

**Entwicklung neuer experimenteller Methoden zur
Injektion dichter Elektronenpulse in hybride
Plasmabeschleuniger**

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES DER
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT DER
HEINRICH-HEINE-UNIVERSITÄT DÜSSELDORF



VORGELEGT VON

Severin Georg Montag

AUS LÜDENSCHIED

DÜSSELDORF, März 2019

Aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent:

Prof. Dr. Georg Pretzler
Institut für Laser- und Plasmaphysik
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Korreferent:

Prof. Dr. Axel Görlitz
Institut für Experimentalphysik
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Tag der mündlichen Prüfung: 28.03.2019

für Wolfgang Alfred Montag

Kurzfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung und Untersuchung zweier voneinander unabhängigen experimentellen Methoden, welche einen Fortschritt auf dem Feld der relativistischen Beschleunigung von Elektronen versprechen. Zum einen wird die Entwicklung und Konstruktion eines Bandlaufwerks vorgestellt, welches die Eignung als Target relativistischer Laserpulse bis in den 10 Hz-Betrieb aufweist. Zum anderen wird die Entwicklung eines Axicon-Teleskops beschrieben. Dieses bietet im Rahmen der *Trojan Horse Beschleunigung* einen deutlichen Mehrwert für die Elektronen-Injektion.

Das Bandlaufwerk dient als kompaktes Target der Erzeugung von schwach relativistischen, gerichteten Elektronenpulsen. Diese sollen in eine zweite Beschleuniger-Stufe basierend auf dem Konzept der *Laser Wakefield Acceleration* injiziert werden. Es wird gezeigt, dass die Bandlage mit dem konstruierten Laufwerk lediglich innerhalb der *Rayleighlänge* der vorgesehenen Laserstrahlen fluktuiert. In Vorversuchen an der Laseranlage PHASER des hiesigen Instituts für Laser- und Plasmaphysik wird die Tauglichkeit für Experimente im Hochvakuum bestätigt.

Die Entwicklung des Axicon-Teleskops resultiert aus der Notwendigkeit, Elektronen mittels Ionisation innerhalb der Kavität einer Plasmawelle nur dicht an der optischen Achse zu befreien. Der Konstruktion geht die numerische Lösung von sogenannten *Beugungsintegralen* zur Bestimmung der elektrischen Feldverteilung fokussierter Laserstrahlen voraus. Ihre Konsistenz wird mit den analytischen Lösungen des prominenten Gaußstrahls verifiziert. Im Experiment werden mittels Axicon-Teleskop und präzise definiertem Gaußstrahl Ringprofile diverser Durchmesser erzeugt. Die Feldverteilungen entsprechen den Simulationen in höchstem Maße. Mit numerischen Simulationen basierend auf der ADK-Theorie werden die Tunnelraten in verschiedenen Gasen berechnet. Sie zeigen bezüglich der Trojan Horse Beschleunigung die überlegene Performance, die das Axicon-Teleskop ermöglicht. Dazu zählen ein kleinerer Brennpunkt als bei vergleichbaren Gaußstrahlen und eine quasi-stufenlose Anpassung des Ionisationsvolumens.

Abstract

The topic of this thesis is the creation of two independent experimental schemata which promise to be an improvement in the field of relativistic electron acceleration. On the one hand the development and construction of a tape drive with the ability to function as a target in the regime of relativistic laser pulses and repetition rates of 10 Hz is presented. On the other, the development of an Axicon Telescope is described. The latter offers a tangible added value regarding the electron injection within the *Trojan Horse Acceleration* design.

As a compact target, the tape drive serves for the generation of pointed, weak relativistic electron bunches. These bunches are planned to be injected in a second acceleration stage based on the so-called *Laser Wakefield Acceleration* scheme. It is shown that the tape position only fluctuates within the *Rayleigh length* of provided laser beam. Pretests at the PHASER facility in Düsseldorf operated by the Institut für Laser- und Plasmaphysik prove the tape target's capability in high vacuum laser experiments.

The development of the Axicon Telescope results from the need to ionize neutral atoms close to the optical axis within the blowout of an electron bunch driven plasma wave. Numerical simulations of electric fields along focused laser beams precede the creation of the Axicon Telescope's design. The simulations' consistence is verified by analytical solutions of the well known gaussian beam. In experiments donut laser profiles of different diameter are generated by the Axicon Telescope and a precisely defined gaussian beam. Simulated spatial distributions of the electric field are in accordance with experimental results to the highest degree. Numerical simulations based on the ADK theory are implemented to calculate the tunneling rates in different gases. The results prove the important advantages of the Axicon Telescope's application in the matter of Trojan Horse Acceleration. These include smaller focal points than those of comparable gaussian beams and a quasi-continuously adjustable ionization volume.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Abstract	iii
1 Einführung	1
2 Physikalische Grundlagen	5
2.1 Ultrakurze Laserpulse	5
2.1.1 Laserpulszüge im Zeit- und Frequenzraum	6
2.1.2 Physik gaußscher Strahlen	8
2.2 Wechselwirkung hochintensiver Laserpulse mit Materie	10
2.2.1 Ionisationsmechanismen	10
2.2.2 Mechanismen der Elektronenbeschleunigung	15
2.3 Trojan Horse Effect	24
3 Konstruktion eines kompakten Bandtargets	27
3.1 Motivation und Zielsetzung	27
3.2 Anforderungen an eine Bandtarget-Halterung	29
3.2.1 Substrate als Target: Status quo ante	30
3.2.2 Auswahlkriterien für das Targetband	32
3.2.3 Versuchsumgebung im Labor	33
3.2.4 Zwischenfazit	36
3.3 Konstruktion	36
3.3.1 Antrieb und Bandführung	37
3.3.2 Computergestützte Konstruktion	38
3.4 Experimente mit dem Bandtarget	41
3.4.1 Untersuchung der Bandlage im Betrieb	41
3.4.2 Einschießen des Bandtargets mit PHASER	46
3.5 Zusammenfassung	55

4	Laserprofilformung mittels Axicon-Teleskop	57
4.1	Motivation und Zielsetzung	57
4.2	Space-Time-Focusing	58
4.2.1	Spektrale Auffächerung	60
4.2.2	Kompensation der Dispersion	63
4.2.3	Implementierung von STF im THE-Experiment	65
4.3	Strahlprofilformung mit Axicon-Paaren	67
4.3.1	Axicon-Teleskop	67
4.3.2	Status quo ante	69
4.3.3	Wirkung des Axicon-Teleskops	70
4.3.4	Dispersion im Axicon-Teleskop	73
4.3.5	Auswahl der Axicon-Geometrie	77
4.4	Simulation des Strahlprofils in Fokussnähe	79
4.4.1	Fresnel-Kirchhoffsches Beugungsintegral	79
4.4.2	Diskretisierung und Anwendung	81
4.4.3	Konsistenzprüfung anhand des Gaußprofils	83
4.4.4	Strahlengang bei Ringprofilen	84
4.4.5	Simulation von Laserpulsen	87
4.5	Strahleigenschaften des Axicon-Teleskops	90
4.5.1	Versuchsaufbau	90
4.5.2	Methoden und Ergebnisse	96
4.6	Zusammenfassung	103
5	Simulationen der Tunnelionisation in Gasen	105
5.1	ADK-Simulationen	106
5.2	Abgleich mit experimentellen Daten	109
5.3	Ionisation mit Ringpulsen	113
5.4	Volumeneffekte bei Variation der Pulsdauer	115
5.5	Zusammenfassung	117
6	Resümee und Ausblick	119
6.1	Einsatzbereitschaft des Bandlaufwerks	119
6.2	Profilformung und Ionisation mittels Axicon-Teleskop	120
	Literaturverzeichnis	123

1 Relativistische Elektronenbeschleunigung mit Laserpulsen: eine Einführung

Die Erzeugung und Beschleunigung von Teilchenpulsen mit Laserpulsen ist ein vergleichsweise junges Forschungsfeld. Zwar sind Teilchenbeschleuniger wie der Große Hadronenbeschleuniger (LHC, engl. für *Large Hadron Collider*) am CERN über die Physik hinaus in aller Munde; jedoch ist dies häufig in der Angst vor der Erzeugung schwarzer Löcher oder der Ermordung eines Geistlichen in einem verfilmten Roman begründet. Der LHC trägt sein Namensattribut zu Recht: er ist von gewaltigen Ausmaßen und seine Realisierung verschlang viele Milliarden Dollar und vor allem Zeit. Die Beschleunigung der Ladungsträger auf einen großen Teil der Lichtgeschwindigkeit beruht in der Regel auf dem gleichen Prinzip: Ihre Energie wird in den elektrischen Feldern innerhalb eines Mikrowellen-Hohlraumresonators linear gesteigert. Selbst moderne Linearbeschleuniger sind jedoch auf Grund der Gefahren eines Durchschlags auf Feldstärken von einigen 10 MV/m limitiert [Wan08]. Das Regime von GeV kann daher nur über entsprechend lange Beschleunigerstrecken oder mehrere Durchläufe erreicht werden. Es ist relevant in Freien Elektronenlaser oder zur Erzeugung hochenergetischer Synchrotronstrahlung. Auf dieses Feld zielt die Beschleunigung von Elektronen mittels hochintensiver Laserpulse: Große, kostenintensive Beschleuniger sollen möglichst durch sogenannte *Tabletop-Lösungen* ersetzt oder erweitert werden.

Die Entwicklung des Lasers im Jahre 1960 durch *T. H. Maiman* ebnete der Forschung neue Wege [Mai60]. Die Beschleunigung von Elektronen in einer Laserpulsgetriebenen Plasmawelle wurde erstmalig 1979 unter dem Begriff *Laser Wakefield Acceleration* (LWFA) veröffentlicht [TD79]. Der Plasmawelle nachfolgend bildet sich ein Bereich, der lediglich von positiv geladenen Ionen besetzt wird. Die elektrischen Feldstärken in diesem Bereich, im Folgenden *Kavität* genannt, betragen Größenordnungen von GV/cm. Das im Jahre 2018 mit dem Nobelpreis gekrönte Prinzip

der *Chirped Pulse Amplification* (CPA) von *D. Strickland* und *G. Mourou* öffnete das Tor zur relativistischen Laserphysik mit Pulsdauern unterhalb der notwendigen Plasmaperiode [SM85]. Erfolgsversprechend für die Verdrängung großer Linearbeschleuniger erscheint das ultrarelativistische *Bubble Regime* [PM02]. Im Jahr 2004 konnte darauf basierend ein quasi-monoenergetischer Elektronenpuls mit einer Ladung von 0,5 nC auf 170 MeV beschleunigt werden [Fau+04]. Kurz darauf wurden Pulse mit Energien von einem GeV erzeugt [Lee+06].

Ein weiterer Vorteil der LWFA ist eine geringe Emittanz der Elektronenpulse bis auf etwa $0,2 \cdot 10^{-6} \pi \text{ m rad}$ – vergleichbar mit jener von modernen Linearbeschleunigern [Wei+12]. Sie ist als Produkt der Quellgröße eines Strahls und seiner Divergenz zu verstehen. Von ihr ist z.B. die kleinste zu erreichende Wellenlänge in einem FEL abhängig – und somit auch die bestmögliche Auflösung in weiterführenden Experimenten. Stand der Arbeit erzeugt der X-FEL *Linac Coherent Light Source* (LCLS) der *Stanford University* Röntgenpulse mit einer Wellenlänge von etwa 0,1 nm [SLA19]. Dieser Wert soll von einem neuen, hybriden Beschleunigungskonzept um eine Größenordnung unterboten werden: der *Trojan horse underdense photocathode* [Hid+12]. Die Plasmawelle wird hier nach dem Konzept der sogenannten *Plasma Wakefield Acceleration* (PWFA) mit einem Elektronenpuls getrieben [Che+85]. Innerhalb der Kavität werden dann mittels eines intensiven Laserpulses an der optischen Achse Elektronen freigesetzt, die nur geringste laterale Impulse aufweisen sollen.

Im Rahmen des Teilprojektes A1 des Sonderforschungsbereichs Transregio 18 (SFB TR18) wurden am Institut für Laser- und Plasmaphysik (ILPP) der Heinrich-Heine-Universität (HHU) Düsseldorf unter anderem mehrstufige Beschleunigungsmechanismen untersucht. Diese sollen einstufige LWFA-Verfahren bzgl. Pulsenergie und -ladung übertreffen und eine hohe Reproduzierbarkeit aufweisen. Der Autor der Arbeit war mit der experimentellen Umsetzung des aussichtsreichsten Konzeptes betraut: Mittels Laserbeschuss „parallel“ zu einer Oberfläche beschleunigte Elektronenpulse hoher Ladungsdichte sollen in einen LWFA-Nachbeschleuniger injiziert werden. Diese Art der Beschleunigung parallel zur Oberfläche wird unter anderem als *Target Surface Parallel Acceleration* (TSPA) bezeichnet [Hid08]. Die Elektronenpulse aus einer Laser-Plasma-Wechselwirkung an Glassubstraten wurden eingehend untersucht [Kön13]. Die Injektion dieser TSPA-Elektronen in eine stabile Plasmawelle soll relativistische Elektronenpulse mit einer Ladung von der Größenordnung nC erzeugen. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass die erfolgreiche Umsetzung des Konzeptes die Entwicklung eines neuen Festkörper-Targets erfordert, da bisher genutzte

Substrate auf Grund ihrer Abmessungen ungeeignet sind. Es wird die Konstruktion eines neuartigen, kompakten Bandlaufwerks vorgestellt, welches den speziellen Anforderungen gerecht wird.

Aus dem TR18 hervorgehend, wird am ILPP die Untersuchung der *Trojan horse underdense photocathode* im Verbund mit der Friedrich-Schiller-Universität Jena, dem Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg und der University of Strathclyde in Schottland fortgesetzt. Unter Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) sollen die Resultate der numerischen Simulationen im Rahmen des FLASHFORWARD-Projektes am DESY erfolgreich im Experiment verifiziert werden. In dieser Arbeit wird als Kernpunkt zur Realisierung des Projektes eine Methode erarbeitet, mit welcher ein hochintensiver Laserpuls kollinear zum treibenden Elektronenpuls in die Kavität geführt werden kann. Dort soll innerhalb eines gut definierten, dicht an der Trajektorie liegenden Volumens die Freisetzung von Elektronen stattfinden. In diesem Zusammenhang wird mittels numerischer Simulationen die Tunnelwahrscheinlichkeit in Edelgasen berechnet.

Das folgende Kapitel hat die Diskussion der physikalischen Grundlagen zum Inhalt. Sie sollen dem Leser ein umfassendes Verständnis von Problemstellung, Methoden und Diskussionen ermöglichen. Im dritten Kapitel werden die Konstruktion und die Methoden zur Untersuchung der Eigenschaften des kompakten Bandlaufwerks vorgestellt. Zudem sollen die Resultate von Messreihen in Hinblick auf die zweckmäßige Einsatzbereitschaft analysiert werden. Das vierte Kapitel beschreibt die Entwicklung eines Axicon-Teleskops zur Strahlprofil-Formung in Hinblick auf die *Trojan horse underdense photocathode*. Es werden numerische Simulationen zum Strahlengang von Lasern mit entsprechenden Profilen im Dauerstrich- und Pulsbetrieb erläutert. Zudem werden experimentelle Methoden vorgestellt, deren Resultate mit jenen der Simulationen abgeglichen werden. Das fünfte Kapitel dient der Beschreibung numerischer Simulationen zur Tunnelionisation durch Laserpulse mit gaußschem oder ringförmigen Strahlprofil. Das abschließende sechste Kapitel hat das Resümee zu dieser Arbeit und einen umfassenden Ausblick auf bereits anstehende und optionale Forschungsinhalte zum Inhalt.

2 Physikalische Grundlagen

Die Wechselwirkungen zwischen ultrakurzen, intensiven Laserpulsen und Materie sind vielfältig. Das Verständnis der Ionisationsprozesse setzt das Wissen um die Physik des elektrischen Feldes eines Laserpulses voraus. Diese soll daher sachdienlich erläutert werden, bevor die relevanten Wechselwirkungen zwischen Laserpulsen und Materie eingehend diskutiert werden.

Dieses Kapitel beruht in Teilen auf Inhalten der vorangegangenen, nicht-veröffentlichten Qualifikationsarbeit des Autors zur Erlangung des Titels M.Sc. [Mon14].

2.1 Ultrakurze Laserpulse

Die Erzeugung ultrakurzer Pulse weniger Zyklen setzt ein breites Spektrum interferierender elektromagnetischer Strahlung voraus. Die minimal zu erreichende Halbwertsbreite (FWHM, engl. für *full width at half maximum*) der zeitlichen Intensität Δt ist von der FWHM der spektralen Intensität $\Delta\nu$ abhängig. Sie sind verknüpft über das Zeit-Bandbreiteprodukt

$$\Delta t \Delta \nu \geq \text{const.} \quad (2.1)$$

Der Wert der Konstante ist abhängig von der Form der Einhüllenden des Spektrums. Der ideal geformte *Gaußpuls* weist eine nach *C. F. Gauß* benannte Normalverteilung der spektralen Intensitäten auf. In diesem Fall gilt $\Delta t \Delta \nu \geq 2 \ln 2 / \pi \approx 0,44$.

Das breite Verstärkungsspektrum des Ti:Sa-Kristalls¹ und der Prozess der Modenkopplung erlauben die Erzeugung von Laserpulsen mit $\Delta t \leq 5$ fs. Auf dieser Technologie basierende Laseroszillatoren haben in der Regel eine Repetitionsrate in der Größenordnung von $\omega_r = 2\pi/T \approx 80$ MHz. Die Umlaufdauer des Laserpulses im Resonator entspricht der Periode T . Alle Pulse, die aus dem Resonator ausgekoppelt werden, besitzen im Idealfall die identische Einhüllende des elektrischen Feldes $E_A(t) = E_A(t + nT)$ mit $n \in \mathbb{Z}$.

¹Ti:Sa: Titan-dotierter Korund-Kristall (Saphir)

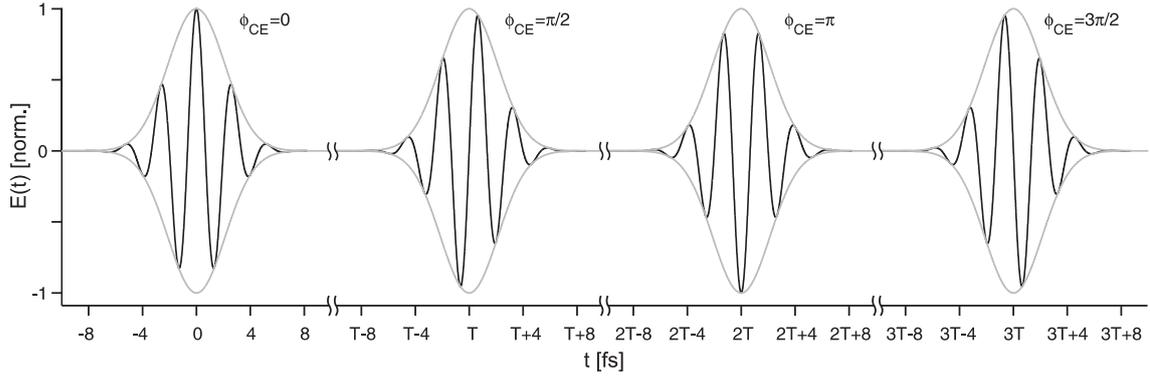


Abb. 2.1: Elektrisches Feld (schwarz) und Einhüllende (grau) eines Pulszuges für einen festen Ort. Zum einfachen Verständnis wird ein Phasenschlupf $\Delta\phi = \pi/2$ je Resonatorumlauf mit der Zeit T angenommen. Die CEP bzw. absolute Phase ϕ_{CE} wird zwischen den Pulsen um $\Delta\phi$ verschoben. Nach [Rei+99].

2.1.1 Laserpulszüge im Zeit- und Frequenzraum

Das elektrische Feld linear polarisierter Laserpulse wird im Zeitraum mit der Gleichung

$$E(t) = E_A(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (2.2)$$

beschrieben. Hier sind ω_0 die zentrale Laserfrequenz und $\phi(t)$ die Phase zur Zeit t . Das elektrische Feld kann darüber hinaus in komplexer Schreibweise dargestellt werden. Es hat dann die Form

$$E(t) = E_A^c(t) \cdot C(t) + E_A^{c*}(t) \cdot C^*(t) \hat{=} E_A^c(t) \cdot C(t) + c.c. \quad (2.3)$$

mit der komplexen Einhüllenden $E_A^c(t)$ und der komplexen Trägerwelle $C(t)$. Im Resonator propagiert $E_A^c(t)$ mit der Gruppengeschwindigkeit $v_G = d\omega/dk$ und $C(t)$ mit der Phasengeschwindigkeit $v_P = \omega/k$. Dies hat zur Folge, dass $E(t)$ nicht periodisch mit T ist. Es entsteht bei jedem Umlauf ein Phasenschlupf $\Delta\phi = \omega_{CE}T$ mit der sogenannten *Carrier-Envelope Offset* (CE)-Frequenz ω_{CE} [Ude04]. Dies bedeutet, dass bei einem ausgekoppelten Laserpuls das elektrische Feld unter der Einhüllenden gegenüber dem vorherigen Puls eine Verschiebung um $\Delta\phi$ erfahren hat. Die CE-Frequenz sollte an dieser Stelle nicht verwechselt werden mit der *Carrier-Envelope Phase* (CEP), welche auch als „absolute“ Phase bezeichnet wird [Pau05]. In Abb. 2.1 wird dieser Umstand anhand eines Phasenschlupfes von $\Delta\phi = \pi/2$ verdeutlicht. Die Stabilisierung der CEP auf einen festen Wert ist für die Erforschung der Wechselwirkungen ultrakurzer Laserpulse mit Plasmen von hohem Interesse.

Die Fourier-Transformation $\mathcal{F}(E(t))$ über einen unendlich langen Pulszug liefert das Spektrum im Frequenzraum

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_A^c(t) C(t) \exp(i\omega t) dt + c.c. \quad (2.4)$$

Aus der Rücktransformation $\mathcal{F}(\tilde{E}(\omega))$ über alle Frequenzen lässt sich entsprechend wieder der Pulszug im Zeitraum gewinnen. $\tilde{E}(\omega)$ und $E(t)$ beschreiben somit das elektrische Feld ultrakurzer Pulse gleichermaßen vollständig.

Laserpulse werden im Frequenzraum, ebenso wie im Zeitraum, durch ihre Einhüllende $E_A^c(\omega)$ und eine spektrale Phase $\phi(\omega)$ in der Form

$$\tilde{E}(\omega) = E_A^c(\omega) \exp(i\phi(\omega)t) + c.c. \quad (2.5)$$

beschrieben. Form und Dauer eines Pulses sind bei der Propagation abhängig von der durch das Medium hinzugefügten spektralen Phase $\phi_{Medium}(\omega)$. Nichtlineare Anteile resultieren in Dispersionseffekten höherer Ordnung. Über eine Reihenentwicklung nach *B. Taylor* um ω_0 wird die spektrale Phase ausgedrückt durch

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} \cdot \left(\frac{\partial^n}{\partial \omega^n} \phi(\omega) \right)_{\omega=\omega_0} \\ \Rightarrow \phi(\omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} \cdot D_n \end{aligned} \quad (2.6)$$

mit den Dispersionskoeffizienten D_n [Pre00]. Diese sind für viele Materialien tabellarisch in den Dimensionen [fsⁿ] erfasst. Eine lineare spektrale Phasenmodulation führt zur Verschiebung des Pulses mit der Zeit. Ist die spektrale Phase frei von nichtlinearen Ordnungen, so ist der Laserpuls *bandbreitenbegrenzt*. Die zweite Ordnung, auch Gruppendifferenz (GDD, engl.: *group dispersion delay*) oder schlichtweg „D₂“ genannt, führt zu einer zeitlichen Dehnung oder Stauchung der Einhüllenden. Diese folgt für den bandbreitenbegrenzten Gaußpuls der Pulsdauer Δt_0 mit

$$\Delta t(D_2) = \Delta t_0 \cdot \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \cdot \frac{D_2}{\Delta t_0^2} \right)^2} \quad (2.7)$$

Höhere Ordnungen beschreiben weitere Effekte, wie zum Beispiel die Ausbildung von Vor- und Nachpulsen.

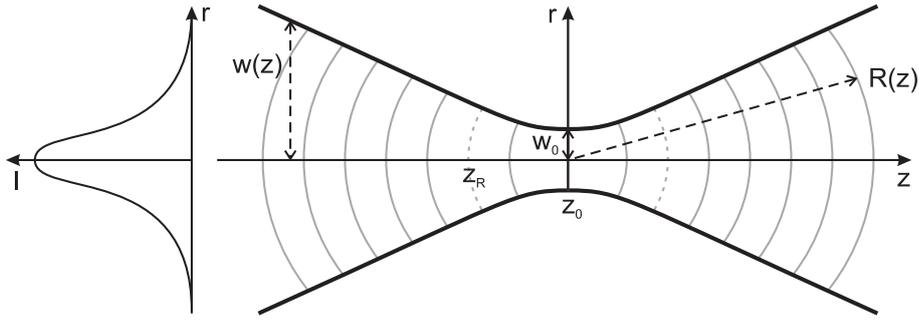


Abb. 2.2: Strahltaile des Laserstrahls mit gaußischem Intensitätsprofil. Die schwarzen Kurven geben die Gaußbreite über z wieder. Die grauen Linien skizzieren die Wellenfronten.

2.1.2 Physik gaußscher Strahlen

Die Gauß-Verteilung wird in der Laserphysik nicht nur bei der Formung von zeitlicher und spektraler Intensität angestrebt. Auch das Intensitätsprofil der Laserstrahlen soll dieser in der Regel entsprechen. Dies hat den Begriff des „Gaußstrahls“ geprägt. In Abb. 2.2 ist der Strahlengang desselben entlang der optischen Achse skizziert. Diese wird in der Literatur überwiegend als z -Achse notiert und hat ihren Ursprung in der Strahltaile. Entgegen der landläufigen Vorstellung propagieren die Strahlen eines Laser-Lichtbündels tatsächlich nicht parallel zueinander. Sie breiten sich stets divergent aus der Strahltaile mit der Gaußbreite w_0 aus. Nach einer Entfernung $z \gg w_0$ können die Wellenfronten als Kugelwellen mit dem Radius $R(z)$ angenommen werden. Unter Anwendung diverser Optiken wird der Strahl nur insofern kollimiert, dass die folgende Brennebene sehr weit entfernt liegt bzw. der Strahl eine minimale Divergenz aufweist. Nahe einer Brennebene kann der Strahlengang nicht mehr mit der geometrischen Optik beschrieben werden. Es müssen Beugungsintegrale gelöst werden, um die Intensitätsverteilung zu bestimmen (vgl. Abschn. 4.4). Im Falle des Gaußstrahls können Strahlparameter mittels analytischer Gleichungen berechnet werden. Die Gaußbreite an einem beliebigen Ort auf der optischen Achse ist gegeben mit

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}. \quad (2.8)$$

Sie ist zum einen abhängig von der Gaußbreite der Strahltaile und zum anderen von der sogenannten *Rayleighlänge*

$$z_R = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda}. \quad (2.9)$$

Diese bezeichnet bei einem Gaußstrahl die Entfernung zur Brennebene, nach welcher er die doppelte Querschnittsfläche der Strahltaile einnimmt. Die Intensität auf der optischen Achse $I(0, z_R)$ erreicht dann entsprechend gerade den halben Wert von $I_0 = I(0, z_0)$. Trifft ein kollimierter Gaußstrahl auf eine fokussierende Optik, so folgt die Strahltaile aus

$$w_0 = \lambda \cdot \frac{f}{\pi w} \quad (2.10)$$

mit der Wellenlänge λ und der Brennweite f . Dazu wird angenommen, dass die Strahlung mit ebenen Wellenfronten auf die Apertur trifft. Diese Bedingung kann jedoch in der Realität nur in der Strahltaile exakt erfüllt werden.

Die Intensitätsverteilung in einem Gaußstrahl ist gegeben mit

$$I(r, z) = \frac{c_0 \epsilon_0}{2} \cdot |E(r, z)|^2 = I_0 \left(\frac{w_0^2}{w(z)^2} \right) \exp \left(-2 \cdot \frac{r^2}{w(z)^2} \right). \quad (2.11)$$

So ist die Intensität proportional zum Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke $E(r, z)$. Der Vorfaktor enthält die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 und die elektrische Feldkonstante ϵ_0 . Im Falle von gepulsten Lasern mit der Pulsenergie \mathcal{E}_P und gaußschem Zeitverlauf wird die Intensität im Brennpunkt über

$$I_0 = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi^3}} \cdot \frac{4 \mathcal{E}_P}{w_0^2 \Delta t_0} \quad (2.12)$$

bestimmt. Damit steht dem Experimentator das Rüstzeug zur Verfügung, zu erwartende Intensitäten abzuschätzen. In der Praxis weicht die zeitliche Pulsform häufig von einem gaußschen Verlauf ab. Dieser Umstand und die tatsächliche Intensitätsverteilung im Brennpunkt müssen für eine realistische Abschätzung berücksichtigt werden.

Das Wirken eines Laserpulses wird mittels der dimensionslosen relativistischen Amplitude a_0 in relativistisch und nicht-relativistisch unterteilt. Sie ist unter anderem in der Form

$$a_0 = \sqrt{\frac{I_0}{2c_0 \epsilon_0}} \cdot \frac{e \lambda}{\pi m_e c_0^2} \quad (2.13)$$

mit der Elementarladung e und der Elektronenmasse m_e definiert. Bei Intensitäten von etwa $2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ gilt $a_0 \approx 1$. Für diesen und größere Werte werden Elektronen durch das Laserfeld auf relativistische Energien beschleunigt. Laserpulse mit $a_0 \ll 1$ gelten gemeinhin als nicht-relativistisch.

2.2 Wechselwirkung hochintensiver Laserpulse mit Materie

Nach der Entdeckung des *Hallwachs-Effekts* stellte *A. Einstein* zur Erklärung die Lichtquantenhypothese auf [Ein05]. Dafür sollte er 1921 den verdienten Nobelpreis erhalten. *Einstein* leitete die nach ihm benannte Gleichung für den äußeren photoelektrischen Effekt her:

$$\mathcal{E}_{kin} = hf - \mathcal{E}_A. \quad (2.14)$$

Nach dieser ist die kinetische Energie eines Elektrons nach der Ionisation gegeben durch das Produkt aus der Frequenz des ionisierenden Lichtquants f und dem Planckschen Wirkungsquantum h abzüglich der Austrittsarbeit \mathcal{E}_A . Die Gl. (2.14) verlangt, dass die Energie der Lichtquanten die Austrittsarbeit übersteigt. *Einstein* nahm jedoch an, dass – bei ausreichender Intensität – auch mehrere Lichtquanten geringerer Energie zur Ionisation beitragen könnten [Ein05]. Wie so häufig, sollte sich auch diese Annahme bestätigen. *M. Goepfert-Mayer*, damals Mitarbeiterin von keinem Geringeren als *M. Born*, veröffentlichte 1931 in ihrer Promotionsschrift die Theorie für das „Zusammenwirken zweier Lichtquanten in einem Elementarakte“ [Goe31]. Experimente, die ihre Berechnungen und *Einsteins* Postulat stützen konnten, sollten noch lange auf sich warten lassen. Erst mit der Entwicklung des Lasers überschlugen sich die Ereignisse [Mai60]. Annähernd monochromatisches Licht einer Wellenlänge von 694,3 nm konnte mit nie dagewesenen Intensitäten im Experiment nutzbar gemacht werden. Im Folgejahr gelang es, in einem Quarzkristall mittels nichtlinearem Prozess die zweite Harmonische der Laserstrahlung zu erzeugen [Fra+61]. Zur gleichen Zeit konnte auch die Zweiphotonenanregung an $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$ -Kristallen² nachgewiesen werden [KG61]. Das Zusammenwirken von Lichtquanten war bewiesen.

Im Folgenden sollen die Mechanismen der Laser-Ionisation diskutiert werden. Die Beschleunigung der freigesetzten Ladungsträger in den starken Feldern eines Laserpulses soll im Anschluss erläutert werden.

