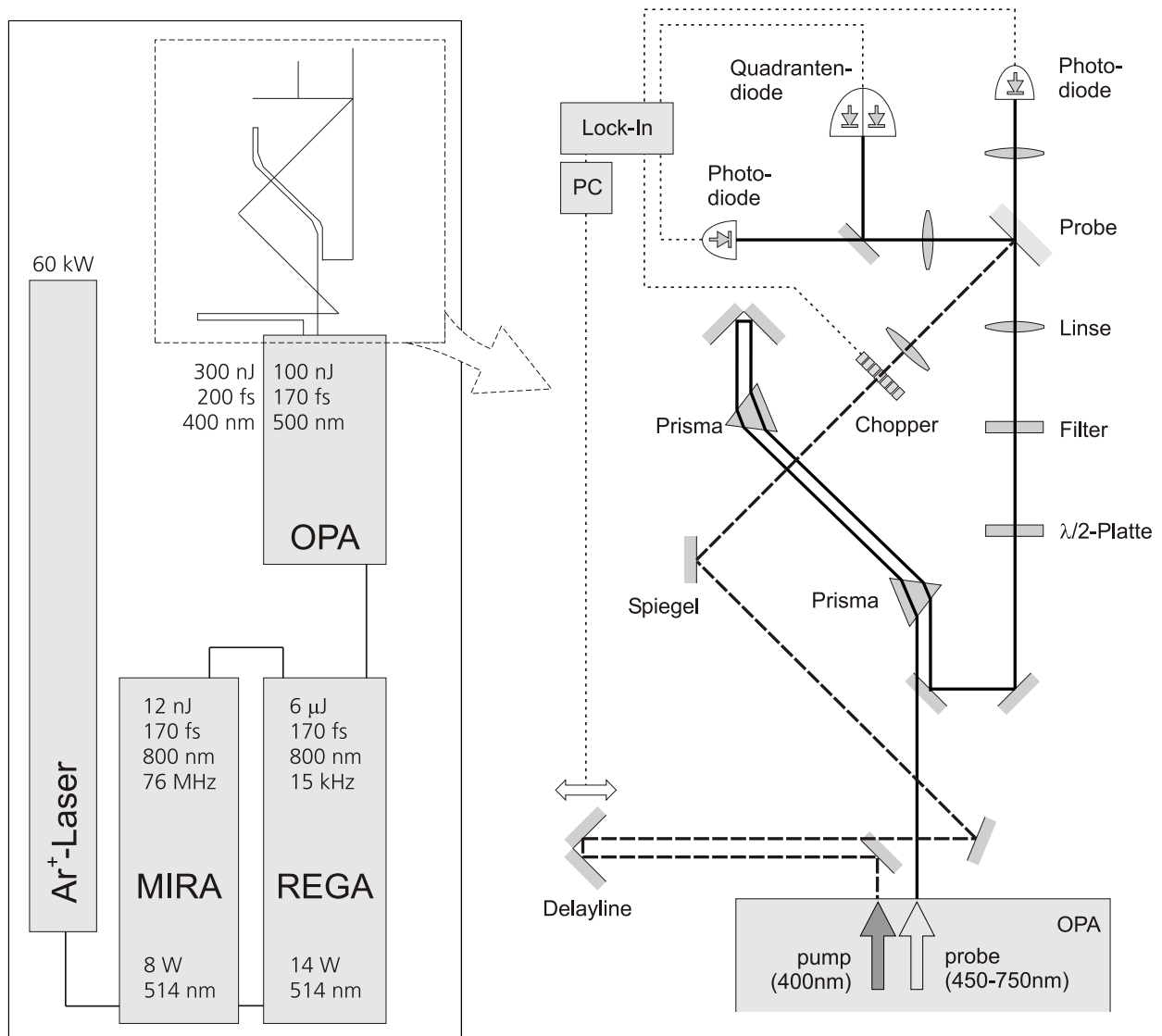
Dabei sind  $d_{\text{FWHM}}$  die Halbwertsbreite,  $d_{1/e}$  entsprechend die  $1/e$ –Breite und  $d_{\Sigma}$  die Breite einer konstanten Verteilung, die den gleichen Maximalwert wie der Gauß hat und die gleiche Fläche einschließt (ähnlich wie die Definition der Eindringtiefe, Abb.(5.3)<sub>92</sub>). Eine typische Messung und ihre Auswertung ist in Abb.(2.6)<sub>46</sub> gezeigt. Die sehr gute Übereinstimmung von Messung und Errorfunktion bestätigt, dass das Laserpulsprofil nahe an einem idealen Gauß–Profil ist und dass sich diese Methode für die Laserstrahlbreitenbestimmung in diesem Größenbereich eignet.