2.2.1 Ionisationsmechanismen

In der Sowjetunion erfreute sich die Erforschung der Wechselwirkungen von Laserstrahlung und Materie großer Beliebtheit. *L. V. Keldysh* befasste sich intensiv mit der

² $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$: Europium-dotiertes Kalziumfluorid

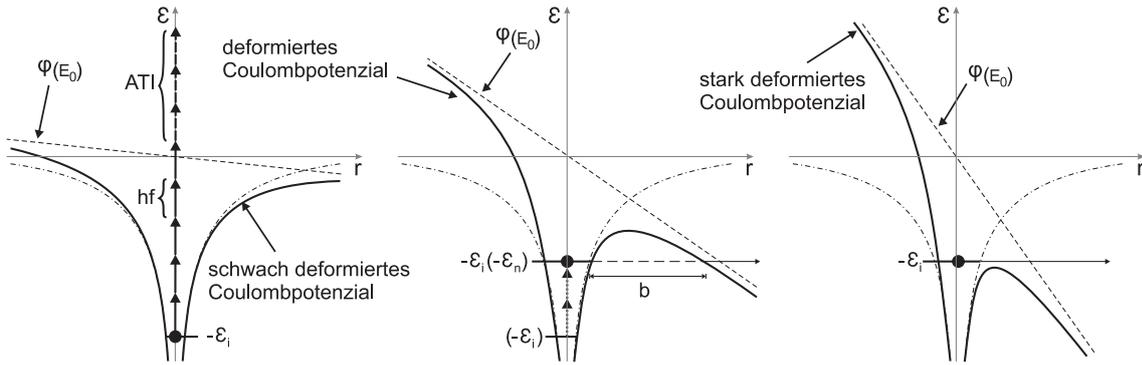


Abb. 2.3: Ionisationsprozesse an atomaren Gasen. **Links:** Die MPI erfordert die Absorption der Anzahl von Photonen, deren summierte Energie gerade das Ionisationspotential übertrifft. Werden weitere Photonen absorbiert, so handelt es sich um die ATI. **Mitte:** hochintensive Laserpulse mit der elektrischen Feldamplitude E_0 deformieren das Coulomb-Potenzial eines Atoms entscheidend. Der Tunnelprozess durch die so entstehende Coulomb-Barriere wird wahrscheinlich. Vor dem Tunnelprozess ist die Anregung in einen Rydberg-Zustand durch Multiphotonenprozesse möglich. **Rechts:** Bei sehr großen elektrischen Feldern wird die Coulomb-Barriere unter den energetischen Zustand eines gebundenen Elektrons gedrückt. Das Elektron ist sofort frei. Dies ist das Prinzip der BSI. Nach [BK00].

Theorie zur Ionisation von Atomen in starken elektromagnetischen Wellen [Kel65]. Er berechnete den Übergang eines Elektrons von einem wohldefinierten gebundenen Zustand im Coulomb-Potenzial in den Zustand eines freien Elektrons in einer ebenen elektromagnetischen Welle [BRK93]. Letzterer Zustand ist ebenfalls wohldefiniert und wird als *Wolkov-Zustand* bezeichnet [Wol35]. *Keldysh* zeigte weiterhin, dass die Tunnelionisation mit der Multiphotonenionisation (MPI) in Konkurrenz steht, zugleich jedoch von Multiphotonen-Prozessen abhängig sein kann.

Multiphotonen-Prozesse

Die MPI ist dem Namen nach das Resultat des Wirkens mehrerer Photonen auf ein Atom. In Abb. 2.3 (Links) ist dieser Fall schematisch dargestellt. Das Laserfeld hat nur geringen Einfluss auf das Coulomb-Potenzial des Atoms. Es sind $N = 5$ Photonen der Energie hf notwendig, um die Ionisationsenergie \mathcal{E}_i zu übertreffen. Die Wahrscheinlichkeit der Ionisation ist dann besonders hoch, wenn die multiple Photonenenergie $(N - 1) \cdot hf$ in der Nähe eines atomaren Zustandes liegt [GB65]. In Experimenten wurde mittels Q-Switch-gepulstem Rubinlaser erstmals die MPI von Xenon-Atomen und Wasserstoffmolekülen gezeigt [VD65; Vor+65]. Gleiches gelang

wenig später mit einem gepulsten Neodym-Glas-Laser an den weiteren Edelgasen Helium (He), Neon (Ne), Argon (Ar) sowie Krypton (Kr) [Ago+68]. Die *Einstein-gleichung* (2.14) muss, um der MPI gerecht zu werden, ergänzt werden zu

$$\mathcal{E}_{kin} = Nhf - \mathcal{E}_A. \quad (2.15)$$

Die MPI tritt typischerweise bei Laserpulsen mit elektrischen Feldamplituden von $E_0 \approx 10^9$ V/m auf. Dies entspricht nach Gl. (2.11) einer Strahlungsintensität der Größenordnung $I \approx 10^{11}$ W/cm².

Erst 1979 konnte ein weiteres Phänomen beobachtet werden – die *Above Threshold Ionization* (ATI). Dabei handelt es sich um spezielle Form der MPI. Bei der Photoionisation von Xenon wurden Elektronen mit kinetischen Energien gemessen, die jeweils unter zwei verschiedenen Peaks im Energiespektrum lagen [Ago+79]. Der Abstand der Peaks entsprach exakt der Photonenenergie. 1981 konnten bei Messungen an Xenon im Spektrum acht unterscheidbare Teilchenenergien mit äquidistanten Abständen festgestellt werden [KKW81]. Wiederum entsprachen letztere der Photonenenergie. Die notwendige Laserintensität lag in der Größenordnung von $I \approx 10^{12}$ W/cm². Beide Experimente zeigen, dass ein Elektron während der Ionisation die Energie weiterer Photonen als nur der N benötigten aufnehmen kann (vgl. Abb. 2.3 (Links)). Die Energie eines ATI-Elektrons ist entsprechend gegeben mit

$$\mathcal{E}_{kin} = (N + M) hf - \mathcal{E}_A. \quad (2.16)$$

M beschreibt die Anzahl der überschüssigen absorbierten Photonen.

Elektronenspektren erfahren je nach Pulsdauer und -intensität weitere Effekte wie z.B. eine Rotverschiebung oder sogenannte *Freeman-Resonanzen* [Buc+87; Fre+87]. Im Rahmen dieser Arbeit sind Multiphotonen-Prozesse jedoch nur von zweitrangiger Natur und weitere Einlassungen diesbezüglich nicht einträglich.

Feldionisation

Wird die Laserintensität weiter erhöht, so steigen auch die maximalen Energien der ATI-Elektronen [Pau+94]. Allerdings wächst auch der Einfluss des elektrischen Feldes auf das Coulomb-Potenzial des Atoms wie in Abb. 2.3 (Mitte) skizziert. Je stärker das angelegte Feld wird, desto weiter wird das Potenzial deformiert. Es wird die sogenannte *Coulomb-Barriere* ausgebildet. Die Wellenfunktion des Elektrons reicht

über diese Barriere hinaus. Daraus resultiert eine endliche Wahrscheinlichkeit, die Barriere zu überwinden. Diese *Tunnelionisation* kann auch stattfinden, nachdem das Atom durch Multiphotonen-Prozesse in einen sogenannten *Rydberg-Zustand* angeregt wurde.

Ob nun in einem hochintensiven Strahlungsfeld die Tunnelionisation oder die MPI dominant auftritt, ist abhängig von Intensität und Frequenz der ionisierenden Strahlung. Für den Tunnelprozess muss das Elektron eine Coulomb-Barriere mit der Breite

$$b = \frac{\mathcal{E}_i}{eE_0} \quad (2.17)$$

überwinden. In einem alternierenden elektrischen Feld ist die Zeit für den Tunnelprozess jedoch begrenzt. Die mittlere Geschwindigkeit des Elektrons kann mit der Masse des Elektrons $m_e \approx 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg abgeschätzt werden durch

$$v_e = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_i}{m_e}}. \quad (2.18)$$

Danach ist der Tunnelprozess theoretisch nur bei Laserfrequenzen bis

$$\omega_t = \frac{v_e}{2b} = \frac{eE_0}{\sqrt{2m_e\mathcal{E}_i}} \quad (2.19)$$

möglich. *Keldysh* führte den nach ihm benannten Parameter

$$\gamma_K = \frac{\omega}{\omega_t} \quad (2.20)$$

ein. Bei $\gamma_K < 1$ soll die Tunnelionisation und bei $\gamma_K > 1$ die MPI dominant sein. Um z.B. das Coulomb-Potenzial eines Wasserstoff-Atoms derart zu verformen wie in der Abbildung, ist eine Intensität der Größenordnung $I \gtrsim 10^{14}$ W/cm² vonnöten.

In der Literatur wird γ_K häufig in Abhängigkeit vom ponderomotorischen Potenzial

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2} \quad (2.21)$$

des Laserfeldes dargestellt. Dieses resultiert aus dem inhomogen alternierenden elektrischen Feld ultrakurzer Laserpulse. Da bei letzterem die Beträge der Maxima variieren, erfährt ein freigesetztes Elektron eine Nettobeschleunigung. Das ponderomotorische Potenzial ist proportional zur Intensität respektive zum Quadrat der

elektrischen Feldamplitude. Durch Einsetzen von Gl. (2.19) in (2.20) folgt

$$\gamma_K = \frac{\omega \sqrt{2 m_e \mathcal{E}_i}}{e E_0} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}_i}{2 U_p}}. \quad (2.22)$$

Abb. 2.3 (Rechts) stellt den Fall noch intensiverer Strahlungsfelder mit Intensitäten jenseits von 10^{15} W/cm^2 dar. Das Coulomb-Potenzial wird derart stark deformiert, dass der gebundene Zustand des Elektrons höherenergetisch ist als die Coulomb-Barriere. Dieser Prozess wird als *Barrier Suppression Ionization* (BSI) oder *Over The Barrier Ionization* (OTBI) bezeichnet. Das Elektron wird im starken elektromagnetischen Feld sofort vom Atomkern fort beschleunigt [BRK93].

Im Rahmen dieser Arbeit wird lediglich das Regime des Tunneleffekts von Relevanz sein. Daher soll auch nur der physikalische Ansatz zur Vorhersage der Tunnelionisation genauer beleuchtet werden.

Modelle zur Bestimmung der Tunnelrate

Der Wunsch, die Tunnelwahrscheinlichkeit in dem alternierenden Feld eines Lasers präzise vorhersagen zu können, ist ein lange gehegter. Neben *Keldysh* hat eine große Anzahl an Physikern mit theoretischen Modellen zur Berechnung großartige Beiträge geliefert. Ersterer legte ohne Zweifel die Grundlage für Modelle im Quasi-statischen Regime. Das Konzept der quasi-statischen Näherung (QSA, engl. *quasi-static approximation*) beruht auf der Tatsache, dass die Laserperiode in der Regel viel größer ist als Zeitskalen atomarer Prozesse.

Keldysh wies dem Übergang von Grundzustand mit der Energie $|\mathcal{E}_0|$ auf den Wolkov-Zustand die Rate

$$W_K = \mathcal{E}_0 \cdot \frac{\sqrt{6} \pi}{2^{5/4}} \cdot \sqrt{\frac{E}{(2 \mathcal{E}_0)^{3/2}}} \cdot \exp\left(-\frac{2 (2 \mathcal{E}_0)^{3/2}}{3E}\right) \quad (2.23)$$

zu [BM99]. Für hohe Intensitäten stellt diese Gleichung eine gute Approximation dar, während niedrige Intensitäten in geringeren Werten denn im Experiment resultieren [Bas+66; Rei92].

Weiterführende Arbeiten wurden nur wenig später von *A. I. Nikishov* und *V. I. Ritus* vorgestellt [NR66; NR67]. Sie berücksichtigten bei ihrer Kalkulation kurzreichweitige Kräfte und die Coulombkraft [Rei92]. Unabhängig davon veröffentlichten *A. M. Peremolov*, *V. S. Popov*, und *M. V. Terent'ev* (PPT) zeitgleich ihre Theo-

rien [PPT66; PP67; PPT67]. Ihre Resultate sind die einer Zusammenfassung von Multiphotonen-Prozessen und somit Vorläufer für die Arbeiten von *F. H. M. Faisal* und *H. R. Reiss* [Rei92]. Letztere unterscheiden sich von der Arbeit *Keldyshs*, sind jedoch ebenso an sie gebunden. Gemeinhin werden ihre Leistungen unter einem Banner als Keldysh-Faisal-Reiss-Methoden zitiert.

M. V. Ammosov, *N. B. Delone*, und *V. P. Krainov* (ADK) erarbeiteten basierend auf den PPT-Theorien ein Modell zur Berechnung der Tunnelrate bei komplexen Atomen in starken Laserfeldern [ADK86]. Der initiale Zustand des gebundenen Elektrons wird mit der effektiven Hauptquantenzahl n^* sowie der Nebenquantenzahl l und der magnetischen Quantenzahl des Drehimpulses m beschrieben. Für linear polarisierte elektromagnetische Wellen hat die Ionisationsrate der ADK-Theorie entsprechend [BM99] die Form

$$W_{ADK} = C_{n^*l}^2 f(l, m) \mathcal{E}_0 \cdot \sqrt{\frac{E}{\pi (2\mathcal{E}_0)^{3/2}}} \cdot \left(\frac{2(2\mathcal{E}_0)^{3/2}}{E}\right)^{2n^* - |m| - 1} \times \exp\left(-\frac{2(2\mathcal{E}_0)^{3/2}}{3E}\right) \quad (2.24)$$

$$\text{mit } C_{n^*l}^2 = \sqrt{2\pi n^*} \cdot \left(\frac{2e}{n^*}\right)^{n^*} \quad \text{und} \quad f(l, m) = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}|m|!(l-|m|)!}.$$

An dieser Stelle bezeichnet e die Eulersche Zahl. Von der ADK-Theorie können in den Grenzen der QSA annehmbare Vorhersagen über die zu erwartenden Anzahl an Ladungsträgern erwartet werden [DK98]. Sie findet Anwendung in den typischen numerischen *Particle-in-cell*-Simulationen (PIC) der Plasmaphysik [Bru+03].

2.2.2 Mechanismen der Elektronenbeschleunigung

Die Wechselwirkung von hochintensiven Laserpulsen mit Plasmen ist weltweit Gegenstand aktueller Forschung. Ein Produkt dieser Prozesse sind beschleunigte Ladungsträger, welche das Plasma verlassen. Ihre Geschwindigkeit erlaubt unter anderem Rückschlüsse auf das Wirken elektrischer und magnetischer Felder. Im Rahmen dieser Arbeit ist jedoch der Aspekt der Nutzbarmachung von Beschleunigungsmechanismen von Relevanz.

Plasma

Die Physik bezeichnet mit dem Begriff *Plasma* (altgriech. für „Gebilde“) ein Gemisch aus freien Teilchen unterschiedlicher Spezies. Dies können Elektronen oder Positronen, positiv oder negativ geladene Ionen und ionisierte Moleküle sowie neutrale Teilchen sein. Ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal ist jenes, ob ein vollständiges oder lokales thermisches Gleichgewicht vorliegt oder ob das Plasma nicht-thermisch ist. In den ersten beiden Fällen weisen die Spezies im entsprechenden Bereich die gleiche Temperatur T im Sinne der mittleren Teilchenenergie auf. Unter Einfluss eines intensiven Laserpulses auf ein Plasma bestehend aus Elektronen und Ionen ist dies gerade nicht der Fall. Die leichten Elektronen werden in den alternierenden Feldern beschleunigt, während die schweren Ionen kaum aus ihrer Ruhelage bewegt werden. Die Temperatur der Elektronen ist demnach auch viel größer als die der Ionen. Es liegt ein typisches, nicht-thermisches Plasma vor.

Darüber hinaus sind die Teilchendichten $n_i [cm^{-3}]$ der jeweiligen Spezies i entscheidende Parameter. Über sie kann ein Wert für die Abschirmung einer überschüssigen Ladung innerhalb des Plasmas definiert werden. Diese Distanz wird als *Debyelänge* bezeichnet und ist gegeben als

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B}{\sum_i n_i q_i^2 / T_i}} \quad (2.25)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B und der Speziesladung q_i . Das Plasma ist in einem Volumen mit dem Radius λ_D *quasi-neutral*. Für ein Plasma bestehend aus Ionen und Elektronen unter Einfluss schnell variierender Felder kann der Term der trägen Ionen vernachlässigt werden. Die Debyelänge wird dann genähert über

$$\lambda_D \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{n_e e^2}}. \quad (2.26)$$

Werden Elektronen in einem Plasma von den Ionen fortgetrieben und an anderer Stelle verdichtet, so wird die Coulombkraft eine Umkehrbewegung auslösen. Ihre hohe Geschwindigkeit lässt sie an ihrem Ursprung vorbei eilen. Der Vorgang wiederholt sich periodisch und ist ebenfalls abhängig von der Teilchendichte. Diese sogenannte *Plasmafrequenz* ist gegeben mit

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (2.27)$$

Die Plasmawelle propagiert mit der Phasengeschwindigkeit im Plasma $v_{p,P} = \omega/k$.

Die Plasmawellenlänge

$$\lambda_L = \frac{2\pi v_{p,P}}{\omega_P} \quad (2.28)$$

ist somit abhängig von der Dispersionsrelation des vorliegenden Falls. Für eine freilaufende Welle kann diese mit der *Bohm-Gross-Dispersionsrelation*

$$\omega^2 = \omega_P^2 + 3(k v_{th})^2, \quad v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (2.29)$$

bestimmt werden. Das Einsetzen und Umformen resultiert in der Phasengeschwindigkeit

$$v_{p,P} = v_{th} \cdot \sqrt{\frac{3\omega^2}{\omega^2 - \omega_P^2}}. \quad (2.30)$$

Wird die Plasmawelle hingegen erzwungen, wie z.B. durch einen Laserpuls, dann entspricht ihre Phasengeschwindigkeit gerade der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses. Die Dispersionsrelation der elektromagnetischen Welle im Plasma ist dann gegeben mit

$$\omega_L^2 = \omega_P^2 + (k_L c_0)^2 \quad (2.31)$$

mit der Laserkreisfrequenz ω_L und -kreiswellenzahl k_L . Die Phasengeschwindigkeit der getriebenen Plasmawelle folgt daraus mit

$$v_{p,P} = v_{g,L} = \frac{\partial \omega_L}{\partial k_L} = c_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_L^2}}. \quad (2.32)$$

Ein für die Laser-Plasmaphysik wesentlicher Aspekt ist der Brechungsindex eines Plasmas. Dieser wird ausgedrückt durch

$$n_P = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (2.33)$$

mit der *kritischen Teilchendichte* n_c , die in Abschn. 2.2.2 explizit erläutert wird. Für die folgende Betrachtung wird stets $n_e \ll n_c$ angenommen. Ein Laserpuls verdrängt in einem Plasma die Elektronen via ponderomotorischer Kraft von der optischen Achse. Auf Grund des in der Regel gaußschen Strahlprofils wird die Teilchendichte mit steigendem Radius ansteigen. Folglich fällt in dieser Richtung der Brechungsindex. Die Wellenfronten im Zentrum des Strahls werden daher langsamer fortschreiten als jene am Rand. Dies resultiert wiederum in einer Selbstfokussierung auf Grund

der Teilchendichte-Verteilung. In der Folge tritt das sogenannte *Self-Guiding* auf. Der Laserstrahl bleibt über längere Strecken intensiv als es sich z.B. über die Rayleighlänge abschätzen ließe.

Ein gegensätzlicher Effekt findet statt, wenn der fokussierte Laserstrahl Ionisation verursacht. Dann werden die meisten Elektronen auf der optischen Achse freigesetzt. Die Teilchendichte fällt mit steigendem Radius (vgl. Abb. 5.3). Folglich erfährt der Laserstrahl eine Defokussierung.

Im Falle relativistischer Laserpulse erfahren die Elektronen eine relativistische Massezunahme. Dies hat zur Folge, dass der Brechungsindex weiter verringert wird. Die Auswirkungen sind nahe der optischen Achse am größten und die Selbstfokussierung wird weiter verstärkt. Damit dieser Effekt relevant wird, muss die Leistung der Laserpulse den kritischen Wert $P_{cr} \approx 17 (\omega/\omega_P)^2$ GW übersteigen [Sun+87].

Am ILPP werden Plasmen in der Regel mit hochintensiven Laserpulsen mit Pulsdauern von etwa 6 bis 25 und Energien von wenigen 100 μ J bis einigen J erzeugt. Als Targets dienen Edelgasjets oder mit Gas gefüllte Kapillaren sowie Substrate aus Gläsern, Metallen oder Kohlenstoff.

Nicht-relativistische Beschleunigung

Freie Ladungsträger verspüren im elektrischen Feld von gepulsten Lasern stets die Ponderomotorische Kraft. Für nicht-relativistische Laserpulse mit Intensitäten unter 10^{18} W/cm² folgt sie aus Gl. (2.21) mit

$$\mathbf{F}_P = -\nabla U_P = -\frac{e^2}{4 m_e \omega^2} \cdot \nabla (E_0^2). \quad (2.34)$$

Das ponderomotorische Potenzial wird häufig zur Abschätzung der zu erwartenden Elektronenenergien einer Laser-Plasma-Wechselwirkung herangezogen. Im Tunnelregime besitzt das befreite Elektron zunächst nur eine vernachlässigbare kinetische Energie. Es wird anschließend im elektrischen Feld beschleunigt. Verlässt es das Laserfeld ohne weitere Stöße, so kann es in diesem nach [Loh+97] nur eine Energie von maximal $\mathcal{E}_{kin} = 2,5 U_P$ aufgenommen haben. Im MPI-Regime kann das Elektron hingegen ohne weitere Stöße eine kinetische Energie von $\mathcal{E}_{kin} = 4,5 U_P$ erhalten. ATI-Elektronenspektren weisen in der Regel ein Plateau mit noch höheren Vielfachen von U_P auf. Dieses geht auf *indirekte* Elektronen zurück; Jene, die nach der Ionisation zum Ion zurück beschleunigt und dort gestreut werden [Pau+94]. Die

Tatsache, dass beim Einsatz von zirkular polarisierter Laserstrahlung kein Plateau ausgebildet wird, bestätigt diese Theorie. Nur bei linear polarisierter Laserstrahlung kann das Elektron zum Ion zurück beschleunigt werden. Bei der Streuung an den Ionen können die Elektronen Energien aus dem Laserfeld beziehen, die ebenfalls Vielfachen der Laserphotonenenergie entsprechen [Pau+94].

Dass die Beschleunigung von Ladungsträgern keinesfalls trivial über ponderomotorische Kräfte erklärt werden kann, zeigen ebenso Untersuchungen von Laser-Plasma-Wechselwirkungen an Oberflächen. Laserpulse mit $U_P \approx 4,7 \text{ keV}$ erzeugen in Experimenten Elektronen mit Energien jenseits der 150 keV [Bra+09]. Zunächst wurde angenommen, dass das interferierende Laserfeld von ein- und ausfallendem Puls der entscheidende Beschleunigungsprozess sei. Weitere Experimente und daran angelehnte, „maßgeschneiderte“ PIC-Simulationen führten zu der Erkenntnis, dass diese Annahme nicht gerechtfertigt ist. Die schnellsten Elektronen werden in aus freigesetzten Elektronen resultierenden quasi-statischen Felder beschleunigt [Kle+17]. Der Effekt wird fortan als *Anisotrope Coulombartige Explosion* bezeichnet [Kle17].

Relativistische Beschleunigung an Oberflächenplasmen

Die Wechselwirkungen relativistischer und nicht-relativistischer Laserpulse mit Oberflächenplasmen sind vielfältig und nicht abschließend untersucht. Makroskopische Festkörper eint ihre Undurchdringlichkeit für ultrakurze Laserpulse mit der üblichen Kreisfrequenz von etwa $\omega \approx 2,4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Bereits die Vorpulse relativistischer Laserpulse weisen im Brennpunkt elektrische Feldstärken auf, welche in der Erzeugung eines Plasmas resultieren. Befreite Elektronen expandieren in das Vakuum. Es entsteht ein Gradient der Elektronendichte über dem Festkörper. Die Eindringtiefe der Laserstrahlung in dieses Plasma wird begrenzt durch die Reaktionsfähigkeit desselben. Übersteigt die Plasmafrequenz jene des Lasers, so gilt dieses als zu *dicht*. Die freien Elektronen können dann der Schwingung des Laserfeldes in Gänze folgen. Daraus resultiert die Reflexion der Strahlung. Die Grenzschicht mit der kritischen Teilchendichte n_C folgt aus der Bedingung $\omega = \omega_P$ und Gl. (2.27) mit

$$n_c(\omega) = \omega^2 \cdot \frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2}. \quad (2.35)$$

Für das gegebene ω resultiert somit ein Wert von $n_c \approx 1,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Festkörper verfügen in ihren Kristallgittern über eine Teilchendichte der Größenordnung 10^{23} cm^{-3} . Auf Grund der hohen Feldstärken ist eine Mehrfach-Ionisation wahrscheinlich. Re-

lativistische Laserpulse vermögen es zudem, die expandierenden Elektronen zurückzudrängen. Das unterkritische Plasma wird soweit komprimiert, bis eine Gleichheit von ponderomotorischen Potenzial und Elektronentemperatur $k_B T_e$ vorliegt [LU92]. Daraus resultiert ein steiler Dichtegradient und das Plasma wird hochreflektierend für die folgende Laserstrahlung.

Die Beschleunigung der Elektronen aus den Oberflächenplasmen heraus ist im Mindesten abhängig von Intensität und Einfallswinkel. Bei nicht-relativistischen Pulsen und einem Einfallswinkel $\alpha = 0^\circ$ konnten Elektronenstrahlen parallel zur Oberfläche beobachtet werden [Tom+04]. Mit $\alpha = 45^\circ$ werden die Elektronen überwiegend in einen Bereich zwischen Targetnormaler und Ausfallswinkel beschleunigt [Kle17]. Im Falle relativistischer Laserpulse mit Intensitäten von etwa 10^{20} W/cm^2 werden Elektronenstrahlen bei $\alpha = 45 - 65^\circ$ zwischen spekulärer Reflexionsrichtung und Substratoberfläche gemessen [Kön13]. Die Elektronenenergien reichen dann bis zu einigen MeV. Die gesamte Ladung in den divergenten Elektronenstrahlen erreicht 100 nC. Die Ursache der Beschleunigung wird in den interferierenden Feldern des ein- und ausfallenden Laserpulses vermutet. Diese erzeugen an der Ebene der kritischen Dichte eine stehende Welle [Kön13]. Das Zusammenspiel von statischen elektromagnetischen Feldern und Elektronenoszillationen wird ebenfalls in Betracht gezogen [Li+06; Psi+10]. Darüber hinaus wird der Einfluss der Selbstfokussierung der Laserpulse untersucht [Hab+06]. Zur Erzeugung quasi-monochromatischer Elektronen werden ein Vorplasma und hohe Einfallswinkel als unabdingbar bewertet [Wan+13].

Es kann festgehalten werden, dass die Ergebnisse der verschiedenen Arbeitsgruppen auch auf Grund verschiedener experimenteller Methoden keine Einheit bilden. Der Beschuss von Folien oder Substraten unterschiedlichen Materials sowie variierende Intensitäten und Einfallswinkel stellen zu viele Freiheitsgrade dar. PIC-Simulationen müssen maßgeschneidert werden, um sinnvolle Einblicke in die Physik der Laser-Plasma-Wechselwirkung zu erhalten.

Relativistische Beschleunigung in unterkritischen Plasmen

Im Gegensatz zu Festkörpern werden in gasförmigen Targets für Ti:Sa-Laserpulse unterkritische respektive *dünne* Plasmen gezündet. Die Teilchendichten bei Normaldruck und Raumtemperatur liegen bei etwa $n_0 = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Das sind zwei Größenordnungen weniger als die entsprechende kritische Teilchendichte. Somit kann entsprechende Laserstrahlung durch das Plasma propagieren.

Abhängig von Laseramplitude und Pulsdauer variiert die Antwort des Plasmas auf den Beschuss. Bereits Laserpulse mit $a_0 \ll 1$ erzeugen ponderomotorische Kräfte, welche Elektronen transversal von den Ionenrümpfen nahe der optischen Achse verdrängen. Wird nun berücksichtigt, dass sich die Laserpulse mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, so entsteht das Bild eines Tunnels gefüllt mit Ionen und Wänden aus Elektronen. Dieses Bild ist vergleichbar mit jenem des Kielwassers (engl.: *wake*) eines Schiffs. Der Laserpuls erzeugt das sogenannte *Wakefield*. Das Plasma hingegen wird auf die Störung reagieren und Ladungsneutralität anstreben. Die Elektronen werden in das Zentrum der Kavität zurück beschleunigt und oszillieren fortan mit der Plasmafrequenz. Die Länge jeder Kavität entspricht gerade der Wellenlänge λ_P einer getriebenen Plasmaoszillation. Trotz der vermeintlich geringen Teilchendichten verursacht die Ladungstrennung longitudinale elektrische Feldstärken in der Größenordnung von 10^9 V/m und mehr. Elektronen in der vom Laserpuls abgewandten Seite der Kavität werden somit in ihr Zentrum beschleunigt. Sie folgen dem treibenden Laserpuls und werden auf vergleichsweise kurzen Distanzen relativistisch. Dieser Prozess ist bekannt als *Laser wakefield acceleration* (LWFA) [TD79]. Vorgeschlagen wird die Anregung einer Plasmawelle durch die Schwebung zweier Laser mit $\Delta\omega \approx \omega_P$. Die resultierende Beschleunigung in der Kavität wird als *Plasma Beat Wave Acceleration* (PBWA) bezeichnet. Ist der Laserpuls auf Grund seiner Dauer räumlich auf einer größeren Strecke denn der Plasmawellenlänge verteilt, so kann eine Selbstmodulation auftreten. Dabei zerfällt der Laserpuls in Teilstücke der Länge einer Plasmawelle. Dieser Prozess erzeugt die Wakefields sehr effektiv und wird *Self Modulated Laser Wakefield Acceleration* (SM-LWFA) bezeichnet [And+92; Spr+92].

Die longitudinale Feldstärke kann bis zu einem kritischen Wert erhöht werden, bevor nichtlineare Prozesse einsetzen. Die Plasmawelle *bricht* in diesem Fall hinter der ersten Kavität. Die somit bedingte kritische longitudinale Feldstärke resultiert nach [TD79] mit

$$E_L^{cr} = \frac{m_e c \omega_P}{e}. \quad (2.36)$$

Für oben angenommene Teilchendichte n_0 folgt danach ein Wert von etwa 480 GV/m. Dieser ist vier Größenordnungen höher als die maximalen Feldstärken in modernen Linearbeschleunigern (vgl. Kapitel 1). Hier liegt ein entscheidender Vorteil des LWFA-Konzeptes. Große und kostspielige Beschleuniger-Anlagen könnten durch eine Tabletop-Lösung in Form einer Laseranlage ersetzt werden.

Ein Konzept der LWFA, welches das Wellenbrechen explizit einfordert, ist die Beschleunigung im Bubble-Regime [PM02]. Die Bubble stellt einen Spezialfall der Kavität dar. Die Plasmawelle verhält sich bei $a_0 \gg 1$ hochgradig nichtlinear. Beim Brechen der Welle werden Elektronen auf der optischen Achse in die Bubble injiziert – die sogenannte *Selbstinjektion*. Diese Verfahren soll die Erzeugung monoenergetischer Elektronenpulse mit Energien im Bereich von GeV und einer Gesamtladung in der Größenordnung von nC ermöglichen.