In der Praxis wurde das Pulsprofil regelmäßig bestimmt. Aufgrund der Fokussierung des Strahls auf die Probenoberfläche ändert sich der Strahlradius stark entlang der Strahlausbreitungsrichtung. Um das Profil möglichst exakt am Ort der Probe zu vermessen, wurde mit Hilfe eines Mikroskops die Position des Laserspots auf der Probenoberfläche mit Hilfe der okularinternen Skala notiert. Aufgrund der  $45^\circ$ –Neigung des Mikroskops, siehe Abb.(2.7)<sub>46</sub>, ist die Abbildung des Kreuzungspunktes von Laserstrahl und Probenebene empfindlich auf eine Verschiebung der Probe entlang des Strahlenganges. Die Rasierklinge zur Vermessung des Profils wurde entsprechend mit Hilfe der Okularskala in die gleiche Position gebracht.

### Fluenzsteuerung

In den Ablationsexperimenten, Kap.(5)<sub>87</sub>, wird die Intensität der auf die Probe gestrahlten Laserpulse gezielt variiert, um ab einer Schwellfluenz  $F_{\text{th}}$  den Zerstörungseffekt zu beobachten und den kritischen Wert  $F_{\text{th}}$  als Messergebnis zu verwenden. Dazu ist die Steuerung der genauen und iterativen Erhöhung der Fluenz nötig. Dies wird hier realisiert durch die aufeinanderfolgende Positionierung einer  $\lambda/2$ –Platte und einem Glan–Prisma. Letzteres transmittiert nur Licht einer Polarisationsrichtung in Richtung der optischen Achse. Da das vom OPA kommende Licht linear polarisiert ist, könnte durch Drehung des Glans ohne  $\lambda/2$ –Platte die Intensitätsvariation durchgeführt werden. Da die Drehung des Glans aber wegen des großen Glasdurchgangs mit einer Beeinflussung der Laserstrahlparameter wie einem Strahlversatz verbunden sein kann, wird vor dem Glan eine dünne  $\lambda/2$ –Platte zur Polarisationsdrehung benutzt. Die Drehung der  $\lambda/2$ –Platte erfolgte durch einen Schrittmotor, was zu einer Winkelgenauigkeit von  $\approx 1/100^\circ$  führt. Bei einer typischen Winkelschrittweite im Experiment von  $0.5^\circ$  ist der durch die Winkelungenauigkeit verursachte Fehler zu vernachlässigen. Diese Anordnung wird in allen gezeigten Experimenten zur Intensitätsvariation verwendet.





**Abbildung 2.5.:** Skizze des an das Lasersystem (links) angeschlossenen *pump-probe*-Aufbaus. Der Teil auf der rechten Seite (gestrichelter Kasten links) wird für die *CETC*-Messungen, Kap.(3)<sub>47</sub>, durch den in Abb.(3.7)<sub>55</sub> bzw. Abb.(3.11)<sub>60</sub> und für die Ablationsmessungen, Kap.(5)<sub>87</sub>, durch den in Abb.(5.4)<sub>93</sub> gezeigten Aufbau ersetzt.