In vielen Experimenten werden Gasjets mittels Düsen erzeugt, um den im Vakuum propagierenden Laserstrahl in ein Gas zu überführen. Eine Inhomogenität innerhalb der Gassäule oder Variationen von Schuss zu Schuss können nicht ausgeschlossen werden. Im Bubble-Regime sind nichtlineare Prozesse ursächlich für Fluktuationen der Beschleunigungsstrecke. Eine Reproduzierbarkeit ist zunächst nicht gegeben. Um eine bessere Kontrolle über die LWFA zu erlangen, wurden diverse Methoden vorgestellt:

- In [Fau+06] wird der Einsatz eines zweiten Laserpulses diskutiert, welcher mit dem das Wakefield erzeugenden „frontal“ zusammenstößt. Die Teilchendichte wird derart eingestellt, dass ohne Kollision keine Selbstinjektion stattfindet. Das Einschalten der Kollision resultiert in einem quasi-monoenergetischen Elektronenpuls geringer Divergenz. Das Experiment ist technisch sehr anspruchsvoll und darüber hinaus eine Gefahr für die Laser. Die Strahlen müssen für gute Resultate möglichst kollinear propagieren. Somit verfolgen die Strahlen jedoch exakt den Weg des jeweils anderen zurück in den Verstärker. Weitreichende Zerstörung kann die Folge sein.
- Um eine verbesserte Reproduktion und ebenfalls geringere Divergenz zu erzielen, wird von anderen Gruppen der Gasjet durch eine Gaszelle ersetzt [Ost+08]. Ein in Saphir-Kristall geschliffener Kanal mit zwei Zugängen für die Gaszufuhr ermöglicht die bessere Kontrolle über das Dichteprofil. Zusätzlich kann mittels Entladung ein Vorplasma gezündet werden. Auch dieses Verfahren ist technisch sehr anspruchsvoll und die speziell gefertigten Gaszellen sind nicht gegen Zerstörung gefeit.
- Ein späteres Verfahren setzt wieder auf den Einsatz der Gasdüse. Allerdings wird hier mittels Rasierklinge eine Schockfront im Gasjet erzeugt [Buc+13]. Die Elektronenpulse weisen eine geringe spektrale Breite auf. Zusätzlich kann durch Verschiebung der Rasierklinge Einfluss auf die Pulsparameter genommen

werden. Das Verfahren weist eine hohe Stabilität bzgl. der Richtung und der Energie der Elektronenpulse auf. Seine technische Umsetzung ist vergleichsweise einfach.

Die verbesserte Stabilität der genannten Verfahren geht mit einer deutlich geringeren Ladung in den Elektronenpulsen einher als es z.B. für das Bubble-Regime vorgesehen war. Es werden lediglich Elektronenpulse mit einer Gesamtladung < 100 pC erzielt. Ebenso liegen die erreichten Elektronenenergien jeweils unter 200 MeV. Diese Werte liegen noch eine Größenordnung unter dem GeV-Regime, welches die theoretischen Vorhersagen für die LWFA erwarten lassen.

Limitierende Faktoren der LWFA

Zwar sind mit großen Rayleighlängen, Kristallkapillaren und über den Prozess der Selbstfokussierung Beschleunigerstrecken in der Größenordnung cm realisierbar. Allerdings verliert der Laserpuls zwangsläufig bei der Verdrängung der Elektronen und evtl. auch merklich durch Ionisation fortwährend Energie. Pulse, die kürzer sind als die Plasmawellenlänge, erodieren auf Grund von Beugung [TES90]. Der Energieverlust wird als *Pump depletion* bezeichnet.

Weiterhin verträgt sich das Ziel, möglichst hohe Ladungen in dem relativistischen Elektronenpuls zu vereinen, nicht mit einer stabilen Beschleunigerstruktur. Je höher die Ladung innerhalb der Bubble wird, desto stärker wirkt sie sich auf die Felder derselben aus. Der Effekt wird als *Beamloading* bezeichnet und resultiert in einer Verringerung der longitudinalen Feldstärke, welche ursächlich für die Beschleunigung ist. Eine PIC-Simulation mit einer Pulsladung von 240 pC errechnete ein Absenken der Feldstärke von etwa 300 auf 250 GV/m [Kön13]. Darüber hinaus wachsen mit der Ladung die abstoßenden Coulombkräfte im Elektronenpuls. Entlang der optischen Achse tritt Dispersion auf, da führende Elektronen beschleunigt und Nachzügler abgebremst werden.

Ein weiterer Nachteil der LWFA ist zudem die Tatsache, dass die Laserpulse im Plasma nicht mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 propagieren können. Allerdings nähern sich die nachfolgenden Elektronen – eine ausreichende Beschleunigungsstrecke vorausgesetzt – diesem Wert an. Bei diesem sogenannten *Dephasing* holen sie zum Laserpuls auf und treten von der beschleunigenden Phase in eine abbremsende ein. Dieser Prozess begrenzt die Höchstenergie der Elektronen im LWFA-Experiment.

Mehrstufige Laser-Plasmabeschleunigung

Einstufige LWFA-Beschleunigungskonzepte sind nicht geeignet, die genannten Einschränkungen der LWFA zu umgehen oder ihre Auswirkungen zu minimieren. Monoenergetische GeV-Elektronenpulse mit Ladungen in der Größenordnung von nC können Stand der Arbeit nicht reproduzierbar erzeugt werden. Höhere Pulsenergien und -ladungen sollen daher mit mehrstufigen Beschleunigern auf Basis von Laser-Plasma-Wechselwirkungen realisiert werden. Im Rahmen des SFB TR18 wurden diesbezüglich Verfahren zur Umsetzung vorgeschlagen und untersucht. Das erfolgversprechendste Konzept basiert auf der Injektion von TSPA-Elektronen in eine LWFA-Stufe zur Nachbeschleunigung [Kön13]. Dazu ist die Ausrichtung von zwei Laser-Plasma-Wechselwirkungen zueinander auf kleinstem Raum erforderlich. Dies kann nur mit einem maßgeschneiderten, leistungsfähigen Bandlaufwerk realisiert werden (vgl. Kapitel 3). Seine Entwicklung und Konstruktion ist für das Teilprojekt des TR18 von entscheidender Bedeutung und genießt höchste Priorität.

2.3 Trojan Horse Effect

Während Effekte wie Pump Depletion und Beamloading bei jedem auf einer Plasmakavität beruhenden Beschleunigungsschema auftreten werden, kann dem Dephasing entgegengetreten werden. Die Lösung beruht auf der Verwendung eines relativistischen Teilchenpulses zur Erzeugung der Plasmawelle – der PWFA. Dieses Verfahren findet seit den 1980er Jahren erfolgreich Verwendung [Che+85; Ros+88]. Die PWFA soll den Weg ebnen für ein zukunftssträchtiges Beschleuniger-Konzept, welches die Vorteile von treibendem Elektronen- und injizierendem Laserpuls vereint: Die Beschleunigung von Elektronenpulsen mittels *Trojan horse underdense photocathode*, im weiteren als *Trojan Horse Effect* (THE) bezeichnet.

Das Konzept des THE wurde 2011 patentiert und seine Zielsetzung ist das Erreichen einer nie dagewesenen Emittanz [Hid+11; Hid+12]. Das Verfahren basiert auf einer PWFA in einem gasförmigen Gemisch aus zwei Elementen mit deutlich zu unterscheidenden Ionisationsenergien. Alternativ wäre ebenso der Einsatz eines Elementes mit geeigneten Ionisationsenergien erster und zweiter Ordnung. Vorgeschlagen wurde die Verwendung von Helium (He) und Lithium (Li) bei gleicher Teilchendichte. Ersteres weist als Edelgas einen vergleichsweise hohen Wert von $\mathcal{E}_{ion,He} \approx 24,6$ eV auf. Li mit der Ordnungszahl $Z=3$ hingegen gibt – frei nach *N. Bohr* – sein ein-

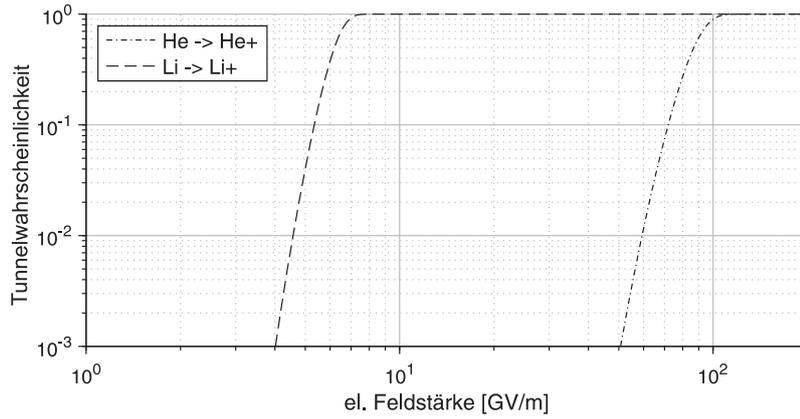


Abb. 2.4: Numerisch simulierte Tunnelwahrscheinlichkeiten von He und Li in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke unter Einwirkung eines Rechteckpulses mit einer Dauer von 10 fs.

zernes Außenschalen-Elektron bereits bei der Überwindung von $\mathcal{E}_{ion,Li} \approx 5,4$ eV frei. Die Wahrscheinlichkeiten der Ionisation mit ultrakurzen Pulsen werden in Abb. 2.4 in Abhängigkeit zur elektrischen Feldstärke quantitativ gegenübergestellt. Basierend auf der ADK-Theorie wurden die Werte für Rechteckpulse mit einer Dauer von 10 fs ermittelt (vgl. Abschn. 5.1). In diesem Fall wird das Li bereits bei einer Amplitude von 8 GV/m vollständig ionisiert. Eine relevante Ionisation des He bleibt jedoch bis Feldstärken von über 50 GV/m aus. Diesen deutlichen Unterschied machen sich die Entwickler des THE zu Nutze. Ein Sub-25 fs-Elektronenpuls mit Feldstärken bis etwa 27 GV/m reicht aus, um das Li vollständig zu ionisieren [Hid+12]. Darüber hinaus werden die befreiten Elektronen auf Grund der ponderomotorischen Kraft von der zentralen Achse verdrängt (vgl. Abschn. 2.2.2). Die somit entstehende Kavität – im Zusammenhang mit der PWFA wird diese als *Blowout* bezeichnet – beinhaltet neben den Li-Ionen die neutralen He-Atome. Die Parameter werden so abgestimmt, dass weder Wellenbrechen noch Selbstinjektion einsetzen. Der Blowout soll möglichst stabil gehalten werden. Der essenzielle Schritt des Konzeptes ist der zusätzliche Einsatz eines *hart* fokussierten ultrakurzen Laserpulses. Dieser folgt dem Elektronenpuls innerhalb des Blowouts kollinear. Erreicht der Laserpuls ausreichende Feldstärken, so setzt die He-Ionisation ein – das Trojanische Pferd.

Das Verfahren reagiert robust auf die longitudinale Verschiebung des Laserpulses zum treibenden Elektronenpuls – der nicht zu verhindernde sogenannte *Jitter*. Selbst bei einer Abweichung von ± 43 fs zum optimalen Zeitversatz zueinander wird eine messbaren Erzeugung und Beschleunigung von Elektronen erwirkt [Hid+12].

Das Ionisationsvolumen soll dicht und symmetrisch an der optischen Achse liegen. Ionisation fernab derselben und Asymmetrien bei der Injektion sind ursächlich für nicht kompensierbare Betatron-Oszillationen der Elektronen [Gli+08]. Diese treten regelmäßig in Ionen-Beschleunigern auf und können über die Emission von Röntgenblitzen nachgewiesen werden [Wan+02; Rou+04]. Das Nutzbarmachen dieser Betatron-Oszillationen mag für einige Gruppen von Interesse sein. Jedoch wird durch sie unweigerlich die Emittanz verschlechtert.

Darüber hinaus ist die Crux, die Energie des Laserpulses so gering wie möglich zu halten. Dies ist notwendig, um den befreiten Elektronen im Laserfeld keinen übermäßigen lateralen Impuls aufzuerlegen. In [Hid+12] werden Resultate von PIC-Simulationen vorgestellt, in welchen ein Ti:Sa-Laserpuls mit einer Dauer von etwa 8 fs und $a_0 = 0,018$ Anwendung findet. Daraus resultieren $E_0 \approx 72$ GV/m respektive $I_0 \approx 7 \cdot 10^{14}$ W/cm². Der Laserpuls soll die Ionisation möglichst im Zentrum des Blowouts realisieren. Die freien Elektronen geraten dann sofort in die beschleunigende Phase.

Das Verfahren verspricht mit den genannten Parametern Emittanzen von etwa $4 \cdot 10^{-8}$ mrad. Dieser Wert liegt eine Größenordnung unter den besten Resultaten mit LWFA-Konzepten [Wei+12]. Weitere Simulationen des THE mit diversen Laserintensitäten resultieren gar in Emittanzen unter $3 \cdot 10^{-8}$ mrad [Hid+14; Kne+14]. Die Ladung der Elektronenpulse variiert etwa zwischen 2 und 100 pC.

Die Umsetzung des THE im Experiment ist keinesfalls trivial. Es ist entscheidend, dass die ultrakurzen Laser- und Elektronenpulse mit einem möglichst perfekten Timing zueinander agieren. Die Verfahren zur Überwachung, Steuerung und Stabilisierung dieses Timings sind nicht Inhalt dieser Arbeit. Vielmehr soll ein Aspekt beleuchtet werden, der von ebenso entscheidender Bedeutung ist, wie das Timing: die Laserionisation. Die Simulationen arbeiten mit kollinear zum Elektronenpuls einfallenden Gaußpulsen. Dies ist im Experiment nicht möglich (vgl. Kapitel 4). Es ist von höchster Wichtigkeit, ein neuartiges Konzept zu entwickeln, welches die gut definierte, hochsymmetrische Fokussierung von Laserpulsen kollinear zum Elektronenpuls zulässt.

3 Konstruktion eines kompakten Bandtargets

In diesem Kapitel werden die Konstruktion und experimentelle Untersuchungen zur Leistungsbereitschaft eines neuartigen, hochspezialisierten Laufwerks zur Führung eines Bandtargets vorgestellt. Folien oder Bänder mit Stärken von wenigen μm sind als Lasertargets nicht gänzlich unbekannt. So werden z.B. durch Beschuss von Folien mit hochintensiven Laserpulsen auf der Rückseite Protonen erzeugt und via *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) auf viele MeV beschleunigt [Wil+01]. Ebenso kann die β -Strahlung, welcher Mensch und Elektronik im Weltraum ausgesetzt sind, im Labor mittels Beschuss von Aluminiumfolien reproduziert werden [Hid+17]. Hier wird ein Mechanismus vorgestellt, der die Nachführung eines derartigen dünnen Targets über lange Zeit und bei hoher Stabilität erlaubt und somit Langzeitexperimente möglich macht. Dies ist ein bedeutender Schritt für die praktische Anwendung von Laser-Plasma-Wechselwirkungen.

3.1 Motivation und Zielsetzung

Theoretische Arbeiten zur LWFA lassen die gewünschte Tabletop-Lösung zur Erzeugung von ultrakurzen Elektronenpulsen mit Energien im GeV-Regime zum Greifen nahe erscheinen. Experimente zeigen jedoch die Grenzen der einstufigen Beschleunigung auf (vgl. Abschn. 2.2.2). Abhilfe soll die Trennung von Injektion und Beschleunigung schaffen. In einer zweistufigen Anordnung wird mit der Vorstufe ein Elektronenpuls hoher Ladungsdichte erzeugt. Dieser soll zur Nachbeschleunigung in ein bekanntes, lineares Laser Wakefield injiziert werden. Die Selbstinjektion, die kaum aktiv gesteuert werden kann und die Hauptursache für die großen Fluktuationen der LWFA ist, wird somit unnötig. Das favorisierte Konzept mit der höchsten Priorität im Rahmen des SFB TR18 ist die Injektion von TSPA-Elektronen in einen LWFA-Nachbeschleuniger wie in Abb. 3.1 dargestellt. Die TSPA ist aus mehreren Gründen besonders geeignet:

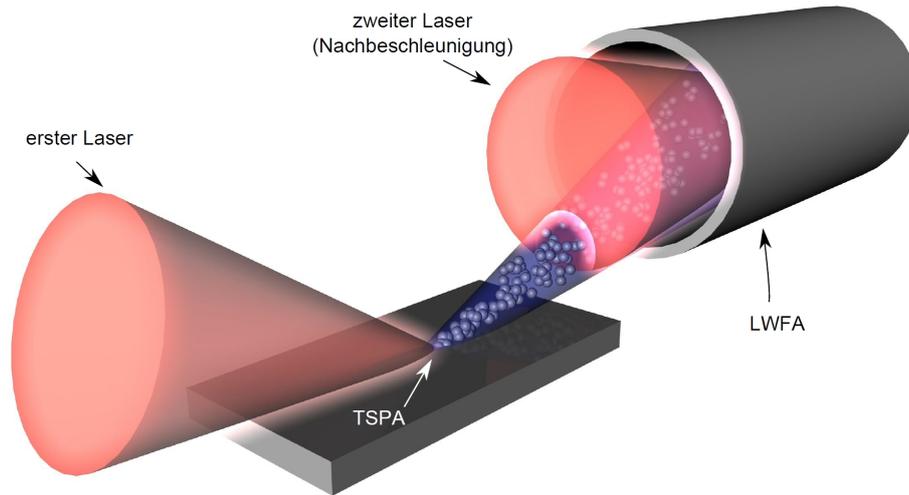


Abb. 3.1: Konzept zur experimentellen Umsetzung der Nachbeschleunigung von TSPA-Elektronen mittels LWFA. Die Divergenz des Elektronenstrahls verlangt nach einer kurzen Wegstrecke zwischen Quelle und Nachbeschleuniger. Aus [Kön13].

- Die Elektronenpulse strahlen kegelförmig ab und ihre Richtung variiert mit dem Einfallswinkel des Laserstrahls auf die Oberfläche. Dies ist relevant für die erfolgreiche Injektion in einen Nachbeschleuniger.
- Die Pulse weisen Ladungen zwischen 10 und 100 nC auf. Dabei besitzen viele Elektronen mit Energien bis zu 5 MeV bereits eine Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit.
- Die Elektronen weisen ein breites Spektrum auf. Dies hat auf Grund der verschiedenen Geschwindigkeiten einen *Chirp* zur Folge – schnelle Elektronen erreichen früher den Target-Bereich des Nachbeschleunigers als langsamere. Somit kann über ein entsprechendes Timing des zweiten Laserpulses eine bestimmte Elektronenenergie zur Injektion ausgewählt werden.

Wie aus Abb. 3.1 hervorgeht, ist ein kompaktes Target für die Nutzung der TSPA-Elektronen als Beschleunigervorstufe unabdingbar. Um die beiden Wechselwirkungsbereiche der Laserstrahlen möglichst nahe aneinander positionieren zu können, muss der erste Laser das Target nahe an der Kante treffen. Der zweite Laserstrahl erzeugt in einem unterkritischen Target – z.B. in einer Gaszelle – die LWFA. Sein Strahlengang darf nicht mit dem Festkörpertarget kollidieren. Mit einem üblichen Target kann daher nur der unmittelbare Randbereich verwendet werden. So sind mit einem runden 3"-Substrat etwa 120 Schüsse möglich, wenn die Schrittweite mit 2 mm

gewählt wird (vgl. Abschn. 3.2.1). Hier zeigt sich der entscheidende Vorteil des Bandtargets: Ein Band mit einer Länge von 20 m erlaubt insgesamt 10 000 Schüsse. Die Bandlänge ist nicht zu hoch gewählt: Das Magnetband einer Kompaktkassette mit 60 Min. Spielzeit weist bei einer Stärke von $16\ \mu\text{m}$ eine Länge von etwa 180 m auf.

Ein weiterer interessanter Aspekt ist der Abstrahlungswinkel der Elektronen beim Beschuss dünner Folien mit hochintensiven Laserpulsen. So deuten Simulationen darauf hin, dass auf der Rückseite ebenfalls Elektronen parallel zur Oberfläche beschleunigt werden [Psi+10]. Dieses Verhalten konnte auch im Zuge einer Masterarbeit am ILPP beobachtet werden [Kar12]. Dies böte für die Injektion in eine zweite Beschleunigerstufe zusätzliche Optionen bei der Ausrichtung der Laserstrahlen und Targets zueinander.

Das gesetzte Ziel dieser Arbeit im Rahmen des TR18 ist die Konstruktion eines kompakten Bandlaufwerks als Target für die Vorstufe eines mehrstufigen, laserbasierten Elektronen-Beschleunigers. Das Bandlaufwerk muss die Eignung besitzen, mittels Beschuss durch hochintensive Laserpulse zuverlässig und reproduzierbar TSPA-Elektronenpulse zu erzeugen. Zudem muss es sich in die bestehende Infrastruktur der Experimentier-Kammern des ILPP integrieren lassen. Das erste Teilziel sieht die Konstruktion des Laufwerks und die Auswahl eines geeigneten Targetbandes vor. In einem zweiten Schritt soll die Einsatzbereitschaft im Experiment an der Laseranlage PHASER untersucht werden. Im Anschluss waren Experimente zur Erzeugung von TSPA-Elektronen in der ARCTURUS Laseranlage vorgesehen. Als Fernziel ist die Implementierung der zweistufigen Beschleunigung mit dem Bandtarget als Vorbeschleuniger gesetzt.

3.2 Anforderungen an eine Bandtarget-Halterung

Der Halterung von Lasertargets kommt in Experimenten eine nicht unbedeutende, aber häufig unterschätzte Rolle zu. In der Regel werden höchstintensive Brennflecken durch das Zusammenspiel großer Strahldurchmesser und kurzer Brennweiten erzielt (vgl. Gl. 2.10). Rayleighlängen in der Größenordnung von $10\ \mu\text{m}$ sind üblich. Dies macht eine hochpräzise Halterung und Verfärbung der Oberflächen-Targets unentbehrlich. Darüber hinaus muss stets berücksichtigt werden, dass sämtliche Experimente der Laser- und Plasmaphysik zumindest im Hochvakuum stattfinden. Manuelle Optomechaniken erreichen die verlangte Präzision kaum. Als geeignet haben sich vakuumtaugliche, motorisierte Positionierungssysteme herauskristallisiert.

Im folgenden Abschnitt soll anhand am ILPP gängiger Methoden in aktuellen Experimenten erläutert werden, welche Eigenschaften ein kompaktes Laufwerk aufweisen muss. Im Anschluss wird die Auswahl des Targetbandes diskutiert. In einem weiteren Abschnitt wird die Versuchsumgebung in der vorgesehenen Experimentier-Kammer der ARCTURUS Laseranlage vorgestellt, in welche das Bandlaufwerk abschließend integriert werden sollte.

3.2.1 Substrate als Target: Status quo ante

In der Regel dienen am ILPP beschichtete oder reine Spiegelsubstrate aus Metall oder Glas in Laserqualität als Target. Sie werden zumeist unter einem Winkel von 45° mit hochintensiven Laserpulsen mit Rayleighlängen von etwa $20\ \mu\text{m}$ beschossen. Um mit einem rechteckigen Substrat Experimente durchführen zu können, wird für jede der drei Raumrichtungen ein motorisierter linearer Verschiebetisch benötigt. Damit wird das Target zum einen unter Laser-Einzelbeschuss mittels sogenanntem *z-Scan* auf μm genau in die Brennebene gefahren. Zum anderen dienen sie dem zeilen- und spaltenweisen Verschieben der Oberfläche zwischen den Laserschüssen. Je nach Abmessung des Substrats müssen dazu entsprechende Verfahrenwege ermöglicht werden. Ein optionaler Rotationstisch dient dazu, die Oberfläche gegen die optische Achse zu neigen, um die Auswirkungen des Einfallswinkels zu studieren. Werden runde Substrate gewählt, so kann ein linearer Verschiebetisch gegen einen weiteren Rotationstisch ausgetauscht werden. Dieser rotiert das Substrat von Schuss zu Schuss um einen voreingestellten Winkel und muss nach Vollendung einer Umdrehung parallel zur Targetoberfläche verschoben werden.

Ein Nachteil der genannten Positionierungssysteme ist eine nicht zu vernachlässigende Baugröße. Selbst der Innenraum der vergleichsweise großen *Achteckkammern* wird schnell von einem Targethalter dominiert. Sollen nun in einem Experiment sogar zwei Laserstrahlen auf zwei unterschiedliche Targets gelenkt werden und eine ausführliche Diagnostik stattfinden, dann ist jede Platzersparnis hochwillkommen. Darüber hinaus stellen eine Vielzahl von angetriebenen Achsen gemeinsam mit der computergestützten Steuereinheit einen gewissen Kostenfaktor dar.

In Belangen der Präzision wird am ILPP auf Positionierungssysteme vom Typ LIMES der OWIS GMBH gesetzt. Vertikal und horizontal ist ein Schlag von unter $4\ \mu\text{m}$ spezifiziert. Lediglich über lange Wegstrecken können die mit weniger als 100 bzw. $150\ \mu\text{rad}$ angegebenen Gier- und Nickwinkel zu einer Defokussierung in der

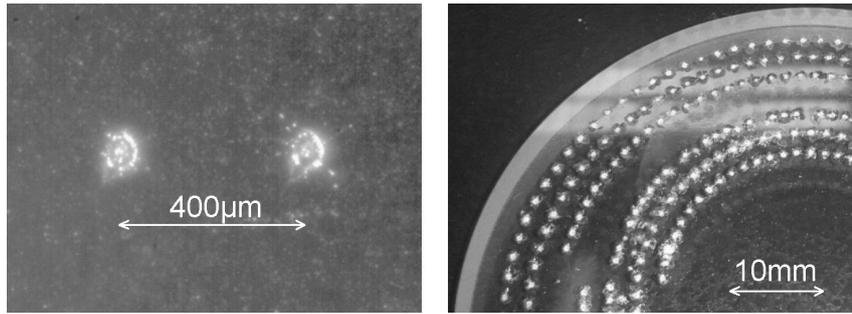


Abb. 3.2: Auswirkung der Laser-Plasma-Wechselwirkung an Oberflächen. **Links:** Eine $30\ \mu\text{m}$ starke Stahlfolie nach Beschuss mit Laserpulsen einer Intensität von etwa $10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$. Die Krater liegen $400\ \mu\text{m}$ auseinander. **Rechts:** Ein $3''$ -Glassubstrat weist nach Beschuss mit Intensitäten von etwa $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ deutliche Spuren von Ablation auf. Die Oberfläche muss zwischen den Schüssen um einen Bogen von $2\ \text{mm}$ rotiert werden.

Größenordnung einiger μm führen [OWI18]. Weniger präzise Verschiebetische des gleichen Herstellers weisen laut Datenblatt bereits etwa doppelt so hohe Werte auf. Das Substrat wird mittels Optikhalter mit den Verschiebetischen verbunden. Der Halter muss unbedingt einen planen Boden aufweisen und darf durch das Anschrauben nicht verzogen werden. Generell ist darauf zu achten, Substrate jeglicher Art nicht überambitioniert in ihren Haltern zu fixieren. Dies kann in einer Krümmung der Oberfläche resultieren. Werden diese Punkte berücksichtigt, dann fluktuiert die Lage des Substrat-Targets zur Brennebene von Schuss zu Schuss um nur wenige μm . Dieses Verhalten wurde am ILPP in Untersuchungen unter Verwendung eines Messtasters aus dem Hause HEIDENHAIN mit einer Genauigkeit unter einem μm sichergestellt.

Je nach Intensität kann durch den Beschuss mit Laserpulsen eine deutlich sichtbare Ablation an Oberflächen hervorgerufen werden. In Abb. 3.2 sind beispielhaft Aufnahmen von Kratern durch den Beschuss unterschiedlicher Intensität an Stahlband und Glassubstrat dargestellt. Laserpulse mit Intensitäten nahe $10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ erzeugen an dem Stahlband Krater mit einem Durchmesser von etwa $50\ \mu\text{m}$ (Links). Der Beschuss des Glassubstrats mit relativistischen Laserpulsen mit Intensitäten von etwa $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ hingegen resultiert in Kratern mit einem Durchmesser bis zu $2\ \text{mm}$. Damit ein folgender Schuss von einer derartigen Deformation unbeeinflusst bleibt, müssen demnach Verfahrenswege von $2\ \text{mm}$ in Kauf genommen werden [Kön13]. Somit ist die Oberfläche je nach Format schnell „aufgebraucht“. Sollen TSPA Elektronen aus dem Plasma in eine weitere Beschleunigerstufe injiziert werden, so kommen aus

Platzgründen nur jene vom Rand eines Substrats in Frage (vgl. Abschn. 3.1). Die Anzahl möglicher Schüsse bis zum umständlichen Austausch wird somit dramatisch eingeschränkt.

Festzuhalten bleibt, dass unter Verwendung von Substraten und motorisierten Positionierungssystemen eine reproduzierbare, stabile Lage in der Brennebene sichergestellt werden kann. Am ILPP bleibt die Fluktuation der Targetlage von Schuss zu Schuss deutlich unter der entsprechenden Rayleighlänge. Die hohe Präzision und das Format der Substrate gehen jedoch zu Lasten des verbleibenden Raumangebotes in der Experimentierkammer.

3.2.2 Auswahlkriterien für das Targetband

Ein Hauptkriterium bei der Wahl eines geeigneten Bandes ist die Reißfestigkeit. Reißt ein Band, so ist das Experiment zwangsläufig beendet. Der Rezipient muss belüftet und das Band erneut aufgespult werden. Dazu muss das Laufwerk höchstwahrscheinlich ausgebaut werden. Anschließendes Entlüften und Fokussieren nimmt wertvolle Zeit in Anspruch. Es muss bei der Anwendung von Laserpulsen mit Intensitäten über 10^{19} W/cm² auch darauf geachtet werden, welche Güte der Brennfleck besitzt. Weniger präzise polierte Parabeln beugen Teile der Strahlung zu einem langen, intensiven Strich in der Brennebene. Dieser kann zu dünne Folienbänder leicht durchtrennen.

Das Band muss eine geeignete Flexibilität aufweisen. Es darf bei der Translation keine irreversiblen Deformationen erleiden. Zu nennen wäre der Effekt, wie er z.B. bei Geschenkband auftritt, wenn dieses an einer Klinge entlanggezogen wird. Ähnliches widerfährt Aluminium (Al)-Folie, wenn sie über Kanten gespannt wird. Titanfolie oder Magnetbänder weisen eine hohe Flexibilität auf. Erstere wird am ILPP bereits mit einer Stärke von 5 μ m für die TNSA verwendet. Sie ist jedoch vergleichsweise kostenintensiv und neigt im Experiment zum Reißen. Magnetbänder stehen in der Hauptsache nur noch in Restbeständen und ungeeigneter Breite zur Verfügung. Es ist zudem ungewiss, wie der Kunststoffträger auf den Beschuss mit hochintensiven Laserpulsen reagiert.

Entscheidend für einen kompakten Aufbau ist die Breite des Bandes. Je schmaler das Band ausfällt, desto dichter kann der zweite Laserstrahl parallel dazu propagieren. Daher war es zunächst das Ziel, ein Band mit einer Breite von etwa 5 mm und einer Stärke von wenigen 10 μ m zu beschaffen. Obwohl Deutschland in den Augen

des Autors als das Land mit der am besten und am breitesten aufgestellten Industrie zur Metallverarbeitung zählt, ist dies durchaus kein leichtes Unterfangen. Die geforderten Spezifikationen stellen eine Nische dar, die viele Hersteller nicht bedienen. Auf eine Vielzahl von Anfragen wird auch von global agierenden Konzernen schlichtweg nicht reagiert. Die Abnahmemengen rechtfertigen in den Augen anderer nicht den Aufwand – selbst dann nicht, wenn die Kosten mangels Alternative zweitrangig werden.

Das aktuell verwendete Band stammt aus Restbeständen der H+S PRÄZISIONSFOILIEN GMBH. Dabei handelt es sich um ein sogenanntes *Präzisionslehrenband*. Die Abmessungen belaufen sich auf $50\text{ m} \times 6,5\text{ mm} \times 30\text{ }\mu\text{m}$. Der Werkstoff ist eine korrosionsbeständige Stahllegierung der Norm 1.4310. Das Band weist eine ausreichend hohe Flexibilität und eine Zugfestigkeit von $R_m \approx 1\,500\text{ N/mm}^2$ auf [HS 18]. Daraus folgt eine erlaubte Zugkraft von 292,5 N.

3.2.3 Versuchsumgebung im Labor

Das Einsatzgebiet des neuen, kompakten Targethalter sollte ursprünglich eine Experimentierkammer der ARCTURUS Laseranlage am ILPP in Düsseldorf sein. Im Idealfall stehen dem Experimentator an diesem System zwei Laserstrahlen mit jeweils etwa 200 TW Leistung bei einer Pulsdauer im Bereich von 25 fs zur Verfügung. Experimente zur mehrstufigen Beschleunigung sollen vorzugsweise in der Kammer stattfinden, in welcher bereits Experimente zur LWFA durchgeführt wurden.

Eine der bereits erwähnten Achteckkammern ist in Abb. 3.3 skizziert. Sie verfügt über Erweiterungselemente, um den Einsatz einer 15° -Off-Axis-Parabel (OAP) mit einer effektiven Brennweite von etwa 1000 mm zu ermöglichen. Der Brennpunkt befindet sich im Zentrum der Kammer. Auf einer Kammerseite parallel zur Strahlrichtung ist die Ankoppelung einer weiteren *Beamline* geplant. Darüber soll der erste Laserstrahl in die Kammer gelangen. Dieser dient der Erzeugung der TSPA-Elektronen. Der Strahl muss um das Zentrum der Kammer gelenkt werden, da dort die Targethalter platziert werden.

Für erste Experimente bietet sich eine Kombination aus zwei Umlenkspiegeln und einer 45° -OAP an. Der Strahl wird nach Eintritt in die Kammer umgelenkt und von der Parabel in das Kammerzentrum fokussiert. Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass sich für dieses Vorhaben eine kommerziell erhältliche Parabel mit einer effektiven Brennweite von 178,55 mm besonders eignet. Strahltaile und Rayleighlänge

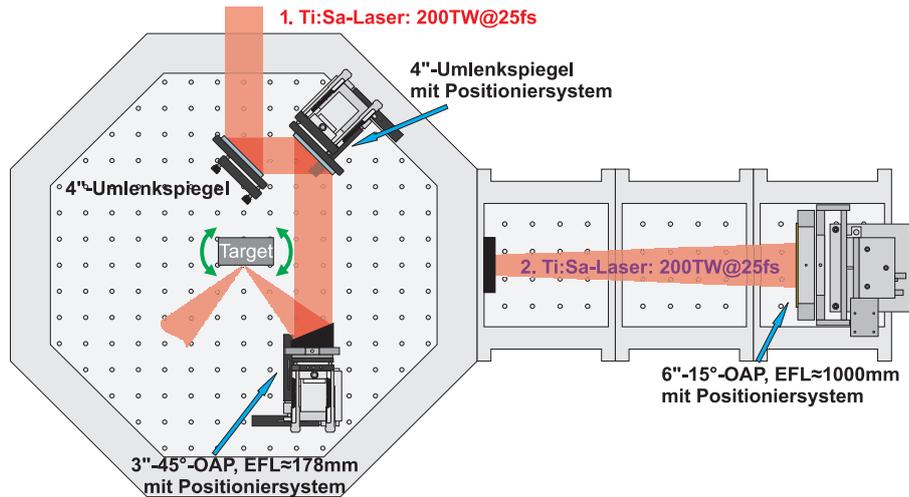


Abb. 3.3: Maßstabsgetreues Design zur Untersuchung der TSPA Elektronen. Mittels 45°-OAP werden Laserpulse mit einem Durchmesser von 67 mm fokussiert. Der Einfallswinkel wird über einen Rotationstisch am Targethalter variiert. Die linke Hälfte der Kammer bietet ausreichend Platz für Fokus- und Teilchendiagnostik. Der zweite Strahl wird für dieses Experiment nicht benötigt.

resultieren nach (2.10) und (2.9) in etwa 2,2 respektive 20 μm . Daraus resultieren Intensitäten von über $5 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$. Ein Rotationstisch am Targethalter ermöglicht die Variation des Einfallswinkels. Sämtliche Arbeiten – theoretisch als auch experimentell – zeigen deutliche Abhängigkeiten von letzterem bezüglich Intensität und Divergenz der Elektronenpulse. Für das Stahlband müssen diese Abhängigkeiten eingehend untersucht werden, bevor eine zweite Beschleunigerstufe realisiert wird. Die Grenzen des Einfallswinkels werden technisch durch Strahldurchmesser und Abmessungen von optischen Bauteile vorgegeben. Die linke Hälfte der Achteckkammer bietet ausreichend Raum für die Diagnostik von Laser- und Elektronenstrahlen.

Der Strahlengang für die LWFA ist über die 15°-OAP festgelegt. Daran muss sich das Design für die Erzeugung der TSPA-Elektronen orientieren. Üblicherweise wird für den effektivsten Einfallswinkel keine geeignete OAP kommerziell erhältlich sein. Es werden zwar vielfach 60°-OAP angeboten, jedoch wird eine äquivalente Brennweite dann vergeblich gesucht. Für jeden anderen Winkel oder das Bestehen auf die für Vorversuche verwendete Brennweite wäre eine Spezialanfertigung geboten. Die Kosten würden dem Nutzen nicht gerecht werden. Daher soll ein weiterer Umlenkspiegel den Aufbau erweitern. Über diesen lässt sich der Strahl schief auf die bereits genutzte 45°-OAP führen. Auf diese Weise können auch hohe Einfallswinkel bis $\theta \approx 75^\circ$ realisiert werden.

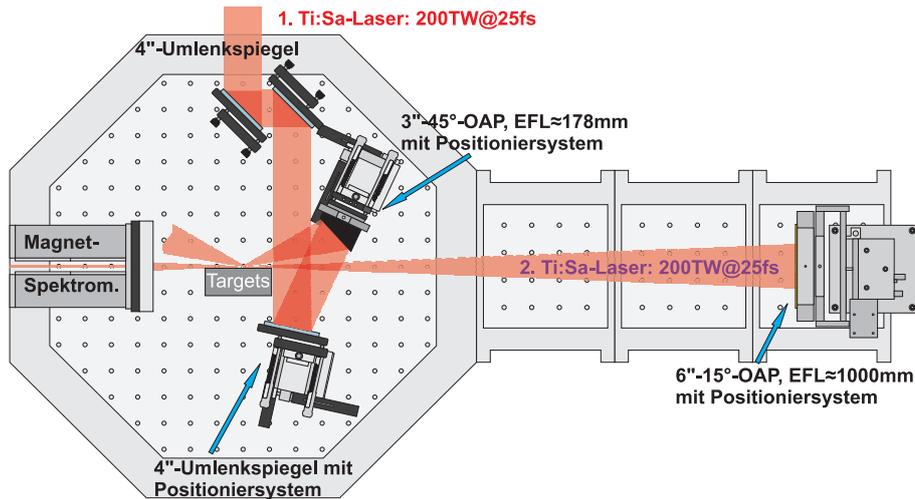


Abb. 3.4: Maßstabsgetreues Design der Strahlführung zur zweistufigen Beschleunigung via LWFA und injizierten TSPA Elektronen. Das Festkörper-Target wird vom ersten Strahl unter einem Winkel von 70° beschossen. Der zweite Strahl erzeugt eine Plasmawelle zur Weiterbeschleunigung der TSPA-Elektronen.

In Abb. 3.4 wird das Design der Strahlführung für $\theta \approx 70^\circ$ maßstabsgetreu wiedergegeben. Der noch freie Bereich in der Kammer muss weiterhin für Targethalter, Fokusdiagnostik und optionale weitere Diagnostik ausreichen. An dieser Stelle schlägt der große Strahldurchmesser des Lasersystems negativ zu Buche. Das Umlenken des Strahls um 90° erfordert mindestens 5"-Spiegel. Eher üblich und kommerziell erhältlich sind jedoch 6"-Optiken. Derart große Spiegel und entsprechende Halterungen sind unhandlich sowie auch platzraubend und zudem keine „Lagerware“. Vor diesem Hintergrund wird für den ersten Laserpuls vorgeschlagen, den Strahl via Irisblende auf einen Durchmesser von 67 mm abzuschneiden. Damit wäre der Einsatz von 4"-Spiegeln zum Umlenken und einer 3"-Parabel zwecks Fokussierung möglich. Diese sind ebenso wie entsprechende Halterungen kommerziell erhältlich und deutlich platzsparender. Der Leistungsverlust durch diese Maßnahme ist vernachlässigbar. Die Intensität des Laserpulses mit $w = 20$ mm ist bei $r = 33,5$ mm bereits auf 0,4% des Maximums gefallen. Zerstörerische Interferenz auf Grund der Beugung an der Blende ist im Experiment auszuschließen. Die erste Fresnelzone erreicht bei $z = a^2/\lambda \approx 1400$ m gerade den Strahldurchmesser. Somit steigt die Intensität auf der optischen Achse erst nach einigen 100 m auf ein kritisches Maß.

3.2.4 Zwischenfazit

In Abschn. 3.2.1 wurde gezeigt, dass der Einsatz motorisierter Positioniersysteme im Experiment bzgl. der Halterung von Substraten reproduzierbare Messungen erlaubt. Das Hauptaugenmerk bei der Anwendung eines Bandtargets wird also darauf gerichtet, dass die Bandlage von Schuss zu Schuss höchstens innerhalb der Rayleighlänge fluktuiert. Jedoch ist ein derart zuverlässiges und präzises Laufwerk in der Literatur nicht bekannt und es ist vor allem nicht kommerziell erhältlich.

Der Einsatz eines Bandtargets weist grundsätzlich entscheidende Vorteile gegenüber dem Betrieb mit einem Substrat auf:

- Ein Bandlaufwerk besitzt einen eigenen Antrieb, welcher das Band nach jedem Schuss entsprechend weiterzieht. Es muss lediglich in den Strahl und darüber hinaus in die Brennebene gefahren werden können. Zu diesem Zweck reichen zwei lineare Verschiebetische aus, wodurch der Platzbedarf des Targethalters verringert wird. Ein Rotationstisch ist auch hier optional.
- Je schmaler das Band ausfällt, desto kürzer ist die Distanz, die ein Verschiebetisch überwinden muss, um es aus dem Strahl zu bewegen. Dies wirkt sich direkt auf die notwendige Baugröße des Verschiebetisches aus und wiederum positiv auf den Platzbedarf des Targethalters.
- Im Experimentierbetrieb wird von Schuss zu Schuss lediglich das Band verfahren. Es müssen keine Verschiebetische angesteuert werden. Darüber kann die Schussfrequenz auf das Target erhöht werden. Auch ein kontinuierliches Spulen des Bandes während des Beschusses ist denkbar.

Das Hauptargument für den Einsatz bleibt zweifelsohne die in Abschn. 3.1 diskutierte Anzahl möglicher Schüsse auf ein Bandtarget, welche jene auf ein Substrat um zwei oder mehr Größenordnungen übersteigt. Dies ist die Voraussetzung für einen mehrstufigen Laser-Plasma-Beschleuniger als nutzbare Quelle für monoenergetische Elektronenpulse. Daher ist die Konstruktion eines präzise arbeitenden Bandlaufwerks von hoher Relevanz.

3.3 Konstruktion

Der motorisierte Target-Halter ist das Herzstück der Experimentierkammer. Es muss akribische Vorarbeit geleistet werden, damit die Funktion sichergestellt ist und keine

wertvolle Versuchszeit an der ARCTURUS Laseranlage verloren geht. Vor allem muss das Bandtarget unter Berücksichtigung der kurzen Rayleighlängen von etwa $20\ \mu\text{m}$ reproduzierbar in einer stabilen Lage gehalten werden. Bei der Auswahl sämtlicher Komponenten ist stets zu berücksichtigen, dass diese vakuumtauglich sind. Dabei ist in erster Linie nicht das Dahinscheiden eines Bauteils zu befürchten, sondern der dabei mögliche Kollateralschaden in der Vakuumkammer.

3.3.1 Antrieb und Bandführung

Für den Antrieb eignen sich sowohl Schrittmotoren als auch bürstenlose DC-Motoren. Bei ersterem kann via Steuersoftware leicht nachgehalten werden, um wie viele Schritte der Motor seine Welle in welche Richtung rotiert hat. Bei DC-Motoren muss zusätzlich ein Drehgeber verbaut werden, der die Rotation im Betrieb vermisst. Für das Bandlaufwerk wird ein Motor gesucht, der vor allem im Schrittbetrieb zuverlässig arbeitet. Eine hohe Winkelgeschwindigkeit ist nicht relevant. Ebendies wäre das Gebiet der DC-Motoren. Die Wahl für den Antrieb des Bandlaufwerks fällt auf einen Schrittmotor des Typs FAULHABER AM2224-RC-V-12-75. Dieser misst lediglich $36 \times 22\ \text{mm}$. Er bietet ein Drehmoment von $22\ \text{mNm}$ und 24 Vollschritte je Umdrehung. Mittels Übersetzung über zwei Zahnräder bedarf es somit 300 Vollschritte des Motors, um die aufnehmende Spule einer vollen Umdrehung zu unterziehen. Daraus resultiert wiederum eine Zugkraft am aufgespulten Band von maximal $14\ \text{N}$. Ein Reißen des beschriebenen Stahlbandes steht somit außer Frage. Die Zugkraft dürfte bezüglich der Zugfestigkeit sogar um eine Größenordnung erhöht werden.

Die Ansteuerung eines Schrittmotors kann je nach Anwendung beliebig kompliziert werden. Parameter wie Winkelgeschwindigkeit und -beschleunigung müssen sinnvoll festgelegt werden. Die Anzahl an Mikroschritten, in welche ein Vollschritt dividiert werden kann, spielt eine entscheidende Rolle bei der Laufruhe des Motors. Sämtliche Einstellungen können sich wiederum negativ auf das maximale Drehmoment auswirken. Die Steuerung des Bandlaufwerks wird über den Schrittmotor-Controller TRINAMIC TMCM-1060 realisiert. Dieser bietet eine USB-Schnittstelle zwecks Programmierung. Letztere wird über die umfangreiche Hersteller-IDE TMCL ermöglicht. Gemeinsam mit einer geeigneten Spannungsversorgung kann somit eine Stand-Alone-Lösung realisiert werden: Der Controller wird so programmiert, dass der Motor nach Eingang eines TTL-Signals, wie es in Laseranlagen zur Steuerung üblich ist, eine vorgegebene Anzahl an Mikroschritten rotiert.

Das Band soll in der Targetregion senkrecht zum Kammerboden verfahren werden. Somit wird der Platzbedarf des Bandlaufwerks in der Laserebene minimiert. Diese liegt parallel zum Kammerboden in einer Höhe von etwa 165 mm. Die Höhe lässt unter Einsatz von zwei Verschiebe- und einem Rotationstisch nicht mehr viel Spielraum. Daher sollen die beiden notwendigen Spulen aus Platzgründen oberhalb des Laufwerks liegen – so ist es auch von antiken Filmkameras oder -projektoren bekannt. Das Band wird von einer Spule zwischen zwei Seitenwänden geführt. Die Umlenkung hin zur Targetregion erfolgt über Gleitlager auf Rundstählen. Dies soll irreversiblen Verbiegen vorbeugen. Zwei federgelagerte Umlenkrollen sind vorgesehen, um das Band während und nach dem Verfahren zu straffen. Die finale Umlenkung in die Targetebene wird über ein Stahljoch realisiert. Dieses wird in geeigneter Position fest verschraubt und verspricht eine konstante Lage von Schuss zu Schuss.

3.3.2 Computergestützte Konstruktion

Ein kompaktes Bandlaufwerk verlangt auf Grund seiner vielen Bauteile nach einer computergestützten Konstruktion (engl.: Computer-Aided Design, CAD). Mit einer entsprechenden Einarbeitungszeit ersetzt CAD Zeichenblock und Bleistift. Einzelne Bauteile können virtuell nachgebessert und zu Baugruppen aneinandergesetzt werden. So wird sichergestellt, dass jede Durchführung auch über der geeigneten Gewindebohrung liegt. Ist das Resultat zufriedenstellend, so wird die Grafik automatisiert in eine technische Zeichnung überführt. Mittels CAD wird es darüber hinaus möglich, das gesamte Design der Experimentierkammer mit sämtlichen Komponenten digital zu erstellen. Der Platz innerhalb der Achteckkammer kann somit optimal ausgenutzt und Konflikte mit anderen Bauteilen im Vorfeld ausgeschlossen werden. Hersteller von Optiken, Haltern und Positionierungssystemen bieten in der Regel kostenfrei diverse CAD-Formate ihrer Produkte genau zu diesem Zweck an. Jedem angehenden Experimentalphysiker sei nahegelegt, sich schon früh mit diesem mächtigen Werkzeug auseinanderzusetzen.

Bis auf Motor, Gleitlager und Zahnräder müssen sämtliche Bauteile des Bandlaufwerks in den Werkstätten der HHU angefertigt werden. Alle technischen Zeichnungen wurden vom Autor entsprechend vorangegangener Überlegungen erstellt. Das Arrangement der Bauteile zu einer Baugruppe ist in Abb. 3.5 (Links) dargestellt. Die Abmessungen belaufen sich bezüglich Höhe und Tiefe auf 142×124 mm. An der breitesten Stelle, der Bodenplatte, misst das Laufwerk 50 mm. Auf Höhe der Spulen

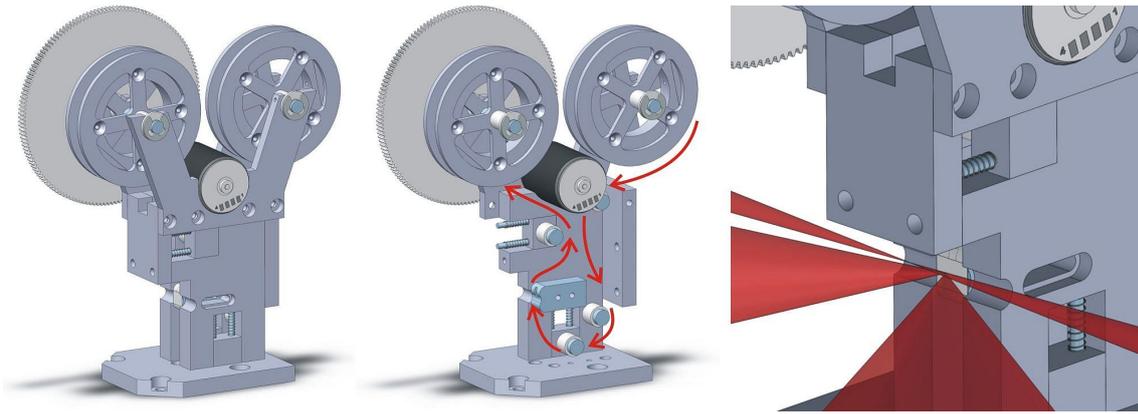


Abb. 3.5: 3D-CAD-Zeichnungen. **Links:** Baugruppe des konstruierten Laufwerks. **Mitte:** Rote Pfeile skizzieren die Bandführung in der halb geöffneten Anordnung. **Rechts:** Möglicher Strahlengang der beiden Laser.

beträgt dieser Wert etwa 37 mm. Die Innenwände weisen einen Abstand von 6,7 mm auf. Dadurch kann das 6,5 mm breite Band ungehindert, jedoch ohne zu viel Spiel durch das Laufwerk geführt werden.

Der Ort des Jochs ist dafür ausgelegt, dass das Band an der Drehachse eines Rotationstisches anliegt. Dies vereinfacht Messungen unter Variation des Einfallswinkels, da das Target nicht allzu weit aus der Brennebene wandert. Optional kann in die obere Wulst des Jochs noch ein Kanal gefräst werden. Dies könnte notwendig werden, sobald Laserschüsse die Rückseite des Bandes deformieren. Wesentlich dünnere Alufolie, welche zur Simulation der β -Strahlung planetarer Magnetfelder im Labor mit hochintensiven Pulsen beschossen wurde, wies im Anschluss Ähnlichkeiten mit einer Muskatreibe auf.

Der große Spulen-Durchmesser soll den relativen Unterschied des Umfangs beim Abwickeln minimieren. Darüber hinaus erlaubt er das schnellere Aufwickeln eines neuen Bandes. Dieses wird entsprechend Abb. 3.5 (Mitte) durch das Laufwerk gefädelt. Letzteres muss, etwas Geschick vorausgesetzt, zu diesem Zweck nicht aufgeschraubt werden, wie es die Grafik suggeriert. Die Wellen der Spulen laufen in Gleitlagern, welche mittels Gewindeschrauben am Laufwerk fixiert werden. Durch festeres Anziehen wird die Band liefernde Spule schwergängiger. Die so erhöhte Haft- und Gleitreibungskraft soll der Zugkraft des Motors entgegenwirken. Als Konsequenz und im Zusammenspiel mit den gefederten Umlenkrollen wird das Band gespannt.

Die rechte Grafik der Abbildung zeigt die Targetregion und mögliche, maßstabsgetreue Strahlengänge der beiden Laser. Die Aussparungen an den Seitenwänden des



Abb. 3.6: Fotografie des Bandlaufwerks vor dem eigenständig assemblierten Steuergerät. Änderungen zu Konstruktionszeichnungen werden im Text diskutiert.

Laufwerks ermöglichen es, den zur Targetoberfläche parallelen Strahl auch hinter dem Band propagieren zu lassen. Das Joch wird nur an der den Parabeln zugewandten Seitenwand befestigt. Die gegenüberliegende Wand kann daher noch modifiziert werden, um ein Gastarget näher an den Oberflächenfokus zu führen.

Das vollständig montierte Laufwerk mit aufgespultem Band sowie die Eigenbau-Steuereinheit sind in Abb. 3.6 zu begutachten. Im Gegensatz zu den technischen Zeichnungen wurde nach Absprache mit der Technik die Halterung der Spulen für den Prototyp umgestaltet. Anstelle der Gleitlager und der ambitionierteren Aufhängung finden zwei Platten zwecks Halterung Verwendung. Durch das Anziehen der Befestigungsschrauben wird Druck auf die Spulenwelle ausgeübt. Es stellt sich schnell heraus, dass die Wellen sehr präzise gearbeitet sein müssen, damit eine gleichmäßige Rotation überhaupt erst möglich wird. Neben der Lagerung wurden die Spulen selbst etwas grobschlächtiger gefertigt. Sie werden der Einfachheit halber nicht mit Sicherungsscheiben, sondern mit Wellensicherung an ihrer Position gehalten. Auf einer Spule finden 25 m des Stahlbandes Platz. Ein Vollschritt des Motors zieht das Band etwa 0,5 mm weiter. Somit wären bis zu 50 000 Einzelschüsse realisierbar, bevor ein neues Band aufgespult werden müsste. Aber selbst unter der Bedingung, dass das Band je Schuss im Mittel 2 mm weitergespult wird, wären immer noch 12 500 Schüsse möglich. Zur Erinnerung: das 3"-Glassubstrat in Abb. 3.2 lässt unter dieser Bedingung bestenfalls 120 Schüsse nahe der Außenkante zu.

Sollte einst ein wesentlich schmaleres Band eingesetzt werden, so kann ein Umbau schnell realisiert werden. Es müssen lediglich Spulen und Bodenplatte sowie die Platten an Stirn- und Rückseite angepasst werden. Schmalere Gleitlager sind kommerziell erhältlich oder können durch Zuschneiden realisiert werden. Der Motor ist mit einer Seitenwand verschraubt und liegt auf der anderen lediglich auf.

3.4 Experimente mit dem Bandtarget

Bevor das Band im Hochvakuum von hochintensiven Pulsen bestrahlt wird, müssen Ansteuerung sowie Bandführung und -lage eingehend untersucht und charakterisiert werden. Sind die Resultate zufriedenstellend, so kann das Bandtarget in der evakuierten Achteckkammer von PHASER im realen Laser-Einzelschussbetrieb getestet werden.

3.4.1 Untersuchung der Bandlage im Betrieb

Der wichtigste Aspekt bei der Beurteilung eines Bandtargets ist die Schuss-zu-Schuss-Stabilität der Bandlage. Die Auslenkung aus der Brennebene darf die Rayleighlänge nicht übersteigen. Die ursprüngliche Idee zur Messung der Bandlage bestand in der Umlenkung eines stark konvergenten Laserstrahls um 90° . Eine Auslenkung um einen μm ließe den Brennpunkt auf einem Kamerasensor um $\sqrt{2} \approx 1,4 \mu\text{m}$ wandern. Die Kamera mit der kleinsten Pixelgröße am ILPP ist vom Typ BASLER ACE ACA3800-14UM USB 3.0. Diese verwendet einen CMOS-Sensor mit einer Pixelgröße von $1,67 \times 1,67 \mu\text{m}^2$. Auslenkungen um mehrere μm können damit theoretisch aufgelöst werden. Erste Versuche scheitern jedoch an starken Interferenzerscheinungen und einer zu instabilen Strahllage. Die Abbildung der inkohärent beleuchteten Bandseite auf den Kamerasensor soll Abhilfe schaffen.

Versuchsaufbau und Methoden

Das Experiment zur Untersuchung der Bandlage ist in Abb. 3.7 (Links) schematisch dargestellt. Licht aus einem Halogen-Strahler wird nach Propagation durch eine Lochblende bestmöglich auf die Bandaußenseite fokussiert. Letztere kann dadurch mittels plankonvexer Linse kontrastreich auf den CMOS-Sensor abgebildet werden. Durch die 16-fache Vergrößerung entspricht eine Auslenkung von einem μm etwa 9,5 Pixelbreiten. Eine durch die Innenwände des Laufwerks eingeschränkte Bewegung

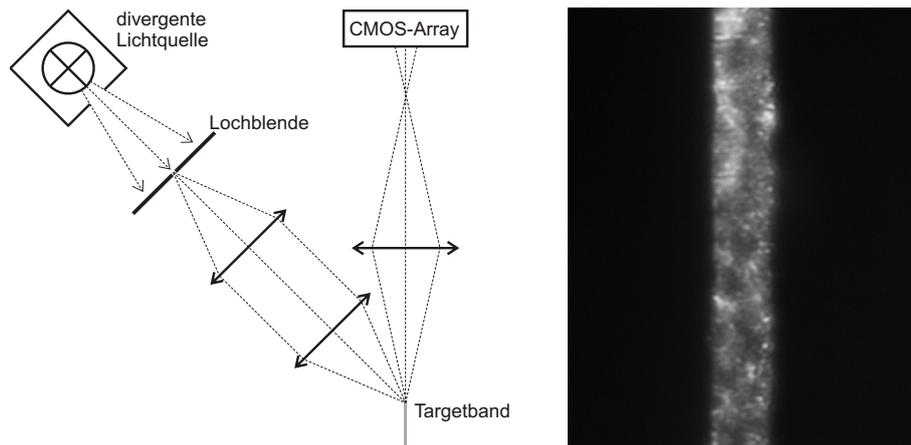


Abb. 3.7: Links: Schematische Skizze zur Versuchsanordnung. Mittels Lochblende und zwei konvexen Linsen wird das Licht eines Halogen-Strahlers bestmöglich auf die Bandaußenseite fokussiert. Letztere wird durch eine weitere konvexe Linse auf einen Kamera-Sensor abgebildet. **Rechts:** Typische Aufnahme der Bandaußenseite im Versuch.

zur Kamera hin oder von ihr weg hat keine Auswirkung auf die abgebildete Lage. Auch ist der Brennfleck trotz Lochblende ausreichend groß, um die Bandaußenseite jederzeit mit ähnlicher Intensität auszuleuchten. Die Kamera wurde derart ausgerichtet, dass das Band gerade parallel zu den Spalten des Pixel-Arrays läuft. Abb. 3.7 (Rechts) zeigt eine typische Aufnahme der Bandlage. Das Spulen von Schritt zu Schritt kann so live verfolgt werden.

Erste Beobachtungen zeigten, dass das Stahlband während einer Umdrehung zunächst nicht gleichmäßig über das Joch gespannt wurde. Das führte zu indiskutablen Auslenkungen über einen Bereich von bis zu $80\mu\text{m}$. Dabei traten besonders dramatische Ausschläge periodisch auf. Wird die Trägerspule zu straff eingespannt, so vermag der Motor es bei bestimmten Positionen nicht, das Band weiterzuziehen. Dies resultiert wiederum in Schrittverlusten. Als Ursache konnte schließlich der Rundstahl ausgemacht werden, der als Welle für die Spulen dient. Dieser war nicht präzise genug verarbeitet. Der variierende Querschnittsradius führt zu einer winkelabhängigen Reibung. Mit neu beschafften präziseren Rundstählen kann dieses Verhalten ausreichend eingeschränkt, jedoch nicht vollständig abgestellt werden.

Über die Software BASLER PYLON des Kamera-Herstellers können alle notwendigen Einstellungen zu Dynamik und Belichtungszeit vorgenommen werden. Einzelaufnahmen und Bilderserien mit definierbaren Zeitschritten werden laufend nummeriert beispielsweise im Tiff-Format abgespeichert. Dies ermöglicht bzw. vereinfacht eine

computergestützte Auswertung der gesammelten Daten. Zu diesem Zweck wurde mittels MATLAB ein Script zum Einlesen und Auswerten der Dateien programmiert. Zunächst werden die Werte aus der Matrix über alle Zeilen gemittelt und in einem Vektor gespeichert. Anschließend wird die Lage des Bandes bestimmt. Dazu werden die Stützstellen des Vektors jeweils vom ersten und letzten Eintrag hoch- bzw. runtergezählt, bis der Wert $(I_{max} + I_{min})/2$ überschritten wird. Somit wird die Bandstärke je Messreihe im arithmetischen Mittel mit etwa $30\ \mu\text{m}$ bestimmt, was der Herstellerangabe entspricht (vgl. Abschn. 3.2.2). Die Standardabweichung liegt jeweils unter $2\ \mu\text{m}$. Ausreißer weisen absolute Abweichungen von bis zu $\pm 3,5\ \mu\text{m}$ auf. Die Position der Bandmitte kann somit für jeden Schuss auf unter $\pm 1,75\ \mu\text{m}$ exakt bestimmt werden.

Bandlage im Einzelschuss-Modus

Der Einzelschuss-Betrieb wird das Verfahren sein, welches im späteren Experiment zunächst Anwendung finden wird. Mit der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Methode kann die Bandlage über eine Serie vieler Schüsse hinweg untersucht werden. Da der Schrittmotor nur zwischen zwei Schüssen läuft, sind Parameter wie Beschleunigung und Geschwindigkeit ausschlaggebend für die Laufruhe. Darüber hinaus läuft der Schrittmotor vibrationsärmer, wenn die Vollschriffe in Mikroschritte unterteilt werden. Jedoch wird das System durch eine hohe Anzahl von Mikroschritten anfälliger für die Reibungseffekte an der Spulenwelle. In diversen Messreihen hat sich herauskristallisiert, dass die Bandlage mit der Vorgabe von zwei Halbschritten je Vollschrift die höchste Stabilität aufweist. In Abb. 3.8 sind exemplarisch die Resultate von zwei Messreihen aufgetragen. Es wurden jeweils 100 Aufnahmen bei einer Umdrehung angefertigt. Auf der linken Seite ist der Betrieb mit Vollschriften und auf der rechten mit zwei Halbschritten abgebildet. Die kurz gestrichelten Graphen zeigen die jeweils ermittelte Lage der Bandvorder- bzw. rückseite. Dies ist auch in den folgenden Abb. 3.9 und Abb. 3.10 der Fall.

Zur Beurteilung der Laufruhe werden die Standardabweichungen σ ermittelt, welche den stärkeren Ausschlägen mehr Gewicht verleihen als die mittlere absolute Abweichung vom arithmetischen Mittel. Die Standardabweichungen deuten bei Verwendung von Halbschritten auf eine Verbesserung der Laufruhe von mehr als 30 % hin. Die maximale Abweichung vom arithmetischen Mittel verringert sich etwa von 19 auf $15\ \mu\text{m}$. Es hat den Anschein, als würde das Band in beiden Fällen zu negativen Werten driften. Dabei handelt es sich – auch entsprechend der im nächsten

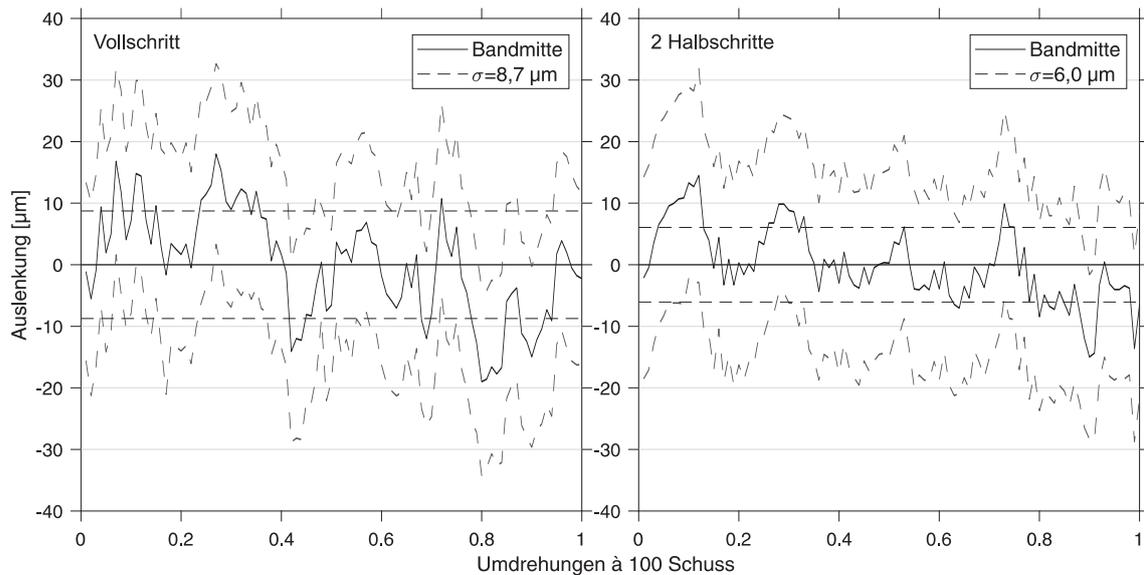


Abb. 3.8: Exemplarische Messungen mit unterschiedlicher Schrittsteuerung. Die kurz gestrichelten Kurven zeigen die Lage von Bandvorderseite- und rückseite. **Links:** Im Vollschrittbetrieb fluktuiert die Bandlage mit $\pm 20\ \mu\text{m}$ um den Mittelwert. **Rechts:** Der Betrieb mit zwei Halbschritten stabilisiert die Bandlage deutlich.

Abschnitt aufgeführten Resultate – vermutlich um eine Langzeitercheinung, die sich wieder umkehrt. Der Motor wurde in beiden Fällen mit der relativ geringen Geschwindigkeit von fünf Vollschritten pro Sekunde betrieben. Dies entspricht bei der Verwendung von zwei Halbschritten 10 Pulsen pro Sekunde (pps). Möglich sind in diesem Modus mehrere 100 pps.

Die besten Resultate konnten im Halbschritt-Betrieb bei einer Beschleunigung von 1 000 pps/s erzielt werden. Um die Reproduzierbarkeit sicherzustellen, wurden fünf weitere Messreihen zu jeweils 100 Schuss durchgeführt. Das Band wird jeweils über sechs Halbschritte gezogen, was einer Länge von etwa 1,2 mm entspricht. Die Messergebnisse sind in Abb. 3.9 zusammengefügt dargestellt. Die Bandlage fluktuiert wie auch in allen Messungen zuvor von Schritt zu Schritt. Darüber hinaus ist auch hier eine Langzeitdrift zu erahnen: Das Band wandert über die ersten 2,5 Umdrehungen der Spule zu positiven Werten. Anschließend geht der Trend zu negativen Werten, so wie es schon bei den Messungen zu Abb. 3.8 der Fall war. Insgesamt bleiben die Schwankungen moderat und liegen innerhalb der angestrebten Rayleighlänge von $20\ \mu\text{m}$. Die Standardabweichung beträgt $5,7\ \mu\text{m}$.

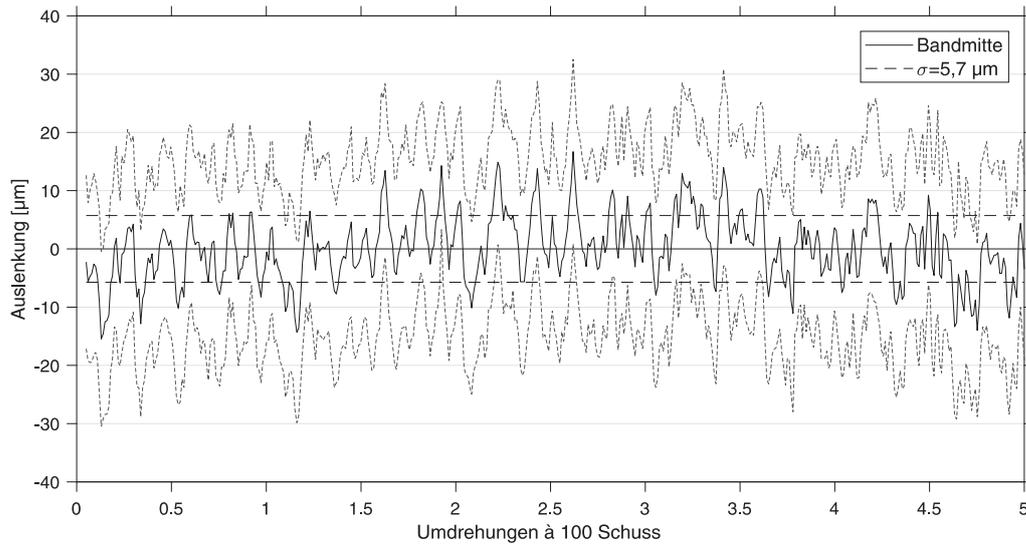


Abb. 3.9: Langzeitmessung im Halbschrittbetrieb. Es wurden fünf separate Messungen je 100 Schuss aneinandergesetzt. Die Stabilität der Bandlage bleibt auf einem Niveau.

Kontinuierlicher Betrieb

Für die spätere Anwendung des Bandtargets ist neben dem Einzelschuss-Betrieb auch ein fortlaufender Betrieb mit entsprechender Repetitionsrate von Interesse. Zum einen kann eine große Menge von Messdaten automatisiert gewonnen werden. Zum anderen könnte mittels der angestrebten zweistufigen Plasmabeschleunigung eine definiert gepulste Quelle für ladungsreiche, relativistische Elektronenpulse zur Verfügung gestellt werden.

Mit den bisher gefundenen optimalen Einstellungen des Bandtargets wird das Band mit 10 pps gespult. Daraus resultiert eine Bandgeschwindigkeit von etwa 2 mm/s. Damit wäre selbst bei der Erzeugung von Kratern wie in Abb. 3.2 (Rechts) der 1 Hz-Betrieb theoretisch möglich. Bei Beschuss mit weniger intensiven Laserpulsen wie jenen von PHASER wären sogar Repetitionsraten von 20 Hz umsetzbar. Abb. 3.10 stellt die Ergebnisse einer Messung bei kontinuierlich fortlaufendem Band und einer Bildwiederholrate von einem Hz dar. Dieser Betriebsmodus kann nicht zum Nachteil des Bandlaufwerks ausgelegt werden. Die Bandlage erscheint ebenso stabil wie bei der Einzelschuss-Messung. Dies wird gestützt durch eine ermittelte Standardabweichung von $5,9\mu\text{m}$ bei 120 Schüssen. Darüber hinaus ist die Drift nicht so prägnant wie bei vorangegangenen Resultaten. An dieser Stelle wird jedoch noch einmal deutlich, dass die Gleitreibung an der Spulenwelle bei der Rotation variiert.

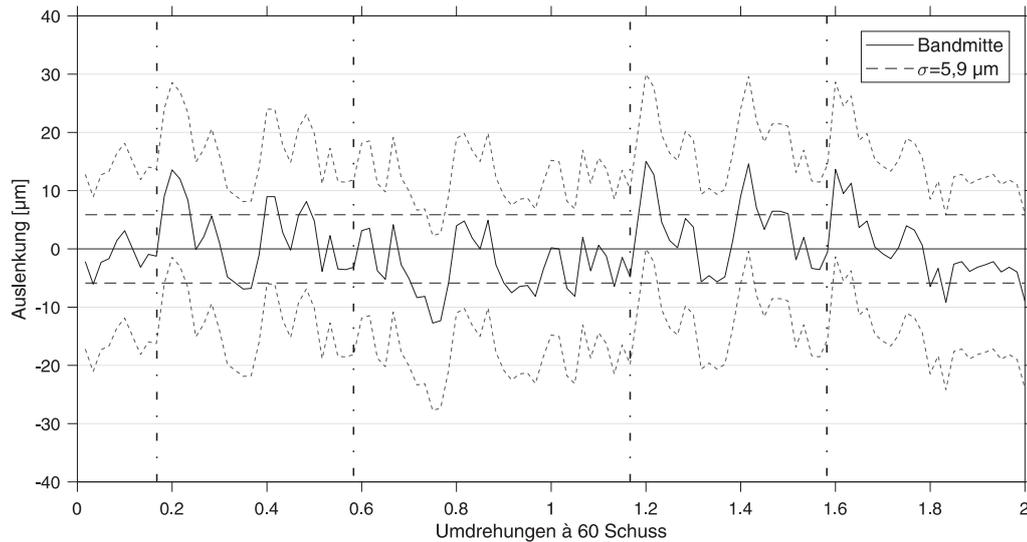


Abb. 3.10: Messergebnis bei kontinuierlich laufendem Band im Halbschrittbetrieb. Die Kamera erzeugt ein Bild/s. Die Bandlage weist eine ähnliche Stabilität auf wie im Einzelschuss-Modus.

Die Kurvenabschnitte zwischen den vertikalen Strichpunktlinien (ca. 0,2 bis 0,6 sowie 1,2 bis 1,6) weisen einen ähnlichen Trend auf. Dieses periodische Phänomen konnte vor allem zu Beginn der Untersuchungen häufig beobachtet werden.

3.4.2 Einschießen des Bandtargets mit PHaser

Bevor das Laufwerk seinen Weg in die Experimentierkammern der ARCTURUS Laseranlage findet, muss seine Einsatzbereitschaft unter realen Bedingungen bestätigt werden. Es muss sichergestellt sein, dass der Motor im Vakuum nicht überhitzt. Darüber hinaus muss der Beschuss des Bandes Resultate liefern, die mit jenen an Substraten vergleichbar sind. Geeignet erscheint in diesem Zusammenhang eine laufende Untersuchung zur nicht-relativistischen Elektronen-Beschleunigung bei der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Festkörperplasmen (vgl. Abschn. 2.2.2).

Lasersystem PHaser (Phase-stabilized Heine Laser)

Das Lasersystem setzt sich im Wesentlichen aus drei Komponenten zusammen: ein Seed-Oszillator mit CEP-Stabilisierung, ein Ti:Sa-Multipass-Verstärker mit CPA sowie eine Hohlfaser mit nachfolgendem Spiegel-Kompressor zwecks Selbstphasenmodulation (SPM). Ihr Zusammenwirken wird unter anderem in Abb. 3.11 schematisch dargestellt und im Folgenden erläutert.

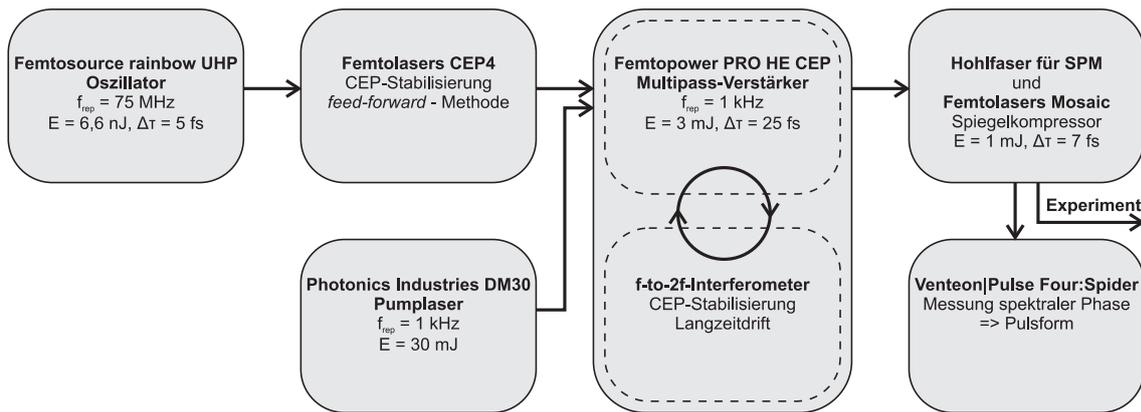


Abb. 3.11: Die relevanten Komponenten des Lasersystems PHASER. Ausführliche Erläuterung im Text.

Bei dem im Einsatz befindlichen Oszillator handelt es sich um einen FEMTOLASERS FEMTOSOURCE RAINBOW UHP mit *Kerr-lense modelocking* (KLM). Als Lasermedium fungiert ein Ti:Sa-Kristall. Dieser wird von einem Nd:YAG-Laser¹ im Dauerstrichbetrieb und einer mittleren Leistung von 7 W gepumpt. Durch die Bestrahlung mit intensivem Laserlicht kommt im Ti:Sa-Kristall der nichtlineare Kerr-Effekt zum Tragen. Das als gaußförmig angenommene Strahlprofil überträgt sich auf den intensitätsabhängigen Brechungsindex im Einflussbereich. Dabei bildet sich eine sogenannte *Kerrlinse* aus. Die optische Weglänge im Strahlzentrum wird länger als an den Rändern. Als Folge tritt die Selbstfokussierung der Laserstrahlung auf. Intensive Laserpulse, die im Resonator propagieren, werden somit stärker fokussiert als die weniger intensive Dauerstrich-Strahlung. Über eine Blende kann letztere geblockt werden. Ein weiteres Resultat des Kerr-Effekts ist die Selbstphasenmodulation (SPM). Die Intensität in ultrakurzen Laserpulsen ist zeitabhängig (vgl. Abb. 2.1). Somit wird auch der räumliche Brechungsindex eines Mediums zeitabhängig. Daraus resultiert bei der Propagation des Laserpulses im Kerrmedium die Verbreiterung des Spektrums durch SPM.

Der verwendete Oszillator besitzt eine Bandbreite von bis zu 340 nm. Die Phasenkopplung der longitudinalen Lasermoden erlaubt somit die Erzeugung von bandbreitenbegrenzten Pulsen mit einer Dauer von 5 fs. Bei einer gemittelten Leistung von über 500 mW und einer Repetitionsrate von 75 MHz beträgt die Pulsenergie über 6,6 nJ. Das Verfahren zur CEP-Stabilisierung entspricht einer *Feed-forward*-Methode nach [Kok+10; Lüc+12].

¹Nd:YAG: Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat

Das Kernstück der Laseranlage ist ein Verstärker des Modells FEMTOLASERS FEMTOPOWER PRO HE CEP. In diesem werden die ultrakurzen, CEP-stabilisierten Pulse des Oszillators in einem Ti:Sa-Kristall verstärkt. Die Energie für diesen Prozess liefert ein diodengepumpter Nd:YLF-Pumplaser² vom Typ PHOTONICS INDUSTRIES DM30-527. Dieser wird über einen Q-Switch mit einer Repetitionsrate von 1 kHz betrieben. Die Laserpulse werden auf 527 nm frequenzverdoppelt und besitzen eine Energie von 30 mJ.

Der Verstärker arbeitet nach dem Prinzip der CPA. In einem System aus Glas-Streckern erfahren die Pulse positive Dispersion und werden auf 10 bis 20 ps verlängert. Dadurch kann eine hohe Verstärkung gewährleistet werden, ohne optische Komponenten der Gefahr der Zerstörung auszusetzen. Die Laserpulse werden anschließend in einen Multipass-Verstärker eingekoppelt. Über hochreflektierende, konkave Spiegel werden die Laserpulse in das Lasermedium fokussiert. Die Spiegel sind gleichsam hochtransmittiv für die Wellenlänge der Pumpstrahlung, welche ebenfalls in den Ti:Sa-Kristall fokussiert wird. Alle Seed-Pulse transmittieren zunächst vier Mal durch den Ti:Sa-Kristall. Anschließend werden sie in eine schnell schaltende Pockelszelle abgelenkt, welche als Pulspicker fungiert. Sie ist derart geschaltet, dass nur etwa jeder 75 000. Puls passieren darf. Die Repetitionsrate beträgt nunmehr etwa 1 070 Hz. Die selektierten Laserpulse gelangen in einen akustooptischen programmierbaren dispersiven Filter (AOPDF), auch DAZZLER genannt [Tou97]. Im AOPDF wird im Gegensatz zu einem akustooptischen Modulator keine stehende akustische Welle erzeugt, sondern eine dynamische. Dadurch können die spektrale Phase und somit der Einfluss dispersiver Ordnungen auf den Laserpuls beeinflusst werden. Dispersionseffekte, die im Verstärkungsprozess für die spektralen Anteile verschiedentlich auftreten, werden somit kompensiert. Die Laserpulse werden nun vier weitere Male durch den Ti:Sa-Kristall fokussiert. Nach dem insgesamt achten Durchlauf wird der Strahl mittels Teleskopen aufgeweitet. Damit soll die Verstärkung der Pulse im Lasermedium bei den letzten beiden Durchläufen maximiert werden.

Nach dem Verstärkungsprozess sind die Pulse noch viele ps lang. Darüber hinaus besitzen sie ein deutlich schmaleres Spektrum. In einem Gitter-Kompressor bestehend aus zwei Transmissionsgittern in Littrow-Anordnung erfährt der Puls negative Dispersion und seine Dauer wird auf etwa 25 fs verkürzt. Die Pulsenergie beträgt nunmehr über 3 mJ.

²Nd:YLF: Neodym-dotiertes Yttrium-Lithium-Fluorid

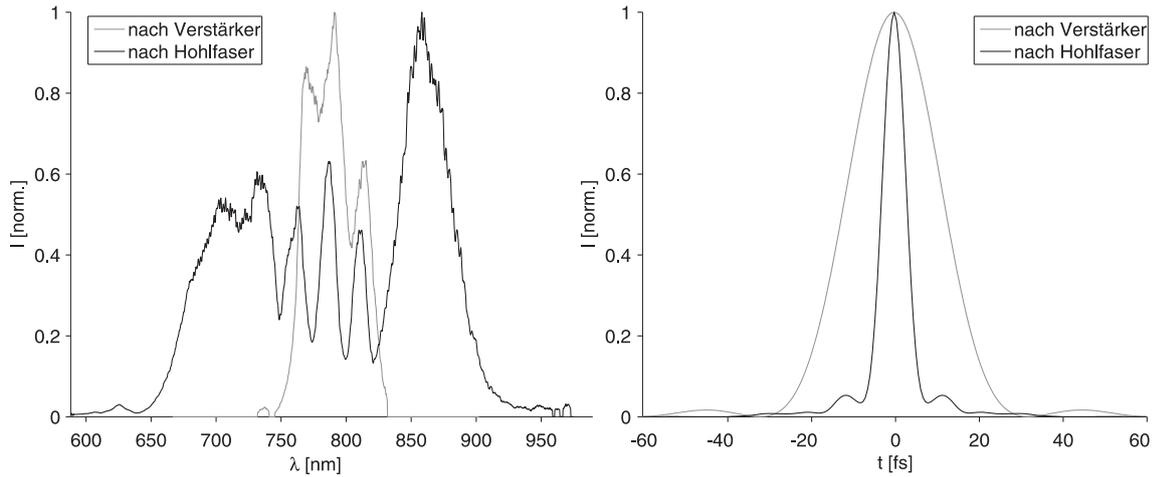


Abb. 3.12: Links: Gemessene Laserspektren nach Verstärker und Hohlfaser. Die Bandbreiten betragen etwa 72 nm respektive 240 nm. **Rechts:** Die entsprechenden bandbreitenbegrenzten Pulsformen mit etwa 25 fs und 6 fs FWHM.

Bevor die Laserpulse den Verstärker verlassen, wird ein Teil ihrer Energie über einen Strahlteiler und dispersive Spiegel in ein f -to- $2f$ -Interferometer umgeleitet. An dispersiven Spiegeln dringen verschiedene Spektralanteile unterschiedlich tief in die Oberflächenschichten ein, bevor sie reflektiert werden. Damit die positive Dispersion durch die Transmission durch Luft und optische Komponenten kompensiert werden kann, muss die Eindringtiefe bestenfalls eine lineare Funktion der Wellenlänge sein [Szi+94]. Durch die Kompensation und mittels Fokussierung erreichen die Laserpulse im f -to- $2f$ -Interferometer die höchste Intensität. Diese ist ausreichend hoch für SPM. Letztere ist notwendig, um das schmale Verstärkerspektrum für die Messung der CE-Frequenz zu verbreitern. Über einen elektronischen Regelkreis wird die CEP via Piezo am eingangs erwähnten Glas-Strecker eingestellt und stabilisiert.

Um ultrakurze Pulse im Regime weniger Zyklen erzeugen zu können, muss das Spektrum der verstärkten Laserpulse deutlich verbreitert werden. Abb. 3.12 zeigt ein gemessenes Spektrum nach dem Verstärker und die entsprechend bandbreitenbegrenzte Pulsform im Zeitraum (grau). Letztere folgt aus der Fourier-Transformation von Gl. (2.5) mit der spektralen Phase $\phi(\omega) = 0$. Die notwendige spektrale Verbreiterung der Laserpulse wird in einer mit Ne gefüllten Hohlfaser mittels SPM erreicht. Dazu wird über dispersive Spiegel die Dispersion an Luft und Ne derart vorkompensiert, dass die Pulse in der Hohlfaser kurz sind. Eine zusätzliche Fokussierung sorgt für ausreichend hohe Intensitäten. Brewster-Fenster vor und nach der Hohlfaser verringern den Anteil der senkrecht zum optischen Tisch polarisierten Strahlung.

Über einen Fangspiegel wird die Laserstrahlung wieder parallelisiert. Abschließend erreichen die Pulse den Spiegel-Kompressor FEMTOLASERS MOSAIC. Dieser kompensiert idealerweise die durch Hohlleiter, Fenster und Luft angefallene Dispersion. Mit einem Paar gegeneinander verfahrbarer Glaskeile können diesbezüglich Feineinstellungen vorgenommen werden. Ein typisches Spektrum der spektral verbreiterten Laserpulse sowie ihre bandbreitenbegrenzte Pulsform sind in Abb. 3.12 dargestellt (schwarz). Die Energie eines Pulses beträgt an dieser Stelle in der Regel etwa ein mJ. Der Strahldurchmesser beläuft sich auf $4w \approx 17$ mm.

Pulscharakterisierung mittels SPIDER

Die Pulsdauer und -form wird mit der Methode der *Spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction*, kurz SPIDER, ermittelt. Dieses Verfahren wurde 1998 von *C. Iaconis* und *I. A. Walmsley* entwickelt. Es erlaubt die Rekonstruktion der spektralen Phase. Folglich kann somit über Gl. (2.5) die Einhüllende des elektrischen Feldes rekonstruiert werden [IW98].

Am Institut steht für die Charakterisierung eine kommerzielle Diagnostik vom Typ VENTEON|PULSE FOUR:SPIDER zur Verfügung. Diese verwendet am Eingang ein Etalon, um drei „Kopien“ des Laserpulses zu erzeugen – die Reflexe an Vorder- und Rückseite sowie der transmittierende Puls. Die Reflexe laufen mit einem durch die Dicke des Etalons definierten zeitlichen Abstand τ auf dem ersten Arm des SPIDER. Der dritte Puls auf dem zweiten Arm erleidet in einem Glas-Strecker positive Dispersion und wird auf einige ps verlängert. Über einen Reflex am Glas-Strecker wird ein Teil dieses Pulses in ein Spektrometer geführt, um das Laserspektrum zu vermessen. In einem Beta-Bariumborat-Kristall werden die drei Pulse überlagert. Dabei erzeugt jeder kurze Puls mit einem jeweils anderen quasi-monochromatischen Anteil des langen Pulses ein SFG-Signal (engl. *sum-frequency generation*). Die Laserstrahlung und ihre SHG (engl. *second-harmonic generation*) werden an einer Irisblende blockiert. Die SFG-Pulse können passieren und erzeugen an einem weiteren Spektrometer ein Interferenzmuster mit einer variierenden Modulation. Die Rekonstruktion der spektralen Phase aus diesem SPIDER-Spektrum erfolgt über einen Algorithmus nach [IW99] und [TIK82]. Letzterer ist in der Hersteller-Software integriert, über welche unter anderem die zeitliche Pulsform in Echtzeit betrachtet werden kann.

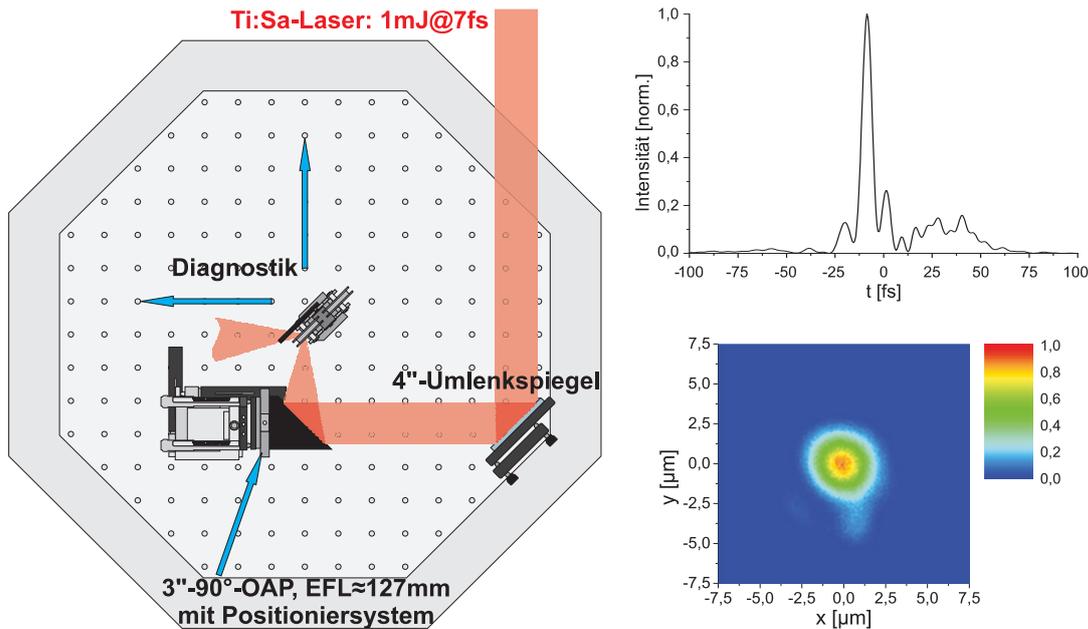


Abb. 3.13: Versuchsumgebung für Vorversuche mit dem Bandtarget. **Links:** Maßstabgetreue Darstellung des Strahlengangs in der Achteckkammer. Das Bandlaufwerk ist in den drei Raumrichtungen motorisiert positionierbar. Die Diagnostik wird im Text beschrieben. **Rechts oben:** Typischer zeitlicher Intensitätsverlauf des Laserpulses während der Messreihen. Die Pulsdauer beträgt etwa 7 fs. **Rechts unten:** Typischer Fokus mit gaußischem Profil.

Experimentierkammer

Die Laserpulse von PHASER stehen für Experimente in drei Hochvakuumkammern zur Verfügung. Die erste Kammer dient Experimenten an Edelgasen. Die zweite und dritte Kammer werden nach einem 3:1-Aufweitungsteleskop über eine Beamline versorgt. In beiden Kammern werden Oberflächentargets verschiedener Zusammensetzung beschossen. Das Bandtarget soll in der Achteckkammer eingeschossen werden. Diese dient häufig der Untersuchung von nicht-relativistischen Elektronen aus Laserplasmen und kann dem entsprechend mit vielfältiger Diagnostik ausgestattet werden.

Der Aufbau ist schematisch in Abb. 3.13 (Links) dargestellt. Um über möglichst viel Freiraum im Zentrum der Kammer verfügen zu können, gelangt der Strahl im 45°-Winkel durch die entsprechende Kammerplatte. Der nun $4w \approx 51$ mm messende Laserstrahl wird über eine 90°-OAP mit einer Apertur von 3" und einer effektiven Brennweite von 127 mm fokussiert. Die Fokusdiagnostik gelingt über die Abbildung auf einem außerhalb des Rezipienten montierten CCD-Sensor mittels Mikroskop-

objektivs von ausreichender numerischer Apertur. Nach Gl. 2.10 kann eine Strahl-taille von $w_0 \approx 2,5 \mu\text{m}$ erwartet werden. Im Experiment werden je nach Tagesform eher Fokusse entsprechend der Abb. 3.13 (Rechts unten) erreicht, die ein $w_0 \approx 3 \mu\text{m}$ aufweisen. Die Rayleighlänge beträgt somit im Idealfall nach Gl. 2.9 $z_R \approx 25 \mu\text{m}$. Dies ist ein ähnlicher Wert wie er für das geplante Ensemble für die Elektroneninjektion erwartet werden kann. Daher trägt die Bandlage auch ein vergleichbar hohes Gewicht bei der Reproduzierbarkeit von Schuss zu Schuss. Typischerweise erreichen die Kammer Pulse entsprechend Abb. 3.13 (Rechts oben) mit $\Delta t = 7 \text{ fs}$ und Energien von $\mathcal{E}_P \leq 1 \text{ mJ}$. Somit können auf der optischen Achse theoretisch Intensitäten bis zur Größenordnung $I_0 = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ erzielt werden.

In der Regel werden die Substrate unter einem Einfallswinkel von 45° beschossen. Für diesen Fall war in der Kammer Stand der Arbeit die Diagnostik ausgelegt. Bei letzterer handelt es sich um eine Röntgenspeicherfolie (engl.: *image plate*, IP), die mittels Al-Folie vor der Bestrahlung durch Laserpulse oder Laborlicht geschützt wird. Die relevanten Elektronen transmittieren durch diese Folie. Um die Richtung der Elektronenemission in der Ebene von Ein- und Ausfallswinkel zu untersuchen, werden Übersichtsaufnahmen angefertigt. Ein Al-Schild mit Spalt lässt nur die Bestrahlung der IP in dieser Ebene zu. Nach einer gewünschten Anzahl von Laserschüssen wird die IP in der Höhe verfahren und gibt so einen unbelichteten Bereich für weitere Schüsse frei. Mittels IP-Reader wird die IP ausgelesen. Die Elektronen regen beim Auftreffen metastabile Zustände an. Im IP-Reader rastert der Lesekopf eine Matrix über der IP ab. An jeder Stützstelle werden die metastabilen Zustände durch Bestrahlung mit rotem Licht in höherenergetische Zustände mit geringer Halbwertszeit überführt. Der folgende Zerfall resultiert in Emission von Licht im blauen Farbspektrum. Dieses wird gesondert detektiert. Seine Intensität ist ein Maß für die in der Stützstelle enthaltene Energie.

In der Achteckkammer wird mittels Turbomolekularpumpe ein Hochvakuum von etwa 10^{-6} mbar erzeugt. Dieses wird ebenfalls leicht erreicht, wenn sich das Bandtarget in der Kammer befindet. Es darf also davon ausgegangen werden, dass das Band und die Kunststoff-Bauteile nicht zu merklichen Verunreinigungen führen. Der Schrittmotor wird in diesem Experiment über den zuvor programmierten Controller in der Steuereinheit angesprochen. Ein TTL-Signal, welches einen Laserschuss auslöst, wird auch von dem Controller registriert. Mit einer zeitlichen Verzögerung, die den Laserpuls garantiert das Target erreicht haben lässt, wird das Band über zwei Halbschritte respektive $400 \mu\text{m}$ weiterspult.

Target-Platzierung in der Brennebene

Sobald mittels Fokusdiagnostik der bestmögliche Brennfleck eingestellt wurde, kann das Target in den Strahl gefahren. Die Brennebene ist in etwa bekannt und kann mit dem Positioniersystem angefahren werden. Anschließend wird das Target entlang der optischen Achse verfahren und auf jeder Position beschossen. Auf einem verfahrbaren Schirm erscheinen bei jedem Schuss in spekularer Richtung reflektiertes Laserlicht und seine SHG. Eine ebenfalls mittels TTL-Signal gesteuerter CCD-Sensor mit Objektiv filmt die relevante Region des Schirms. Die Erzeugung der SHG ist ein von der Intensität abhängiger, nichtlinearer Prozess. Folglich wird die Intensität dieser Strahlung mit Erreichen der Brennebene maximal. Um dieses Verhalten beobachten zu können, wird das fundamentale Laserlicht mittels Kantenfilter an der Propagation zum CCD-Sensor gehindert. Dieses Verfahren kann für das Bandtarget exakt so angewendet werden wie für Substrate. Die Brennebene kann mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 25\mu\text{m}$ angefahren werden.

Jeder Laserschuss erzeugt einen Krater im Band bzw. Substrat (vgl. Abb. 3.2). Wird das Target nicht bewegt, so trifft der folgende Schuss exakt den Krater. Dies resultiert in einem nicht messbaren SHG-Signal. Somit können im Einzelschussbetrieb eventuelle Motorausfälle oder Schrittverluste erkannt und behoben werden. Während der hier beschriebenen Experimente musste dieser Fall mutwillig herbeigeführt werden. Das Bandtarget verhielt sich darüber hinaus zuverlässig.

In Abb. 3.14 (Links) wird das Resultat eines z -Scans dargestellt. Das Diagramm unter der Grafik zeigt das Profil des Mittelwerts der ersten 100 Pixel am unteren Rand. Die Schrittweite betrug jeweils $20\mu\text{m}$. Die Intensität beträgt etwa $5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$. An jeder Position wurde die IP über fünf Laserschüsse hinweg mit Elektronen bestrahlt. Der Ausleseprozess ging unerwartet bereits bei $z_0 \pm 40\mu\text{m}$ in die Sättigung. Die Brennebene wurde im Vorfeld auf einer Position ermittelt, die dem achten Signalstreifen von links bzw. 1000 Pixeln entspricht. Bei einer gedachten Gaußkurve über den Pixeln bestätigt dies die oben genannte Genauigkeit.

Die Winkelverteilung der Elektronen soll an dieser Stelle wie auch im Folgenden nicht relevant sein. Sie wird eingehend in [Kle17] und [Kle+17] diskutiert. Der Vollständigkeit halber sind die Winkel der Elektronen gemessen von der optischen Achse des auftreffenden Strahls angegeben. Die Skalierung ist nichtlinear, da der Schirm schief zum Target steht. Der Winkel von 90° entspricht der Richtung der spekularen Reflexion des Laserstrahls.

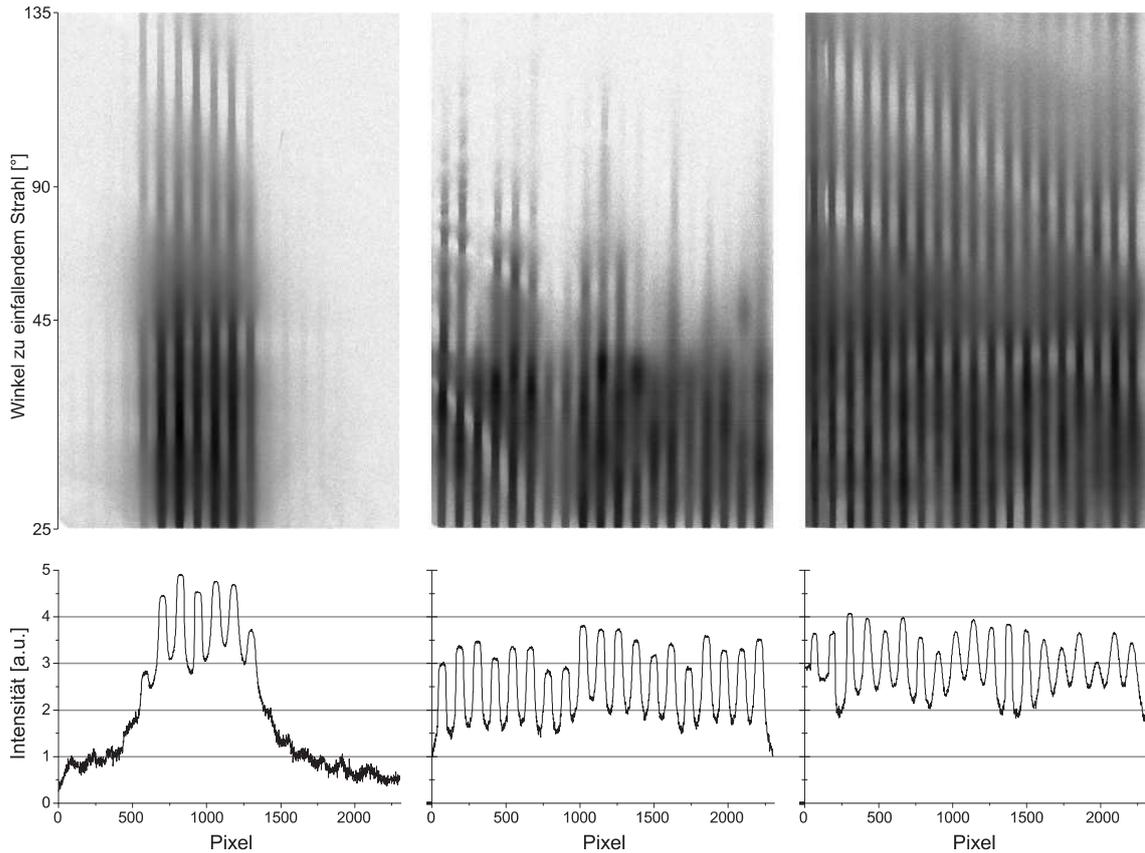


Abb. 3.14: Übersichtsmessungen von Elektronen aus einer Laser-Plasma-Wechselwirkung. Die obere Zeile zeigt Resultate der ausgelesenen IP. Für die mittlere Messung wurde eine andere IP verwendet. In der unteren Zeile ist jeweils der Mittelwert der ersten 100 Pixelzeilen beginnend bei 25° aufgetragen. **Links:** z -Scan mit einer Schrittweite von $20\mu\text{m}$ und fünf Schüssen je Bandposition. Nahe der Brennebene tritt Sättigung auf. **Mitte:** Einzelschüsse auf das Bandtarget im Fokus. **Rechts:** Einzelschüsse auf einen Al-Spiegel im Fokus. Die deponierte Energie bei großen Winkeln ist höher.

Vergleichende Messung von beschleunigten Elektronen nach Laserbeschuss

Im Folgenden werden die Resultate des Beschusses von Band und Substrat gegenübergestellt. Dazu wird die IP nach jeweils einem Laserschuss verfahren. Als Substrat diente ein Al-Spiegel von Laserqualität. Wohlgermerkt liegt die Schuss-zu-Schuss-Auslenkung seiner Oberfläche in der Größenordnung eines μm . Die Verteilung der Bandlage ist hingegen über einen Bereich einer Rayleighlänge zu erwarten. Darüber hinaus fanden die Messreihen an verschiedenen Tagen statt, da der Targethalter in der Achteckkammer entsprechend angepasst werden musste. Die Laserparame-

ter waren bei der Erzeugung von Pulsen im Sub-10 fs-Regime von Tag zu Tag nicht stets reproduzierbar. So schwankte die Pulsdauer im relevanten Zeitraum zwischen 6 und 7,5 fs. Die mittlere Strahlleistung vor Eintritt in das Vakuumgefäß variierte von 0,8 bis 1,1 W. Abb. 3.14 (Mitte) zeigt die Übersichtsaufnahme unter Verwendung des Bandtargets. Die Schwankungen der Signalstärke vor allem bei großen Winkeln können einerseits auf die Bandlage zurückgeführt werden. Andererseits schwankt die gemittelte Intensität der ersten 100 Pixel mit $\pm 15\%$ ebenso stark wie bei der Verwendung des Substrats in Abb. 3.14 (Rechts). Dies resultiert aus einer Schuss-zu-Schuss-Fluktuation der Pulsenergie. Es bleibt anzumerken, dass für die Einzelschuss-Messung am Bandtarget auf Grund einer Umbaumaßnahme eine abweichende IP Verwendung fand. Alle Aufnahmen haben gemein, dass die Linien mitunter stark verschmiert sind. Bei den abgebildeten Aufnahmen (Links) und (Rechts) kann ein ähnliches Muster ausgemacht werden. Es wurde im Anschluss festgestellt, dass die filternde Al-Folie leichte Falten aufwies. Dadurch lag sie nicht parallel zur IP. Da in der Folie zahlreiche Elektronen gestreut werden, ist ihr variierender Abstand zur IP ausschlaggebend für das unregelmäßige Verschmieren.

3.5 Zusammenfassung

Das neue kompakte Bandlaufwerk erfüllt voll und ganz die Zielvorgaben in Hinblick auf die Stabilität der Bandlage. Über den Einzelschuss-Modus hinaus erlaubt das Laufwerk einen kontinuierlichen Betrieb mit Repetitionsraten von mehreren Hz.

Die Fluktuation der Bandlage um den arithmetischen Mittelwert fällt geringer aus als die theoretisch erreichbare Rayleighlänge des geplanten Setups für die ARCTURUS-Laseranlage. Die Bandlage kann von Schuss zu Schuss um wenige μm variieren. Die Ursachen dieser Fluktuation sind nicht abschließend verstanden, zumal die federgelagerten Umlenkrollen stets unter Belastung standen. Daher muss im Idealfall stets ein Kräftegleichgewicht herrschen. Das Band sollte daher gleichmäßig über das Joch gespannt werden. Für den realen Fall ist in Betracht zu ziehen, dass das Zusammenwirken von gefederten Umlenkrollen und Reibungskräften an Band und Spulenwelle nicht zu einer konstanten Kräfteverteilung am Joch führt. Zudem ist die Erzeugung von Mikrofalten beim Fertigungsprozess oder Abwickeln über die Umlenkrollen nicht auszuschließen. Diese könnten eine konstante Translation verhindern. Die Ursache der im Einzelschuss-Betrieb beobachtete Langzeitdrift muss im Fertigungsprozess gesucht werden, sobald sie kein Zufallsprodukt ist.

Die Resultate der Vergleichsmessungen zeigen, dass das Bandtarget eine ernstzunehmende Alternative zu Substraten darstellt. Die Fluktuation fällt bezüglich kleiner Emissionswinkel der Elektronen nicht stark ins Gewicht. Die voneinander abweichenden Elektronenausbeuten bei großen Winkeln unterscheiden die Targets jedoch maßgeblich (vgl. Abb. 3.14 Mitte und Rechts). Die Auslenkung des Bandes innerhalb der Rayleighlänge sollte sich tatsächlich auf die Winkelverteilung der Elektronen auswirken. In [Kle17] wird dieses Verhalten durch Messungen belegt, bei welchen das Substrat aus der Brennebene verfahren wird. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass darüber hinaus die Oberflächenbeschaffenheit einen Einfluss auf die gesamte Elektronenausbeute ausübt. Mögliche Auswirkungen auf die Beschleunigung durch hoch relativistische Laserpulsen müssen gesondert untersucht werden.

Um die Fluktuationen der Bandlage weiter einzuschränken, sind folgende Maßnahmen in Betracht zu ziehen:

- Es wird mehr Laufruhe mit in Kunststoff-Gleitlagern geführten Wellen erwartet, so wie es im Entwurf für das Laufwerk vorgesehen war. Bei dem Prototyp wurden die Rundstähle zunächst zwischen zwei Al-Blechen gefasst. Dies führte zu starken Fluktuationen der Bandlage. Erst durch das Einlegen von Kunststoff-Schalen konnten die gezeigten Resultate erzielt werden.
- Alternativ kann die Welle der Trägerspule in Mikrokugellagern gefasst werden. Dies erfordert ein Abbremsen der Spule z.B. mittels Bandbremse oder federgelagertem „Bremsklotz“.
- Weiterhin kann ein Band von geringerer Stärke zu besseren Ergebnissen führen. Dieses ließe sich auf Grund der höheren Flexibilität reproduzierbarer über das Joch spannen. Die Stahllegierung der Norm 1.4310 erlaubt bei einer Stärke von 10 μm eine Zugkraft von gut 100 N. Ein Reißen im Bandlaufwerk ist daher undenkbar. Darüber hinaus kann in diesem Fall Material für 37 500 Schuss bei 2 mm Schrittweite auf die Trägerspule gewickelt werden.

Die Untersuchung der Eignung als Quelle für TSPA-Elektronenpulse konnte leider nicht untersucht werden, da die Förderung des SFB TR18 eingestellt wurde. Das Bandlaufwerk steht jedoch betriebsbereit zur Verfügung und kann auch für andere Experimente, die nach einer hohen Schusszahl und -rate verlangen, vorteilhaft eingesetzt werden.

4 Laserprofilformung mittels Axicon-Teleskop

Dieses Kapitel behandelt die Untersuchung von Konzepten zur Laserionisation als Teilprojekt des vom BMBF finanzierten Verbundprojektes zum Trojan Horse Effect (THE). Die experimentelle Umsetzung des THE wird motiviert durch die theoretischen Vorhersagen, Elektronenpulse von bisher unerreichter Emittanz zu erzeugen. Mittels PIC-Simulationen wurden normalisierte Emittanzen von $\epsilon_n \approx 4 \cdot 10^{-8}$ mrad kalkuliert [Hid+12]. Dieser Wert ist um zwei Größenordnungen kleiner als die Erwartungen in andere PWFA-Konzepte, wie z.B. beim FACET II am *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) [Jos+18].

Im folgenden Abschnitt werden die Zielvorgaben innerhalb des Teilprojektes benannt. In den weiteren Abschnitten werden die Methoden zum Erreichen derselben erläutert. Der Autor stellt mit dem Axicon-Teleskop ein Design vor, welches in der Physik ultrakurzer Laserpulse erstmalig in Erscheinung tritt. Es wird den Anforderungen des THE in hervorragender Weise gerecht, so dass eine praktische Realisierung in greifbare Nähe rückt.

4.1 Motivation und Zielsetzung

Die hochgesteckten Ziele des THE setzen ein harmonisches Zusammenspiel von treibendem Elektronenpuls und injizierendem Laserstrahl voraus, welches an sich bereits eine Herausforderung darstellt. Peinlichst genau müssen beide räumlich und zeitlich aufeinander abgestimmt werden. Von nicht geringerer Relevanz ist darüber hinaus eine definiert stattfindende Laserionisation.

Die PIC-Simulationen zum THE beruhen ausschließlich auf dem Einsatz eines Laserpulses mit gaußischem Strahlprofil und gaußscher zeitlicher Pulsform. Dies ist technisch nicht umsetzbar. Da der THE die Kollinearität von Laser- und Elektronenstrahl verlangt, muss der Elektronenpuls durch ein Loch in der letzten umlenkenden Optik des Laserstrahls propagieren. Dies führt unweigerlich zum Abschneiden der

intensivsten Anteile eines Gaußstrahls an der nicht-idealen Lochkante. Beugung und fehlerbehaftete Reflexion können sich schwerwiegend auf die Symmetrie des Laserstrahls im Bereich der Strahltaile auswirken (vgl. Abb. 2.2). Daraus resultiert ein asymmetrisches, völlig unbekanntes Ionisationsvolumen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist jener, durch die Fokussierung eine möglichst kleine Strahltaile zu erzeugen. Die normalisierte Emittanz ist proportional abhängig von der Quellgröße des Elektronenpulses und folglich auch von der Strahltaile [Hid+12]. Die Laserintensität soll dabei so gering wie möglich ausfallen, um die Elektronen keiner großen ponderomotrischen Beschleunigung auszusetzen (vgl. Abschn. 2.2.2).

Die Zielvorgabe für dieses Kapitel im Rahmen des Projektes ist die Entwicklung eines alternativen Konzeptes zur Strahlführung und einer kontrollierbaren Ionisation. Dabei soll auch berücksichtigt werden, dass Experimente mit ultrakurzen Laserpulse mit $\Delta t \approx 7$ fs ermöglicht werden. Diese Laserpulse müssen definierbar in kleine Brennpunkte fokussiert werden können. Von wesentlichem Interesse ist eine Ionisation, die jener eines fokussierten Gaußpulses in nichts nachstehen darf.

Mit Beginn des Projektes wurde eine Methode vorgeschlagen, die eine zeitlich und räumlich stark begrenzte Ionisation verspricht: das *Space-Time-Focusing* (STF) oder *Spatial and Temporal Focusing* [Zhu+05]. Dieses wird im folgenden Abschnitt erläutert und bzgl. seiner Tauglichkeit für den THE diskutiert.

Da das STF nach den angestellten Überlegungen für den THE nicht geeignet ist, wird die neuartige Verwendung eines Axicon-Teleskops zur Strahlprofilformung präsentiert. Dieses erzeugt ein ringförmiges Laserprofil, welches von einer Apertur in einem Umlenkspiegel unbeeinflusst bleibt. Der Einsatz eines derartigen Teleskops stellt ein Novum in der Physik ultrakurzer Pulse dar. Analytische Gleichungen zur Beschreibung des Strahlengangs nahe der Brennebene sind in der Literatur nicht bekannt. Es erfordert numerische Simulationen zur Lösung von Beugungsintegralen, um die Intensitätsverteilung nahe der Fokusregion zu ermitteln. Ihre Resultate sollen im Experiment verifiziert werden. Erst dann ist der notwendige Vergleich mit dem Gaußstrahl möglich.

4.2 Space-Time-Focusing

Ultrakurze Laserpulse besitzen entsprechend des Zeit-Bandbreiteprodukts nach Gl. (2.1) notwendigerweise ein breites Spektrum. Für das STF wird eine räumliche Tren-

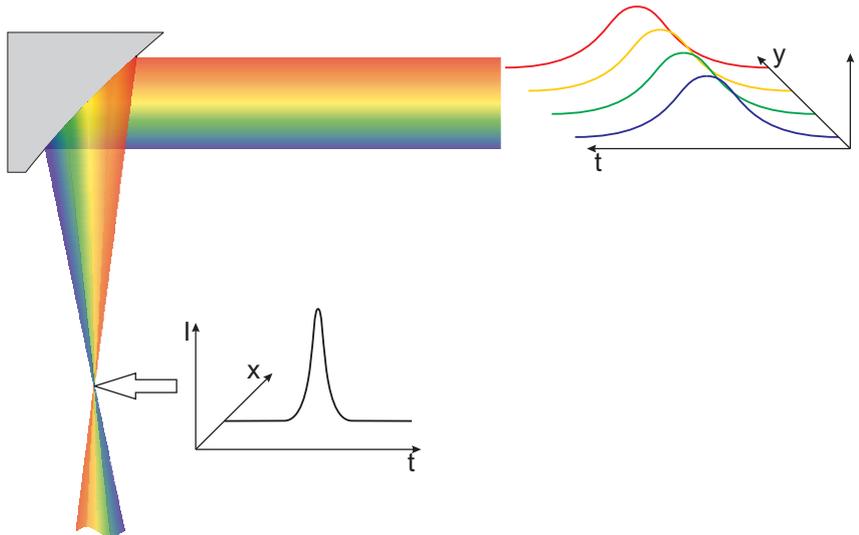


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der STF. Ein spektral aufgefächerter Laserpuls wird über eine Parabel fokussiert. Die Bandbreite ist an jedem Punkt des Strahlprofils kleiner als jene des Laserspektrums. Daraus folgt eine längere Pulsdauer. Im Brennpunkt werden alle spektralen Anteile überlagert. Die Pulsdauer wird minimal und folglich die Intensität maximal.

nung der Farbanteile des Laserpulses herbeigeführt. Daraus resultieren ein größeres Querschnittsprofil des Laserstrahls und längere Pulsdauern auf Grund schmalere Bandbreiten. Somit besitzt der Laserpuls bei der weiteren Propagation eine geringere Intensität. Die parallel zueinander verlaufenden Strahlen werden entsprechend Abb. 4.1 mittels Parabel in einen Brennfleck fokussiert. In der Folge interferieren die spektralen Anteile nahe der Brennebene zu einem ultrakurzen, hochintensiven Puls. Daraus folgt, dass auch nur nahe der Brennebene in einem kleinen Volumen um die optische Achse Ionisation stattfinden kann.

Die bekannten Mechanismen, das Licht einer Quelle derart in seine spektralen Anteile zu zerlegen, sind Beugung und Brechung. In beiden Fällen tritt negative Dispersion auf – kurzwellige Spektralanteile eilen den langwelligen voraus. Diese muss kompensiert werden, damit der Laserpuls im Brennpunkt seine kürzeste Dauer und somit höchste Intensität erhalten kann. Beide Verfahren werden im Folgenden auf ihre Tauglichkeit für das STF untersucht. Dazu werden die Trajektorien der spektralen Anteile in den entsprechenden Anordnungen simuliert. Über diese sogenannte *Raytracing*-Methode können mittels der analytischen Gleichungen der geometrischen Optik die Einfallswinkel und Ausfallswinkel und daraus resultierende optische Weglängen einzelner Strahlen bestimmt werden.

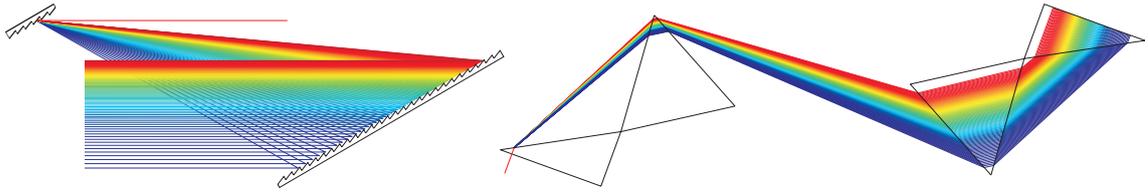


Abb. 4.2: Schematische Skizze exemplarischer Methoden der spektralen Auffächerung. **Links:** Beugung an zwei identischen Blazegittern. **Rechts:** Brechung an einem Ensemble von Prismen und Halbprismen.

4.2.1 Spektrale Auffächerung

Für den idealen Fall eines gaußförmigen Pulses gilt für die jeweilige FWHM der Intensität von Spektrum und Pulsform der Zusammenhang $\Delta\nu \Delta t \geq 0,44$. Sub-7 fs-Pulse bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 800$ nm, wie sie z.B. mit PHASER erzeugt werden können, verlangen somit nach einer Bandbreite in der Größenordnung von $\Delta\nu \geq 62$ THz. Zur besseren Anschauung: Das entspricht gemessen in Wellenlängen $\Delta\lambda \geq 134$ nm. Um den Effekt des STF auf Pulsdauer und Intensität auf der optischen Achse der zentralen Frequenz abzuschätzen, soll ein 7 fs-Puls mit einem gaußschen Intensitätsprofil aufgefächert werden. Die kleinste und größte beteiligte Frequenz werden dazu räumlich um zwei Strahldurchmesser respektive $8w$ getrennt. Dazwischen sind alle Frequenzen aufgereiht und ihre Gaußprofile überlappen entsprechend. Ihre Intensität auf der optischen Achse der zentralen Frequenz fällt mit dem Abstand zur selbigen. Das Spektrum wird dort entsprechend schmaler und resultiert in einer Pulsdauer von etwa 14 fs. Mit steigender Entfernung zu dieser Achse verlängert sich die Pulsdauer auf Grund des schmaler werdenden Spektrums. Die Fläche des Strahlquerschnitts steigt um den Faktor $1 + 8/\pi \approx 3,5$. Unter Berücksichtigung der längeren Pulsdauer sinkt die Intensität auf der optischen Achse in erster Näherung somit auf etwa 14 % des 7 fs-Pulses.

Auffächerung durch Beugung

Für die spektrale Aufspaltung eines Laserpulses eignet sich eine Anordnung aus zwei sogenannten *Blazegittern* mit identischer Gitterkonstante g . Das sind Reflexionsgitter mit sägezahnförmigen Stufenstrukturen, wie in Abb. 4.2 (Links) schematisch dargestellt. Unabhängig von dieser Oberfläche gilt die Gittergleichung

$$\sin\alpha + \sin\beta = k \cdot \frac{\lambda}{g} \quad (4.1)$$

mit Einfallswinkel α respektive β sowie der Beugungsordnung k . Die Winkel sind von der Gitternormalen in gleicher Richtung zu messen. Langwellige Anteile werden demnach stärker gebeugt als kurzwellige. Ein parallel einfallender Laserstrahl weist nach den Reflexionen an zwei parallel zueinander ausgerichteten Gittern wieder selbige Parallelität auf. Allerdings sind die spektralen Anteile bei der weiteren Propagation räumlich zueinander versetzt. Zusätzlich bestehen Laufzeitunterschiede zwischen den spektralen Anteilen. Die Strecken für langwellige Strahlung sind länger als jene der kurzwelligen.

Blazegitter sind besonders effizient für eine Beugungsordnung. Das ist dann der Fall, wenn Beugungs- und Einfallswinkel von der Stufennormalen aus gemessen identisch sind. Diese Bedingung kann nicht für alle Anteile eines breiten Spektrums zugleich eintreten. Die Effizienz wird daher über das Spektrum variieren. Mit einer nach *O. v. Littrow* benannten Anordnung kann die Effizienz noch weiter erhöht werden. Das Gitter wird dann so ausgerichtet, dass die erste Beugungsordnung parallel zum einfallenden Strahl zurückgebeugt wird. Für das aktuelle Vorhaben kann diese Anordnung für Reflexionsgitter nur annähernd Verwendung finden. Die Effizienz variiert für kommerzielle Gitter und das relevante Spektrum zwischen 50 und 90 % je Reflexion [New18]. Die restliche Leistung strahlt als Verlust in weitere Beugungsordnungen.

Mit einem Gitter-Kompressor kann auf kleiner Fläche eine Auffächerung der spektralen Anteile erzielt werden. Dies soll exemplarisch anhand eines Laserstrahls mit $w = 5$ mm und spektralen Anteilen von 600 bis 1 000 nm gezeigt werden. Die Auffächerung soll wie zuvor $8w$ betragen. Der Einfachheit halber wird der Laserstrahl senkrecht auf ein Gitter mit $g = 1/800$ mm gelenkt. Mit Gl. 4.1 kann für jeden spektralen Anteil der Ausfallswinkel und somit die weitere Trajektorie bestimmt werden. Ein zweites Gitter gleicher Gitterkonstante wird antiparallel zum ersten ausgerichtet. An diesem werden alle Strahlen wieder parallel zur ursprünglichen Laserrichtung gebeugt. Ein Abstand der Gitterebenen von 50 mm resultiert in der gewünschten Auffächerung. Die Gitteranordnung nimmt somit eine Fläche von 50×100 mm ein.

Auffächerung durch Brechung

Die Brechung von Strahlung tritt an jedem Übergang in ein neues Medium auf. Das nach *W. v. R. Snell* benannte Snelliussche Gesetz der Brechung lautet

$$n_1(\lambda) \sin\alpha_1 = n_2(\lambda) \sin\alpha_2. \quad (4.2)$$

Hier bedeuten $n_1(\lambda)$ sowie $n_2(\lambda)$ die Brechungsindizes der Medien und α_1 respektive α_2 Einfallswinkel- und Brechungswinkel. Der Brechungsindex im Vakuum ist gegeben mit $n_0 = 1$. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem Medium weicht von der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 ab. Sie variiert für Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge mit

$$c_{Med}(\lambda) = c_0/n_{Med}(\lambda). \quad (4.3)$$

Im relevanten Spektralbereich gilt für geeignete optische Gläser und Kristalle uneingeschränkt $n_{Med}(\lambda) > 1$.

Prominentestes Beispiel für die Dispersion von breitbandigem Licht ist das Prisma. Fällt ein kollimierter, polychromatischer Laserstrahl schief zu einer Oberfläche in ein Prisma, so werden sämtliche Spektralanteile zweifach gebrochen. Sie treten aufgefächert aus dem Prisma heraus und propagieren in unterschiedliche Richtungen. Mit einem zweiten Prisma gleicher Bauart können sämtliche Strahlen wieder kollimiert werden. Abb. 4.2 (Rechts) stellt das Zusammenspiel zweier Prismen dar. In diesem Beispiel wurden zusätzlich zwei Halbprismen eingesetzt. Prismen haben den Nachteil, dass die Strahlung unter einem Winkel einfallen muss. Am Prismenausgang verringert sich die Aufweitung dementsprechend. Über die Halbprismen lassen sich somit effizientere Kompressoren bzgl. der spektralen Auffächerung realisieren.

Die Winkel der Prismen werden so gewählt, dass Licht der zentralen Wellenlänge symmetrisch propagiert. Dies bedeutet, dass Eintritts- und Austrittswinkel gleich sind und die Strahlen im Medium parallel zur Grundseite fortschreiten. Zudem entspricht der Eintrittswinkel gerade dem sogenannten *Brewster-Winkel*. Das ist der Winkel, unter dem parallel polarisiertes Licht bei einer idealen Oberflächenbeschaffenheit zu 100 % transmittiert. Der Brewster-Winkel ist gegeben durch $\tan(\alpha_B) = n_1/n_2$.

Die Justage eines derartigen Systems aus Prismen ist sehr aufwändig. Es bedarf darüber hinaus entsprechenden Platz, wie am Beispiel von Prismen aus dem hochdispersivem Lanthan-Schwerflintglas LaSF9 gezeigt werden soll. Für eine Vielzahl von optischen Gläsern und Kristallen werden von Herstellern wie SCHOTT die sogenannten *Sellmeier-Koeffizienten* ($B_{1,2,3}$ und $C_{1,2,3}$) online zur Verfügung gestellt. Mit der Sellmeier-Gleichung

$$n^2(\lambda) - 1 = B_1 \cdot \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + B_2 \cdot \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + B_3 \cdot \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (4.4)$$

kann aus diesen der Brechungsindex in Abhängigkeit zur Wellenlänge ermittelt wer-

den. Damit wird es möglich, Brechungswinkel zu berechnen und die daraus resultierenden Trajektorien der diversen spektralen Anteile zu verfolgen. Um die spektralen Anteile eines Laserstrahls mit $w = 5 \text{ mm}$ auf $8w$ aufzufächern, werden Prismen mit einer Seitenlänge von 8 cm und einer entsprechenden Höhe von etwa 7 cm benötigt. Die beiden Prismen haben den Strahlengang betreffend einen Abstand von etwa 25 cm zueinander. Über einen Retroreflektor im Zentrum der Anordnung könnten im dargestellten Beispiel ein Prisma und ein Halbprisma eingespart werden und somit ein kompakterer Aufbau ermöglicht werden. Ein geringerer Justageaufwand ist dadurch nicht zu erwarten.

4.2.2 Kompensation der Dispersion

Die starke Auffächerung der spektralen Anteile hat gravierende optische Weglängenunterschiede zur Folge. Diese müssen beim Einsatz ultrakurzer Pulse penibel kompensiert werden. Dieses Unterfangen ist bei einer Spektralbreite von $\Delta\lambda \geq 134 \text{ nm}$ nicht trivial. In der Realität ist das Spektrum von Pulsen unter 10 fs weit von einer Gaußverteilung entfernt (vgl. Abb. 4.9). Um die zeitliche Pulsform dem *Fourierlimit* möglichst nahe zu bringen, darf die spektrale Phase daher auch an den Flanken keine schwerwiegenden Nichtlinearitäten aufweisen.

Dispersion durch Gitterbeugung

Für Gitteranordnungen wie in Abb. 4.2 kann die spektrale Phase zum Beispiel nach [Pre00] analytisch berechnet werden. Die optischen Weglängen $D_{\text{Gitter}}(\lambda)$ resultieren aus der Gittergleichung und Trigonometrie. Zusätzlich muss nach der Reflexion an den beiden Gittern der Phasensprung

$$\Delta\varphi = -2\pi a(\lambda) N \quad (4.5)$$

berücksichtigt werden. Die Variable $a(\lambda) N$ gibt die Anzahl von Gitterlinien zwischen den Auftreffpunkten von Strahlen der Wellenlängen λ_0 und λ an. Somit kann die spektrale Phase der Gitteranordnung berechnet werden mit

$$\varphi_{\text{Gitter}}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot D_{\text{Gitter}}(\lambda) - 2\pi a(\lambda) N. \quad (4.6)$$

Um sich der Größenordnung der Dispersion bewusst zu werden, wird an dieser Stelle die Dispersionskomponente D_2 herangezogen. Unabhängig von der Kenntnis der

spektralen Phase gilt für eine Anordnung aus zwei Gittern

$$D_2 = -\frac{d_0}{c_0} \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi c_0} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{g \cos\beta_0} \right)^2. \quad (4.7)$$

Diese Gleichung folgt aus der Überführung von $\varphi_{Gitter}(\lambda)$ nach $\varphi_{Gitter}(\omega)$ und der anschließenden zweifachen Differentiation nach ω . Die Rückführung in eine Abhängigkeit von der Wellenlänge resultiert in obiger Gleichung. Der Beugungswinkel der zentralen Wellenlänge β_0 kann aus der Gittergleichung gewonnen werden. Der Weg d_0 , den Strahlen mit λ_0 zwischen den Gittern zurücklegen, folgt aus dem Beugungswinkel und dem Abstand der Gitterebenen zueinander.

Für die exemplarische Anordnung in Abschn. 4.2.1 resultiert aus Gittergleichung und Gl. (4.7) der Wert $D_2 \approx -6,4 \cdot 10^4 \text{ fs}^2$. Zum Vergleich: LaSF9 weist bei 800 nm für einen Zentimeter Materialstärke $D_2 \approx 1,7 \cdot 10^3 \text{ fs}^2$ auf. Demnach müssten Laserpulse zwecks Kompensation durch etwa 38 cm Glas propagieren. Tatsächlich würden dann aber höhere Dispersionsordnungen diesen Versuch zunichtemachen. In Abschn. 4.3.5 wird exemplarisch die spektrale Phase aus einem System von Beugungsgittern und Kristalloptiken diskutiert.

Eine Kompensation kann nur über entsprechende Gitter-Strecker gelingen. Dazu ist jedoch eine perfekte 1:1-Abbildung vom ersten auf das zweite Gitter notwendig. Das führt zu größeren Weglängen für kurzwellige Strahlung. Die Justage von derartigen Streckern ist sehr aufwändig.

Dispersion im Prismen-Kompressor

Aus dem Konzept des Prismen-Kompressors, wie er zum Beispiel bei der CPA zum Einsatz kommt, lässt sich ein Aufbau zur Auffächerung der spektralen Anteile adaptieren (vgl. Abb. 4.2). Die langwelligen Anteile weisen im Glas größere optische Weglängen auf als kurzwellige. Im Vakuum zwischen den Optiken ist dies im abgebildeten Fall gerade umgekehrt. Die Laufzeitunterschiede im Vakuum vermögen es nicht, jene im Glas zu kompensieren. Als Folge tritt negative Dispersion auf.

Die spektrale Phase einer beliebigen Anordnung von Prismen kann über die Berechnung der optischen Weglängen $D_{Prisma}(\lambda)$ ermittelt werden (vgl. Abschn. 4.2.1). Sind die optischen Weglängen bekannt, so kann die spektrale Phase

$$\varphi_{Prisma}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot D_{Prisma}(\lambda) \quad (4.8)$$

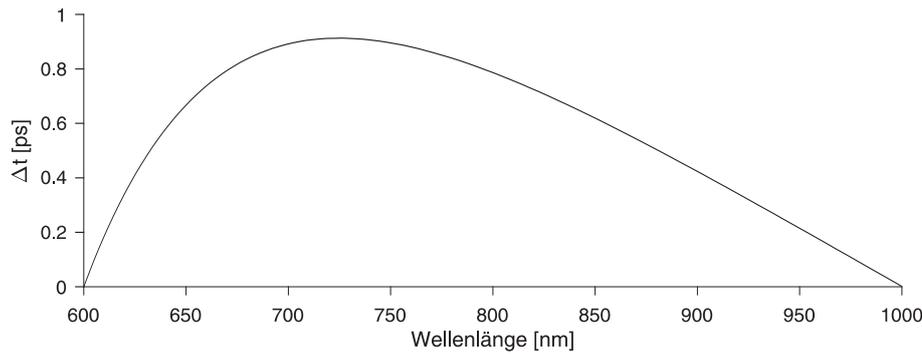


Abb. 4.3: Exemplarische Laufzeitunterschiede in Abhängigkeit der Wellenlänge für eine Prismenanordnung wie in Abb. 4.2 und zusätzlichem Glasblock aus LaSF9. Die Kompensation der Dispersion ist bei breitbandigen Pulsen nicht möglich.

bestimmt werden. In Abb. 4.3 sind zur besseren Anschauung die Laufzeiten durch ein System von Brewster-Prismen und entsprechenden Halbprismen gegen die Wellenlänge aufgetragen. Die Prismen-Anordnung entspricht jener aus dem zuvor gewählten Beispiel zur Auffächerung der spektralen Anteile auf $8w$. Zur Kompensation der negativen Dispersion dieses Kompressors wurde jedoch ein zusätzlicher Glasblock mit einer Stärke von etwa 50 mm bei der Berechnung berücksichtigt. Bei sämtlichen Gläsern handelt es sich um LaSF9. An diesem Exempel wird deutlich, wie nicht-trivial die Kompensation der Dispersion von breitbandigen Pulsen ist. Die Laufzeitunterschiede sind mit bis zu einer ps drei Größenordnungen von wünschenswerten Resultaten entfernt. Nun ist es möglich, aus vielen Dutzend Gläsern und unzähligen Konfigurationen Beispiele zu wählen. Jedoch ist es stets auch so, dass die Kompensation über ein sehr breites Spektrum gelingen muss. Prismen-Kompressoren dienen im Rahmen der CPA dem Zweck, die Dispersion von Spektren mit $\Delta\lambda \approx 50$ nm zu kompensieren. Bei sämtlichen untersuchten Gläsern und Prismen-Anordnungen konnte keine annähernd konstante spektrale Phase ermittelt werden. Dies gelang weder über eine Kompensation mit Gläsern oder Kristallen, noch mittels Überkompensation und Verwendung eines zusätzlichen Gitterkompressors.

4.2.3 Implementierung von STF im THE-Experiment

Die Auffächerung der spektralen Anteile gelingt ungeachtet der Dispersion mit beiden untersuchten Verfahren. Ein Gitter-Kompressor bietet den Vorteil eines kompakten Aufbaus. Allerdings geht bei jedem Reflex Energie verloren. Der Verlust variiert mit der Wellenlänge und beeinflusst das Spektrum nachhaltig. Derartige

Verluste sind beim Einsatz von Brewster-Prismen vernachlässigbar. Dafür fallen die Abmessungen eines Prismen-Kompressors deutlich größer aus. Die Justage erfordert in beiden Fällen höchste Präzision.

Die Strahlführung eines aufgefächerten Laserstrahls verlangt nach einem großen Raumangebot. Ausgehend von einem Gaußstrahl mit einer Gaußbreite von $w = 5$ mm hätte der aufgefächerte Strahl bei 40 mm Versatz der spektralen Anteile ein Strahlprofil von 60×20 mm (vgl. Abschn. 4.2.1). Für das Umlenken sind somit mindestens 3"-Spiegel und entsprechend große Elemente für den Rezipienten notwendig. Für einen kleineren Brennfleck kann w entsprechend vergrößert werden. Dann muss allerdings auch die Auffächerung entsprechend angepasst werden.

Die Pulsdauer, welche in der Brennebene erreicht werden kann, ist nach der Trennung der spektralen Anteile nur noch schwerlich zu bestimmen. Herkömmliche Methoden wie SPIDER benötigen zur Rekonstruktion der zeitlichen Pulsform in der Regel einen kollimierten Strahlausschnitt, in welchem sich das gesamte Laserspektrum widerspiegelt.

Eine weitere Untersuchung oder gar ein Einsatz von STF im Rahmen des THE werden zu diesem Zeitpunkt nicht empfohlen. Dies hat mehrere Gründe:

- Die Kompensation der Dispersion breitbandiger Laserpulse ist weder bei der Verwendung von Beugungsgittern noch bei der von Prismen, Halbprismen oder Glaskeilen mit einfachen Mitteln umsetzbar. Die negative Dispersion eines Gitter-Kompressors kann nicht über Glas kompensiert werden. Dies erfordert hochkomplizierte Gitter-Strecker wie z.B. nach dem Öffner-Prinzip. Für den Prismen-Kompressor besteht eine ähnliche Problematik. Es ist nicht auszuschließen, dass es über eine Kombination verschiedener Verfahren und dem Einsatz speziell gefertigter dispersiver Spiegel gelingt, 7 fs-Pulse spektral aufzufächern. Der Aufwand ist bzgl. des THE jedoch in Frage zu stellen.
- Speziell beim THE soll das Ionisationsvolumen auf der Trajektorie des Elektronenpulses liegen. Das Spektrum der Laserpulse, die über einen Spiegel mit Loch auf diese Achse umgelenkt werden müssen, erleidet im Bereich der zentralen Wellenlänge empfindliche Verluste. Dies wirkt sich auch auf die Form des Spektrums aus und somit auf den zeitlichen Verlauf des Laserpulses.
- Weiterhin darf angenommen werden, dass die Ionisation keine Rotationssymmetrie bzgl. der optischen Achse aufweist. Die Strahlen verschiedener Fre-

quenzen laufen in einer Ebene zusammen und wieder auseinander. Bei hohen Intensitäten ist anzunehmen, dass das Ionisationsvolumen die Form einer Krauwattenschleife, der sogenannten *Fliege* annimmt.

4.3 Strahlprofilformung mit Axicon-Paaren

Die Tatsache, dass STF in mehrerlei Hinsicht ungeeignet für ein THE-Experiment ist, erfordert die Suche nach erfolgversprechenderen Methoden abseits eines Gaußstrahls. Während der Untersuchung der STF wurde ein Paar Keile aus optischem Glas in Betracht gezogen, um die Strahlen durch Brechung chromatisch aufzufächern und anschließend wieder zu parallelisieren. Die Zielvorstellung war, die negative Dispersion so gering wie möglich zu halten. Die Kompensation scheiterte stets bei einer zu großen Auffächerung. Wenn jedoch auf letztere verzichtet wird, eröffnen sich neue Möglichkeiten: Die Seitenansicht eines Keils ist nichts anderes als eine Hälfte des Querschnitts einer konisch geschliffenen Linse. Letztere wird gemeinhin als Axicon tituliert [McL54]. Mit Axicons kann ein Laserstrahl zu einem Ring geformt werden.

4.3.1 Axicon-Teleskop

Im Rahmen dieser Arbeit sollen kegelförmige Axicons als konvex bezeichnet werden und darüber hinaus existierende Axicons mit kegelförmigem Ausschnitt als konkav (vgl. dazu Abb. 4.5). Der relevante Parameter ist der sogenannte *Axicon-Winkel* α_A . Er definiert den Winkel zwischen der planparallelen Seite des Axicons und der Steigung des Konus, wie in Abb. 4.4 skizziert.

Trifft ein sichtbarer Gaußstrahl mit der Gaußbreite w und ebenen Wellenfronten kollinear zur optischen Achse auf ein konvexes Axicon, so werden die Strahlen rotationssymmetrisch zur optischen Achse hin gebrochen. Nachfolgend überschneiden sich die Strahlen und erzeugen als Resultat ein sogenanntes *Besselprofil* [HW91]. Besselstrahlen sind auf Grund ihrer Eigenschaft, frei von Beugung zu propagieren, Gegenstand aktueller Forschung. Für die vorliegende Arbeit soll diese Tatsache nicht weiter von Belang sein. Bei der weiteren Propagation entfernen sich die Strahlen wieder von der optischen Achse. Der Strahl ist dann quasi-divergent – nach der Brechung laufen Strahlen, welche in einer Fläche (gelb eingezeichnet) um die optische Achse lagen, parallel zueinander weiter. Dadurch entsteht nach dem Bessel ein Ringprofil. Wird ein konvexes Axicon mit gleichem α_A im divergierenden Strahl

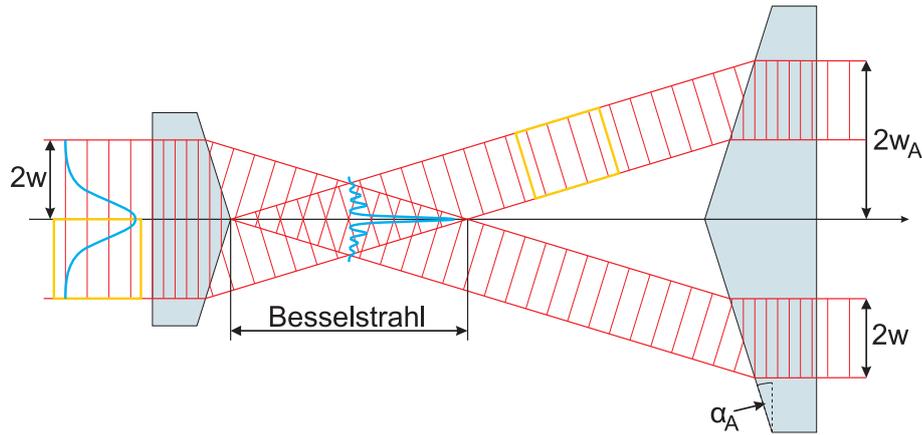


Abb. 4.4: Schematische Skizze des Axicon-Teleskops. Die Strahlen eines von links eintreffenden Gaußstrahl werden an der konischen Seite des Axicons zur optischen Achse gebrochen. Bei der Überlagerung interferieren sie zu einem Besselstrahl. Anschließend entfernen sie sich von der optischen Achse. Ein zweites Axicon mit gleichem Axicon-Winkel α_A kollimiert die Strahlen zu einem Ringstrahl. Nach [WSH14].

positioniert, so kann die Divergenz des ursprünglichen Gaußstrahls wiederhergestellt werden. Voraussetzung ist, dass sich entweder die planparallelen oder die konischen Seiten gegenüberstehen. Der Laserpuls propagiert anschließend weiterhin mit einem Ringprofil. Dieses wird nach dem prominenten Gebäck aus Übersee auch als *Donut* bezeichnet. Die Stärke des Rings entspricht dabei dem Radius des fundamentalen Gaußstrahls $R_G = 2w$. Der Radius des Ringprofils wird daran angelehnt mit $R_A = 2w_A$ notiert. Die beiden Axicons bilden ein Linsensystem, welches im Rahmen dieser Arbeit als *Axicon-Teleskop* bezeichnet werden soll.

In Abb. 4.5 sind die Strahlengänge bei konvexem (oben) und konkavem (unten) Axicon unter Berücksichtigung der Dispersion skizziert. Im Falle des konkaven Axicons überschneiden sich die Strahlen nicht auf der optischen Achse. Es wird jedoch ein ähnliches Ringprofil erzeugt. Die Besonderheit beim Einsatz des konvexen Axicons ist allerdings, dass die intensiven, zentralen Anteile des Gaußstrahls auf den Randstrahlen des resultierenden Rings verteilt sind. Vor- und Nachteile der abgebildeten Teleskope mit konkaver und konvexer Eingangslinse werden in einem folgenden Unterabschnitt diskutiert. Was an dieser Stelle jedoch festgehalten werden soll und vor allem anhand der Abb. 4.4 deutlich wird: Die optische Weglänge aller Strahlen einer Wellenlänge durch das Teleskop ist konstant. Daher ist zu erwarten, dass ein Laserstrahl mit annähernd ebenen Wellenfronten diese Eigenschaft beibehält.

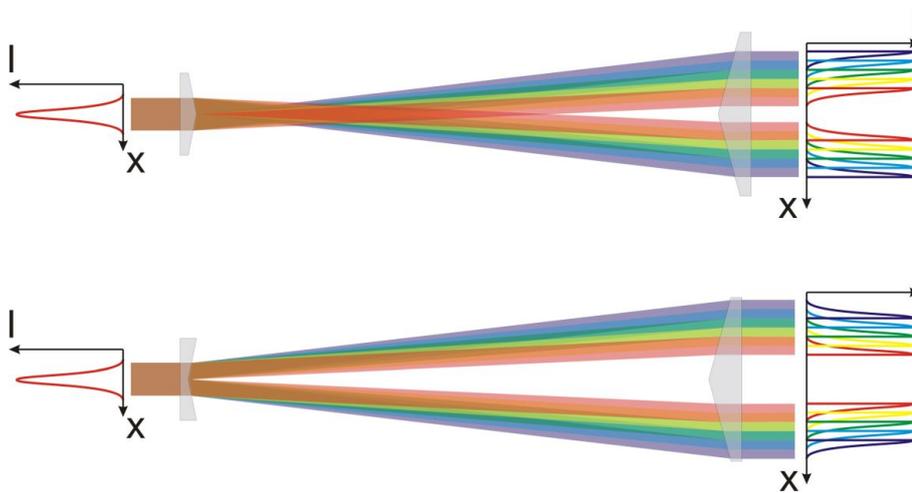


Abb. 4.5: Schematische Darstellung von Strahlengang und Dispersion in Axicon-Teleskopen. **Oben:** Die Strahlen werden von einem konvexen Axicon zur optischen Achse gebrochen. Dadurch werden intensive Strahlenteile aus dem Zentrum nach außen verteilt. **Unten:** Ein konkaves Axicon bricht die Strahlen von der optischen Achse weg. Intensive Strahlenteile bleiben innen.

4.3.2 Status quo ante

Axicons oder Axicon-Teleskope verschiedener Designs finden über ein weites Spektrum der Wissenschaften Anwendung. Ihre Möglichkeiten zur Verbesserung optischer Systeme bei Laserscanning, Lithografie oder Hochkontrast-Aufnahmen sind seit Jahrzehnten durch Patente geschützt [Ich96; Sch04; Ber00]. Dabei wird oft Wert auf die Variation des Ringprofils durch Verfahren zweier Axicons zueinander gelegt. Es können z.B. kreisförmige Fokusse mit variablen Durchmessern als Schneidwerkzeuge erzeugt werden [DC11; För+16]. Ebenso werden diese Ringprofile für ein verbessertes *Laser trapping* in der biochemischen Forschung vorgeschlagen [Sha+06]. Die Kombination aus einem Axicon und einer fokussierenden Linse kann die beugungsbegrenzte Auflösung eines Mikroskops um den Faktor drei verbessern [SW13]. Axicons werden ebenso im Kontext des fs-Schweißens erforscht. Besonders der lange, intensive Besselfokus auf der optischen Achse ist hier von Interesse [Sto+18; Zha+18]. Es darf allerdings nicht außer Acht gelassen werden, dass die eingesetzten Pulse mehrere 100 fs lang sind und dispersive Effekte auf die zeitliche Pulsform vernachlässigt werden können. So vielfältig die Anwendungsmöglichkeiten dieser vermutlich unterschätzten Optiken auch sein mögen: Axicons haben noch nicht Einzug gehalten in die Laser-Plasma-Physik mit ultrakurzen, hochintensiven Pulsen im Regime $\Delta t \leq 25$ fs.

4.3.3 Wirkung des Axicon-Teleskops

Das ideal justierte Axicon-Teleskop konvertiert einen Gaußstrahl in einen rotations-symmetrischen Ringstrahl um. Daraus resultiert ein feldfreies Strahlzentrum auf der optischen Achse. Im Folgenden soll erläutert werden, wie die Konversion berechnet wird und welche Vorteile durch den Einsatz des Axicon-Teleskops erwartet werden.

Erzeugung des Ringprofils

Die Konversion von Gauß- zu Ringprofil wird numerisch auf der Grundlage der geometrischen Optik simuliert. Die nicht berücksichtigte Beugung würde in einer zusätzlichen Ringstruktur auf der geometrischen Lösung resultieren [Wan+17]. Um einer derartigen Modulation im Rahmen späterer Simulationen zur Bestimmung der Intensitätsverteilung in der Brennebene gerecht zu werden, müsste die Auflösung des Ringprofils entsprechend erhöht werden (vgl. Abschn. 4.4.2). Im vorliegenden Fall wird jedoch angenommen, dass Beugungseffekte nach der Transmission durch zwei Axicons und der späteren Fokussierung vernachlässigbar sind. Die geometrische Optik soll daher als Näherung für einführende Simulationen genügen.

Um die elektrische Feldverteilung respektive Intensitätsverteilung eines Ringprofils zu bestimmen, wird zunächst ein Gaußprofil mit einer Gaußbreite von $w = 5$ mm vorausgesetzt. Dieser Wert findet sich näherungsweise an der Laseranlage PHASER wieder, an welcher ein einsatzbereites Teleskop erstmalig mit ultrakurzen Laserpulsen untersucht werden wird.

Die Zielebene des Ringprofils wird mittels einer (x, y) -Matrix diskretisiert. Die Schrittweite beträgt $\Delta x = \Delta y = 125 \mu\text{m}$. Auf den Stützstellen werden die elektrischen Feldstärken gespeichert. Der Abstand der Axicons mit α_A zueinander soll gerade so groß sein, dass das Ringprofil den gewünschten Durchmesser $D_A = 4w_A$ aufweist. Der Strahlengang muss nicht explizit bestimmt werden, da die Radien eines Strahlenbündels vor und nach der Konversion in direkter Beziehung zueinander stehen (vgl. Abb. 4.4). Es muss lediglich die Leistung des Gaußprofils auf die Fläche des Ringprofils verteilt werden.

Ringprofil mit konvexen Axicons

Zur Veranschaulichung soll der gegebene Gaußstrahl mit einem Teleskop bestehend aus konvexen Axicons auf einen Ringstrahl mit $4w_A = 40$ mm konvertiert werden. Dazu wird das Gaußprofil in Ringflächen mit Radius r und Stärke dr aufgeteilt. Für jede

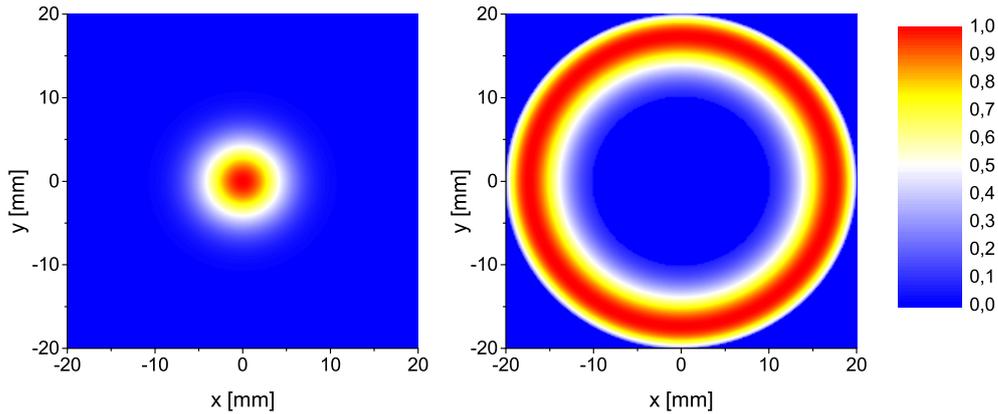


Abb. 4.6: Normierte elektrische Feldstärken in Gauß- und Ringprofil. **Links:** Gaußprofil mit $4w = 20$ mm. **Rechts:** Das aus dem Gaußprofil konvertierte Ringprofil mit $4w_A = 40$ mm.

dieser Flächen wird die sie durchdringende Leistung der Laserstrahlung bestimmt. Anschließend wird die jeweils resultierende Intensität mit der Fläche $2(w_A - r) dr$ innerhalb des Ringprofils multipliziert.

In Abb. 4.6 sind die elektrischen Feldstärken des Gauß- und des resultierenden Ringprofils dargestellt. Die Verteilung der Feldstärke wurde auf 1 normiert, um sie im Falle des Ringprofils besser sichtbar zu machen. Die Energie des Gaußstrahls (Links) wird auf die deutlich größere Fläche des Ringprofils (Rechts) verteilt und führt dort zu entsprechend geringeren Feldstärken.

Der in Abb. 4.6 dargestellte Fall gilt in dieser Form für den monochromatischen Fall. Für die vorliegende Arbeit darf jedoch angenommen werden, dass auch für breitbandige Sub-7 fs-Laserpulse eine ähnliche Verteilung besteht. Dies wird damit begründet, dass auf Grund der unterschiedlichen optischen Weglängen nur gering dispersive Medien und kleine $\alpha_A \leq 10^\circ$ für ein Axicon-Teleskop genutzt werden sollen (vgl. Abschn. 4.3.4). Mittels Raytracing wird die Konvertierung auf ein Ringprofil mit $4w = 40$ mm simuliert (vgl. Abschn. 4.2.2). Die Strahlen der kleinsten und größten Wellenlänge sind im Ringprofil lediglich um 0,2 mm zueinander verschoben.

Vorteile des Axicon-Teleskops

Das für THE-Experimente entscheidende Merkmal des Ringprofils ist sein feldfreies Zentrum. Somit kann ein Laserpuls kollinear zur Trajektorie eines Elektronenpulses an das Target herangeführt werden. Das setzt allgemein voraus, dass der Strahl durch entsprechend weit auseinander stehende Axicons genügend aufgeweitet wird.

Mittels Fokussierung über eine Parabel wird die Möglichkeit geschaffen, ein rotationssymmetrisches Ionisationsvolumen um die Trajektorie des Elektronenpulses zu erzeugen. Parabeln oder Umlenkspiegel mit hochpräzisen Oberflächen und einer ausreichend großen Apertur für den Elektronenstrahl sind als Spezialanfertigung erhältlich.

Ein weiteres Argument für den Einsatz eines Axicon-Teleskops birgt die Option, ein Axicon entlang der optischen Achse verfahren zu können. Hochpräzise, motorisierte Verschiebetische mit Verfahrwegen von 10 cm und mehr sind kommerziell erhältlich [OWI18]. Die Variation des Abstands der Axicons zueinander ermöglicht es, diverse Durchmesser des Ringprofils zu erzeugen. Teleskope, die für Gaußstrahlen eingesetzt werden, bestehen in der Regel aus einer fokussierenden Optik und einem Fangspiegel, der den divergenten Strahl idealerweise kollimiert. Der Fangspiegel besitzt einen festen Radius, der den Abstand zum Fokus und somit auch den anschließenden Strahldurchmesser definiert. Letzterer kann nur durch Umbau des Teleskops in diskreten Schritten variiert werden. Das Ringprofil des Axicon-Teleskops kann hingegen kontinuierlich in seiner Größe angepasst werden.

Annahmen zur Fokussierung des Ringprofils

Es ist von größtem Interesse, wie sich die Felder auf der optischen Achse beim Zusammenlaufen des Rings verhalten und wie daraus der Brennfleck des Ringprofils resultiert. Diesbezüglich werden folgende Annahmen gemacht, die für den THE von großer Bedeutung sind:

- Mit der hohen Intensität auf dem äußeren Radius wird ein kleinerer, intensiverer Brennfleck als bei Gaußstrahlen gleicher Pulsenergie mit demselben Durchmesser erwartet.
- Die Rayleighlänge respektive das entsprechende Pendant für das Ringprofil sollte kürzer ausfallen als bei einem Gaußstrahl. Dies wird angenommen, da die äußeren Strahlen erst nahe der Brennebene maßgeblich interferieren.
- Es wird erwartet, dass eine Variation des Ringdurchmessers beim Fokussieren in unterschiedlichen Intensitätsverteilungen in der Brennebene resultiert. Damit stünde ein Werkzeug zur Verfügung, um das Ionisationsvolumen beliebig in seiner Größe zu variieren. Bei dem bzgl. des Strahlengangs fest vorgegebenen Gaußstrahl kann dies nur über die Variation der Pulsenergie erreicht

werden. Für ein großes Ionisationsvolumen muss unter Umständen eine kritische Intensität in Kauf genommen werden. Dies soll beim THE aber gerade verhindert werden (vgl. Abschn. 4.1).

Diese Annahmen müssen durch Simulationen des Strahlengangs gestützt und anhand des Experiments verifiziert werden. Die Abschnitte 4.4 und 4.5 dieses Kapitels haben diese Punkte zum Inhalt.

4.3.4 Dispersion im Axicon-Teleskop

Die Auswirkungen der Dispersion in den für fs-Pulse eher unüblichen transmittierenden Optiken soll ausführlicher beleuchtet werden. Wie bereits in Abschn. 4.2.2 diskutiert wurde, sind der Brechungsindex von optischen Gläsern als auch die optischen Weglängen in Gitter-Kompressoren nichtlinear abhängig von der Wellenlänge. Die Kompensation der Dispersion von breitbandigen Laserpulsen, die sie bei der Transmission durch Optiken erleiden, ist nicht trivial.

Maßnahmen zur Minimierung der Dispersion

Grundsätzlich ist es geboten, ultrakurze Laserpulse durch so wenig Materie wie möglich propagieren zu lassen. Der Weg, den ein Laserpuls durch ein Axicon-Teleskop zurücklegen muss, ist Abhängig von der Randdicke und dem Axicon-Winkel. Der Fertigungsprozess eines Axicons auf einer Drehbank lässt es nicht zu, den Konus auf der planparallelen Seite münden zu lassen. Ein solches Objekt könnte auch nur schwerlich in einer Halterung gefasst werden. Die ASPHERICON GMBH ist spezialisiert auf Lösungen für hochpräzise, asphärische Optiken. Dort können Axicons mit einer Randdicke von 1 mm gefertigt werden [asp17]. Die Transmission durch 2 mm Glas ist daher unabhängig vom Axicon-Winkel obligatorisch.

Um eine kompakte Bauweise zu ermöglichen, ist eine starke Brechung von Vorteil. Zum einen steigt der Winkel, um welchen die einfallenden Strahlen gebrochen werden, nichtlinear mit α_A . Je größer letzterer jedoch ausfällt, desto größer wird auch die Gesamtdicke des Axicons. Die Wahl sollte folglich auf möglichst kleine α_A fallen. Zum anderen kann bekanntlich aus einem Zoo von optischen Gläsern ein Medium ausgewählt werden, welches besonders hochbrechend ist. Zu untersuchen wären in diesem Zusammenhang Schwerflint- oder Krongläser. In Verbindung mit Lanthanoxid können aus ihnen Optiken gefertigt werden, die einen hohen Brechungsindex und eine geringe Abbe-Zahl aufweisen [Sch18]. Problematisch bleibt auch hier das

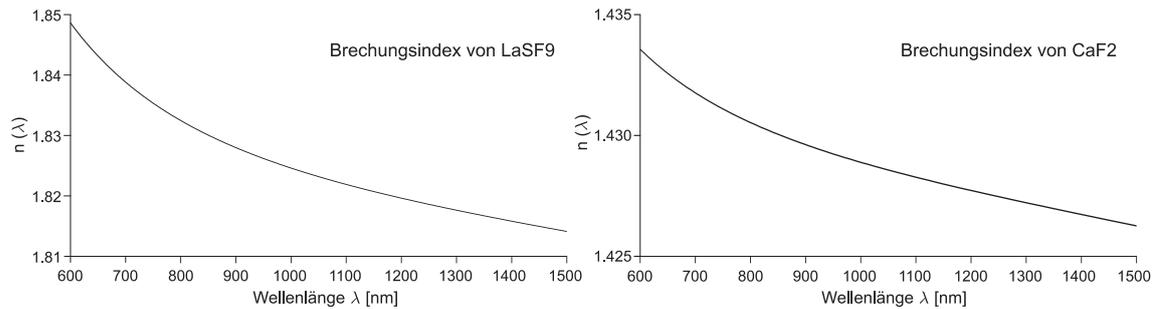


Abb. 4.7: Exemplarischer Vergleich des Brechungsindex von optischen Gläsern. **Links:** LaSF9 ist hochdispersiv. Speziell der Bereich von Ti:Sa-Lasern bei 800 nm ist stark nichtlinear. **Rechts:** Die Kurve bei CaF₂ weist einen deutlich flacheren Verlauf auf.

nichtlineare Verhalten des Brechungsindex im Spektralbereich eines Ti:Sa-Lasers mit Selbstphasenmodulation via Hohlleiter (vgl. Abschn. 3.4.2). In Abb. 4.7 (Links) ist exemplarisch der Brechungsindex von LaSF9 gegen die Wellenlänge im Bereich von 600 bis 1500 nm aufgetragen. Die Kurve ist symptomatisch für fast alle optischen Gläser. Bei Wellenlängen über 1000 nm setzt ein nahezu linearer Zusammenhang ein. Im relevanten Bereich um 800 nm erleiden sehr breitbandige Laserpulse eine nichtlineare Dispersion der Gruppengeschwindigkeit. Die spektrale Phase eines aus LaSF9 gefertigten Axicon-Teleskops kann mit herkömmlichen Methoden nicht zufriedenstellen kompensiert werden. Es würden immer kurz- oder langwellige Anteile vorauslaufen. Dadurch wird die Pulsdauer erhöht und es entstehen unerwünschte Vor- und Nachpulse.

Die Suche nach Gläsern oder Kristallen mit anormaler Dispersion, die bei Wellenlängen zwischen 600 und 1000 nm eine geringere Nichtlinearität des Brechungsindex aufweisen, gestaltet sich langwierig. Das Durchforsten der Herstellerseiten lenkte den Blick schließlich auf Calciumdifluorid (CaF₂). Dieser aus Flussspat gewonnene Kristall weist bezüglich der Dispersion eine vielversprechende Charakteristik auf. In Abb. 4.7 (Rechts) ist sein Brechungsindex über die Wellenlänge aufgetragen. Die Kurve weist ebenfalls einen nichtlinearen Verlauf auf. Allerdings ist letzter deutlich flacher als bei anderen optischen Gläsern. Der Gradient im relevanten Bereich unterscheidet sich um eine Größenordnung von jenem des LaSF9.

Methoden der Dispersions-Kompensation

Die Wahl einer Methode zur Kompensation der Dispersion eines Axicon-Teleskops ist abhängig von der angestrebten Pulsdauer im Experiment. An dieser Stelle sollen drei Fälle betrachtet werden, die für den THE relevant sind:

- Mit einem Ti:Sa-Verstärker, wie er auch am FLASHFORWARD-Projekt für den THE eingesetzt wird, können 25 fs-Pulse erzeugt werden.
- Mittels SPM in einer mit Edelgas gefüllten Hohlleiter können die Pulse des Ti:Sa-Lasers reproduzierbar auf unter 10 fs verkürzt werden. Dies ist auch das Regime von Lasern basierend auf der OPCPA-Technologie¹
- Unter hohem Aufwand sind mittels SPM in spezialisierten Hohlleitern Pulsdauern unter 5 fs möglich [Böh+14].

25 fs-Pulse Im Falle von bandbreitenbegrenzten Laserpulsen mit einer Dauer von 25 fs und mehr wirkt sich die Dispersion in einem Axicon-Teleskop nicht mehr dramatisch auf die Pulsform aus. Das D_2 von CaF_2 liegt an der zentralen Wellenlänge von 800 nm bei etwa $25 \text{ fs}^2/\text{mm}$. Daraus resultiert für einen 25 fs-Puls nach der Propagation durch 5 mm CaF_2 nach Gl. 2.7 eine zeitliche Dehnung auf etwa 29 fs. Zum Vergleich: Ein 5 fs-Puls wird auf dem gleichen Weg auf etwa 70 fs verlängert.

In der Regel werden ultrakurze Pulse mittels CPA verstärkt (vgl. Abschn. 3.4.2). Die Laseranlagen verfügen am Ausgang des Verstärkers über einen Kompressor zur Dispersions-Kompensation. Mit diesem ist es ohne weiteres möglich, die Dispersion der Axicons zu korrigieren. Sollte nicht in die CPA eingegriffen werden können, so können dispersive Spiegel eingesetzt werden. Diese sind auf Grund des schmalen Spektrums weniger aufwändig in der Herstellung und kommerziell erhältlich.

Sub-10 fs-Pulse Die Verwendung von Sub-10 fs-Pulsen, wie sie auch mit PHASER erzeugt werden, erfordert andere Methoden der Dispersions-Kompensation. Der Gitter-Kompressor der CPA kann in diesem Fall nicht eingesetzt werden, da die Pulse ihr breites Spektrum erst durch die SPM in einer Hohlleiter erhalten. Dispersive Spiegel für den Spektralbereich von 600 bis 1 000 nm sind keine Lagerware und bei der Kompensation von geringer Effizienz – ein Spiegelpaar des bei PHASER verwendeten Spiegel-Kompressors erzeugt ein festgelegtes D_2 von etwa -50 fs^2 .

¹Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification

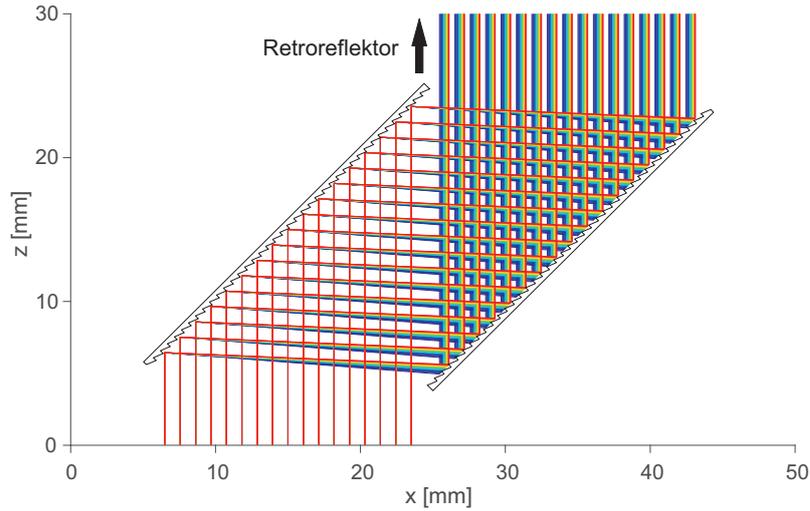


Abb. 4.8: Maßstabsgetreue Anordnung von Blazegittern zur Dispersions-Kompensation eines Axicon-Teleskops. Die vergleichsweise große Gitterkonstante von $1/60$ mm erlaubt zwischen 600 und 900 nm eine gute Kompensation der Dispersion von wenigen mm CaF_2 .

Ein Gitter-Kompressor ist ebenso geeignet, die positive Dispersion eines Axicon-Teleskops zu kompensieren. Sein Vorteil ist jedoch, dass die negative Dispersion über den Abstand der Gitter regelbar ist. Wie bereits in Abschn. 4.2.2 diskutiert, werden mit Gitter-Kompressoren üblicherweise D_2 in der Größenordnung von -10^5 fs^2 erzeugt. Um die vergleichsweise geringe Dispersion von einigen mm CaF_2 zu kompensieren, können Reflexionsgitter mit großen Gitterkonstanten respektive wenigen Furchen ($1/\text{mm}$) verwendet werden. Blazegitter mit 60 oder gar nur 30 $1/\text{mm}$ sind für Ti:Sa-Laserpulse kommerziell erhältlich [New18]. In Abb. 4.8 ist der Strahlengang über zwei Gitter skizziert. Die Gitter sollen $N = 60$ $1/\text{mm}$ und einen Blazewinkel von $1,26^\circ$ besitzen. Beugungswinkel und Einfallswinkel zur Stufennormalen sind für λ_0 gleich groß gewählt, um eine möglichst hohe Effizienz in der ersten Beugungsordnung zu erreichen. Ein gedachter Retroreflektor spiegelt die Strahlen auf einer anderen Ebene zurück auf die Gitter. Somit wird nach vier Reflexionen an Gittern das Laserprofil wiederhergestellt. Die langwelligen Strahlanteile (rot) legen in dem Aufbau einen längeren Weg zurück als die kurzwelligen. Die spektrale Phase der Anordnung kann wiederum mit Gl. (4.6) ermittelt werden. Auf der rechten Seite muss dazu noch der Faktor 2 eingeführt werden. Dies rührt von der Tatsache her, dass die Laserpulse in die Anordnung hinein- und auf selbiger Trajektorie auch wieder herauslaufen. Das Zusammenspiel eines derartigen Gitter-Kompressors mit einem Axicon-Teleskop wird in Abschn. 4.3.5 anhand eines konkreten Beispiels vorgestellt.

5 fs-Pulse Die Dispersion, welche die kürzesten Laserpulse bei der Transmission durch ein Axicon-Teleskop erleiden, kann mit einem Gitter-Kompressor nicht kompensiert werden. Theoretisch vermögen dispersive Spiegel mit angepasstem Schichtdickenmuster die spektrale Phase nach Belieben anzupassen. Ein Spiegel-Kompressor vom Typ FEMTOLASERS MOSAIC wird z.B. dafür spezifiziert, das D_2 und das D_3 der Hohlleiter in Kombination mit 3 mm Quarz und 2 m Luft für ein Spektrum zwischen 450 und 960 nm zu kompensieren. Derart spezielle Lösungen sind kostenintensiv und können bei falscher Handhabung sehr kurzlebig sein.

4.3.5 Auswahl der Axicon-Geometrie

Um den optischen Weg im Axicon-Teleskop so gering wie möglich zu halten und gleichzeitig einen kompakten Aufbau zu ermöglichen, fällt die Entscheidung auf Axicons mit $\alpha_A = 10^\circ$. Ein konvexes Axicon mit einem Durchmesser von 1" soll den eintreffenden Gaußstrahl zu einem quasi-divergenten Ringstrahl brechen. Dies ist mit Vor- und Nachteilen behaftet. Der Nachteil schlechthin ist die Tatsache, dass intensive Laserpulse an Luft im Besselfokus ein Plasma zünden würden. Dadurch würden Strahlprofil und Wellenfronten irreversibel gestört und in der Folge stände kein wohldefinierter Laserpuls mehr zur Verfügung. Zudem könnte ein Teleskop mit konkavem Eintrittsaxicon etwas kompakter konstruiert werden, da die Strahlen von der optischen Achse weg gebrochen werden. Ein Vorteil für Versuche mit Dauerstrichlasern geringer Leistung liegt darin, dass das Axicon über eine Strahldiagnostik im Bereich des Besselfokus sehr gut justiert werden kann. Bei einem konkaven Axicon fällt dies – wie bei konkaven Linsen – deutlich schwerer. Des weiteren wird bisher angenommen, dass mit dem Intensitätsprofil des konkaven Axicons ein kleineres Ionisationsvolumen erzeugt werden kann. Für den Ausgang des Teleskops wird in beiden Fällen ein Axicon mit demselben α_A benötigt. Der Durchmesser beträgt 2" bei einer freien Apertur von etwa 46 mm.

Im Experiment sollen Sub-10 fs-Pulse durch möglichst wenig Materie transmittieren. Die Axicons müssen daher die kleinstmögliche Randdicke von $d_{Rand} = 1$ mm besitzen. Daraus resultieren für die Gesamtstärke von 1"- und 2"-Axicon entsprechend 3,24 mm und 5,48 mm. Weiterhin sollen sich die planparallelen Seiten der Optiken gegenüberliegen. Damit werden Rückreflexe am Eintrittsaxicon vermieden, welche keinesfalls in den Verstärker gelangen dürfen. Mit den aus der Sellmeier-Gleichung folgenden Brechungsindizes von CaF_2 können die optischen Weglängen $D_{Teleskop}(\lambda)$

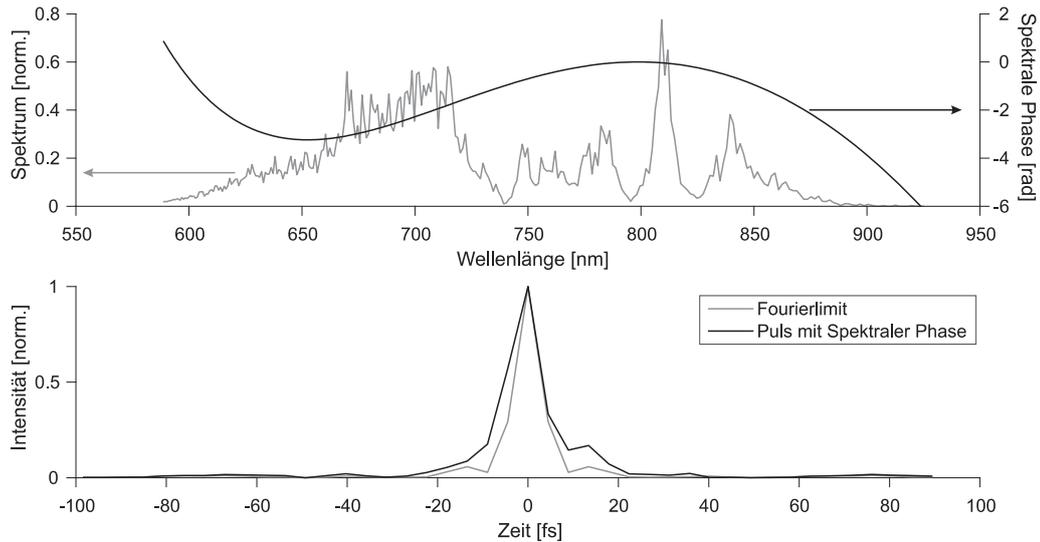


Abb. 4.9: Exemplarische Kompensation der Dispersion eines Axicon-Teleskops mittels des Gitter-Kompressors mit 60 l/mm aus Abb. 4.8. **Oben:** Spektrale Phase von Axicon-Teleskop und Gitter-Kompressor sowie ein typisches Spektrum eines 7 fs-Pulses der Laseranlage PHASER. **Unten:** Rekonstruktion und Fourierlimit des Laserpulses im Vergleich. Die Kompensation resultiert in einem 9 fs-Puls.

der Spektralfarben innerhalb des Teleskops berechnet werden. Daraus resultiert wiederum die spektrale Phase des Teleskops

$$\varphi_{Teleskop}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot D_{Teleskop}(\lambda). \quad (4.9)$$

Um zu ermitteln, wie ein Laserpuls nach Propagation durch Teleskop und Gitter-Kompressor in der Zeit geformt ist, müssen zunächst $\varphi_{Teleskop}(\lambda)$ und $\varphi_{Gitter}(\lambda)$ aufaddiert werden. Nach Abzug der Konstante D_0 bei λ_0 und des linearen Anteils D_1 bleibt die spektrale Phase $\varphi_{System}(\lambda)$. In ihr sind alle höheren Dispersionskomponenten (D_2, D_3, \dots) vereint. Somit definiert sie die Abweichung der Pulsform vom Fourierlimit.

Abb. 4.9 (oben) zeigt die berechnete spektrale Phase für das geplante Axicon-Teleskop mit Gitter-Kompressor. Die CaF_2 -Axicons mit $\alpha_A = 10^\circ$ und $d_{Rand} = 1$ mm sind so zueinander ausgerichtet, dass $4w_A = 40$ mm ergeben. Die Gitter mit 60 l/mm sind entsprechend Abb. 4.8 so angeordnet, dass Einfallswinkel und Beugungswinkel zur Stufennormalen gleich sind. Über den Gitterabstand kann $\varphi_{System}(\lambda)$ weitestgehend angepasst werden, wenn die Axicons gegeneinander verschoben werden. Das Ideal stellt eine konstante Nulllinie dar, welche in der Realität jedoch nicht erreicht werden kann. Dies gilt vor allem über das gesamte Lasersystem hinweg bis zum Target.

Die Auswirkung der spektralen Phase auf einen Laserpuls ist in Abb. 4.9 (unten) dargestellt. Die spektrale Phase wird frequenzweise mit dem in Abb. 4.9 (oben) aufgetragenen Spektrum multipliziert. Dabei handelt es sich um ein reales Spektrum von PHASER, mit welchem Pulse mit 7 fs erzeugt werden können. Die Fourier-Transformation in den Zeitraum liefert die Pulsform, welche im Diagramm schwarz aufgetragen ist. Die graue Kurve beschreibt das Fourierlimit. Es resultiert direkt aus der Fourier-Transformation des Spektrums. Die Kompensation gelingt sehr gut, aber nicht perfekt. Es bleibt dem Experimentator ein Sub-9 fs-Puls, was aus der Erfahrung mit PHASER ein akzeptables Ergebnis ist.

4.4 Simulation des Strahlprofils in Fokussnähe

Die vorangegangenen Überlegungen zum Design und Annahmen zur Fokussierung des Ringprofils müssen vor dem Experiment der theoretischen Physik standhalten. Numerische Simulationen sollen eine quantitative Abschätzung der zu erwartenden Intensitätsverteilung im und am Brennpunkt ermöglichen. Werden die Annahmen bestätigt, so können Experimente mit Axicons folgen. Laserstrahlen mit Gaußprofil sind vollständig beschrieben. Mit Gaußbreite und Brennweite lassen sich Strahltaile und Rayleighlänge analytisch berechnen. Aus der Pulsenergie und -dauer sowie der Strahltaile lässt sich wiederum die Intensität im Brennpunkt abschätzen. Für exotische Strahlprofile wie dem Ring des Axicon-Teleskops sind die bekannten Gleichungen nicht anwendbar. An ihre Stelle treten Lösungen der Beugungsintegrale.

4.4.1 Fresnel-Kirchhoffsches Beugungsintegral

Eine elektromagnetische Strahlung, die sich von einem Punkt der Quellebene in Form einer Elementarwelle ausbreitet, wird an Blendenöffnungen gebeugt. Beugungsintegrale dienen dem Zweck, die Intensität der Strahlung auf einem der Blende nachfolgenden Schirm zu berechnen. Für eine beliebig zu wählende Öffnung mit der Funktion $g_{x,y}$ und den Flächenelementen $dA = dx dy$ weist das Beugungsintegral die nach *A. J. Fresnel* und *G. R. Kirchhoff* benannte Form

$$E_S = \frac{E_Q k_0}{4\pi i} \iint g_{x,y} \cdot \frac{\exp(ik_0(r_Q + r_S))}{r_Q r_S} \cdot (\cos\rho_Q + \cos\rho_S) dx dy \quad (4.10)$$

mit den Amplituden an den Punkten der Quell- und Schirmebene E_Q und E_S auf. Die Variablen r_Q und r_S bezeichnen die Strecken von diesen Punkten auf ein Flä-

chenelement der Öffnung. Die Winkel, welche diese Vektoren und die Flächennormale einschließen, sind durch ρ_Q und ρ_S gegeben.

Das beschriebene Beugungsintegral darf zweckgebunden diverse Vereinfachungen erfahren. Im vorliegenden Fall treffen Laserstrahlen mit ebenen Wellenfronten auf die Öffnung. Daraus folgt $\cos\rho_Q = 1$. Zwischen Öffnung und Schirmebene verlaufen Strahlen näherungsweise paraxial. Damit gilt $\cos\rho_S \approx 1$ und $r_S \approx z_0$. Das Beugungsintegral kann vereinfacht aufgeschrieben werden als

$$E_S \approx \frac{E_Q k_0}{2\pi i z_0} \iint g_{x,y} \exp(ik_0 r_S) dx dy. \quad (4.11)$$

Die Phaseninformation bedarf einer präziseren Vereinfachung. Aus einer Taylor-Entwicklung bis zur ersten Ordnung folgt

$$r_S \approx z_0 + \frac{(x - x_S)^2 + (y - y_S)^2}{2z_0}. \quad (4.12)$$

Ausmultiplizieren, Einsetzen und Umstellen resultiert in der Form

$$\begin{aligned} E_S \approx & \exp(ik_0 z_0) \exp\left(\frac{ik_0}{2z_0} (x_S^2 + y_S^2)\right) \cdot \frac{E_Q k_0}{2\pi i z_0} \iint g_{x,y} \exp\left(\frac{ik_0}{2z_0} (x^2 + y^2)\right) \\ & \times \exp\left(\frac{ik_0}{2z_0} (-2(xx_S + yy_S))\right) dx dy. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Die Brennebene befindet sich im sogenannten *Fernfeld* der Beugung. Daher darf für den ersten Exponentialterm im Integrand die Näherung

$$\exp\left(\frac{ik_0}{2z_0} (x^2 + y^2)\right) \approx 1 \quad (4.14)$$

Anwendung finden. Mit $\mathbf{r} = (x, y)$ und $\mathbf{s} = (x_S, y_S)$ folgt für die Amplitude an einem Punkt auf dem Schirm

$$E_S \approx C \iint g_{x,y} \exp(i\varphi_{x,y}) dx dy \quad (4.15)$$

$$\text{mit } C = \exp(ik_0 z_0) \exp\left(\frac{ik_0}{2z_0} (x_S^2 + y_S^2)\right) \cdot \frac{E_Q k_0}{2\pi i z_0} \quad \text{und} \quad \varphi_{x,y} = -\frac{k_0}{z_0} \cdot \mathbf{r} \cdot \mathbf{s}.$$

Gleichung (4.15) ist die nach *J. v. Fraunhofer* benannte Näherung der Beugung im Fernfeld mit der Phasenfunktion $\varphi_{x,y}$.

4.4.2 Diskretisierung und Anwendung

Um die elektrische Feldverteilung im Fokus aber auch entlang der z -Achse zu bestimmen, findet der in [Sta86] beschriebene Algorithmus nach *H. H. Hopkins* Anwendung. Bezugnehmend auf den vorangegangenen Abschnitt soll die Öffnung bzw. Apertur einer Parabel im Folgenden als Quellebene dienen und die Schirm- als Brennebene bezeichnet werden.

Die Fokussierung eines Laserstrahls mit ebenen Wellenfronten über eine perfekte Parabel resultiert in der Brennebene wiederum in einer ebenen Wellenfront. Für die Stützstellen einer (x_l, y_m) -Quellebene muss dementsprechend eine Phasenfunktion berechnet werden. Brenn- und Quellebene trennt eine Strecke, welche äquivalent zur Brennweite f der Parabel sein soll. Die Phase resultiert aus dem Abstand $r_{l,m}$ eines Quellpunktes zum Brennpunkt mit

$$\varphi_{l,m} = -k_0 (r_{l,m} - f), \quad r_{l,m} = \sqrt{x_l^2 + y_m^2 + f^2}. \quad (4.16)$$

Die Phasenfunktion alterniert in der Quellebene mit dem Radius. Um diesem Umstand gerecht zu werden, wären eine hohe Auflösung respektive viele Stützstellen vonnöten. Um einen hohen Rechenaufwand zu umgehen, diskretisiert *Hopkins* die Quellebene in Rechtecke und führt eine Taylor-Entwicklung um den jeweiligen Mittelpunkt durch. Terme zweiter und höherer Ordnung werden verworfen. Die Abstände der Mittelpunkte zueinander lauten δ_x und δ_y . Die beliebig zu wählende Feldverteilung in der Quellebene fließt über die diskrete Amplitudenfunktion $g_{l,m}$ in die Simulation ein.

Im Rahmen dieser Arbeit liegt das Interesse vor allem am Strahlengang und nicht nur in der Feldverteilung der Brennebene. Darüber hinaus soll es ermöglicht werden, einen Laserpuls zu einem bestimmten Zeitpunkt auf der optischen Achse zu simulieren. Daher soll als Resultat die Feldverteilung in einer (Y_i, Z_j) -Zielebene ausgegeben werden. Es werden grundsätzlich nur rotationssymmetrische Laserprofile vorgegeben. Somit muss die Zielebene nur über positive Y_i -Komponenten verfügen und die Quellebene nur über positive x_l -Komponenten. Die kalkulierten Feldstärken werden abschließend mit dem Faktor 2 multipliziert. Zum besseren Verständnis sind Quell- und Zielebene in Abb. 4.10 schematisch dargestellt. Der Übersichtlichkeit halber ist in der Zielebene das elektrische Feld eines Laserpulses zur Zeit t_0 abgebildet (vgl. Abschn. 4.4.5). Die Amplitudenfunktion ist die eines Ringstrahls.

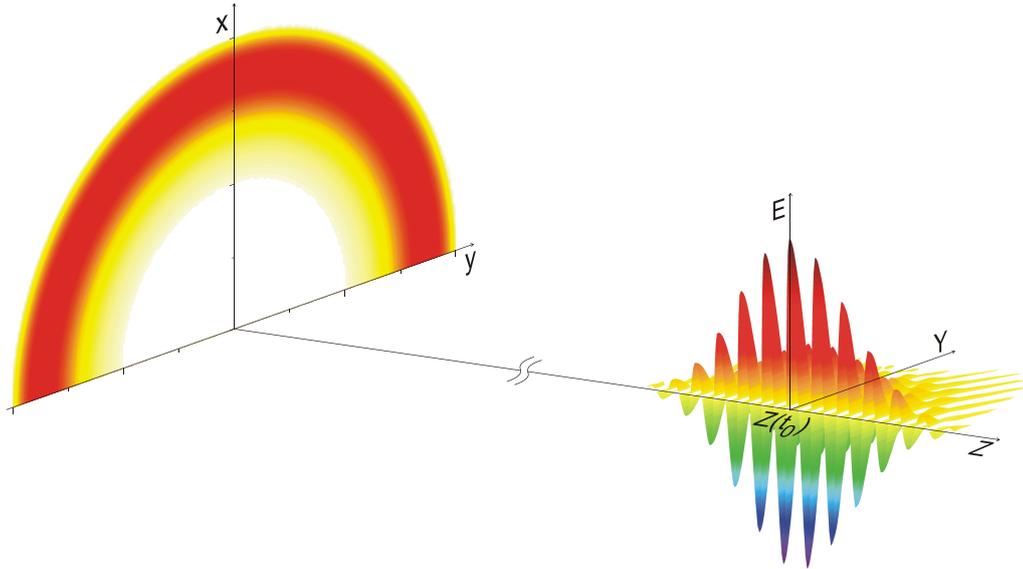


Abb. 4.10: Schematische Darstellung zur Arbeitsweise der Simulation. Von jedem Punkt der (x, y) -Quellebene (links) breitet sich eine Elementarwelle mit vorgegebener Amplitude und Phase aus. Ihre Interferenz wird an jedem Punkt der (Y, Z) -Ziellebene zur Zeit t_0 bestimmt.

Das Integral aus Gl. (4.15) lässt sich nach [Sta86] in angepasster Form diskretisieren zu

$$E_{i,j} \approx 2 \cdot \sum_{l=1}^L \sum_{m=1}^M \delta_x \delta_y g_{l,m} \exp(i(k_0 R_{i,j} + \varphi_{l,m} - \varphi_t)) \times \operatorname{sinc}\left(\frac{\delta_x}{2} \varphi_x\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\delta_y}{2} \varphi_y\right). \quad (4.17)$$

Der *Sinus cardinalis* ist definiert als $\operatorname{sinc}(x) := \sin(x)/x$. In den Argumenten finden sich die partiellen Ableitungen der Phasenfunktion nach der Strecke $R_{i,j}$ im Zielpunkt wieder. Diese können analytisch gelöst werden. In diesem Fall sind sie gegeben mit

$$\varphi_x = \frac{\partial \varphi_{i,j}}{\partial x} = k_0 \cdot \left(\frac{x_l}{R_{i,j}} - \frac{x_l}{r_{m,l}} \right) \quad \text{und} \quad \varphi_y = \frac{\partial \varphi_{i,j}}{\partial y} = k_0 \cdot \left(\frac{y_m - Y_i}{R_{i,j}} - \frac{y_m}{r_{m,l}} \right).$$

Die Strecke zwischen Quell- und Zielpunkt wird bestimmt mit

$$R_{i,j} = \sqrt{x_l^2 + (y_m - Y_i)^2 + (f - Z_j)^2}.$$

An dieser Stelle sei angemerkt, dass bei der Berechnung der Amplitudenfunktion $g_{l,m}$ stets die innere freie Apertur des 2"-Axicons berücksichtigt wurde. Die mecha-

nische Fertigung auf der Drehbank mit anschließendem Polieren lässt keine perfekte konische Spitze zu. Auch die Antireflex-Beschichtung reicht von Haus aus nicht bis an die Spitze. Die innere freie Apertur wird vom Hersteller mit einem Durchmesser von maximal 2,3 mm angegeben.

4.4.3 Konsistenzprüfung anhand des Gaußprofils

Bevor der beschriebene Programmcode auf Laserstrahlen mit Ringprofil angewendet wird, muss er sich an der Simulation von jenen mit Gaußprofil beweisen. Fokus und Strahlverlauf letzterer sind wohlbekannt und analytisch bestimmbar. Werden korrekte Feldverteilungen in der Fokusregion errechnet, so können auch für anders geartete Strahlprofile stimmige Resultate erwartet werden.

Für die Simulation wird exemplarisch ein Laserstrahl im Dauerstrichbetrieb mit $\lambda = 800 \text{ nm}$ und $4w = 20 \text{ mm}$ eingesetzt. Das Gaußprofil wird zu einer Hälfte auf eine (x_l, y_m) -Quellmatrix mit 100×200 Stützstellen verteilt. Die Schrittweite beträgt $\Delta x_Q = \Delta y_Q = 125 \mu\text{m}$. Die Brennweite wird auf $f = 178,53 \text{ mm}$ eingestellt und entspricht damit der effektiven Brennweite der später in Vorversuchen eingesetzten Parabel. Daraus resultieren mit Gl. (2.10) und (2.9) die Strahltaile $w_0 \approx 9,1 \mu\text{m}$ und die Rayleighlänge $z_R \approx 325 \mu\text{m}$.

Die maximalen Intensitäten auf der optischen Achse $I_0(z)$ werden zwischen $z = 2 \text{ mm}$ und dem Ort der Strahltaile z_0 in Schritten je $100 \mu\text{m}$ ermittelt. An jeder dieser Stellen simuliert das Programm die Feldverteilung auf einer (Y_i, Z_j) -Matrix mit 41×41 Stützstellen. Die Schrittweite beträgt $\Delta y = \Delta z = 20 \text{ nm}$ respektive $\lambda/40$. Bei z_0 wird zusätzlich eine (1001×41) -Matrix gleicher Schrittweiten gelöst, um die Intensitätsverteilung in der Brennebene zu bestimmen.

In Abb. 4.11 werden die normierten Werte aus der Simulation den analytischen Ergebnissen grafisch gegenübergestellt. Die Übereinstimmung der Resultate entspricht den Erwartungen. Sowohl die Intensitätsverteilung des Brennflecks (Links) als auch die Intensitätsmaxima auf der optischen Achse (Rechts) werden weitestgehend korrekt simuliert. Die relative Ungenauigkeit bezüglich der analytischen Lösung beträgt in beiden Fällen für hohe Intensitäten weniger als 1 %. Der Fehler der numerischen Simulation wird mit dem Abstand zu z_0 und zur z -Achse größer. Allerdings spielen diese Regionen im Rahmen dieser Arbeit nur eine untergeordnete Rolle – die Tunnelwahrscheinlichkeit wächst logistisch mit der elektrischen Feldstärke. Daher wird dieses Verhalten nicht eingehender untersucht.

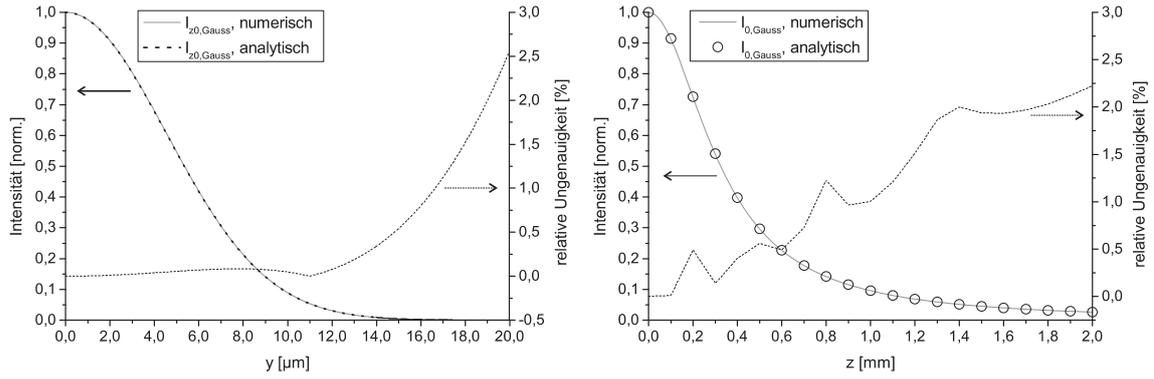


Abb. 4.11: Intensitäten aus numerischer Lösung des Beugungsintegrals und analytischer Beschreibung eines Laserstrahls mit Gaußprofil. Die relative Ungenauigkeit liegt für Bereiche hoher Intensität respektive wahrscheinlicher Ionisation unter 1 % (kurz gestrichelte Linie).

4.4.4 Strahlengang bei Ringprofilen

Die Simulation der elektrischen Felder ist im Falle von Laserstrahlen mit Gaußprofil konsistent. Somit können in Anlehnung an tatsächlich durchführbare Experimente die Fokuseigenschaften von Laserstrahlen mit Ringprofil untersucht werden. Die Resultate sollen ergebnisoffen diskutiert werden, um Vor- und Nachteile gegenüber gaußschen Strahlprofilen herauszuarbeiten. Die Feldverteilung von Ringprofilen wird entsprechend Abschnitt 4.3 aus der eines Gaußprofils errechnet.

Abb. 4.12 (Oben) zeigt die normierten Feldstärken von fundamentalem und aufgeweitetem Gaußstrahl sowie jene eines Ringprofils. Der fundamentale Strahl (Links) hat eine Gaußbreite von $w_{G,f} = 5$ mm. Um die Eigenschaften von Gauß- und Ringstrahlen angemessen vergleichen zu können, soll dieser Strahl einerseits auf eine Gaußbreite von $w_{G,a} = 10$ mm aufgeweitet werden (Mitte). Der Durchmesser von $4w_{G,a} = 40$ mm schließt so mehr als 99,9 % der Leistung ein. Andererseits wird der fundamentale Gauß- in einen Ringstrahl mit $4w_A = 40$ mm konvertiert (Rechts). Die Feldstärken nehmen in beiden Fällen entsprechend einer großflächigeren Verteilung ab. In der Praxis birgt dies einen Vorteil bzgl. der Zerstörschwellen von Optiken oder nichtlinearer Effekte auf die Wellenfronten. Erwartungsgemäß sind die Felder im Ringprofil die schwächsten, da intensive zentrale Bereiche des fundamentalen Strahls auf die äußeren Ringflächen verteilt werden.

Die abgebildeten Profile gehen als Quellebenen in die Fokus-Simulation ein. Die daraus in der Brennebene resultierenden Intensitäten sind als halbe Querschnitte in Abb. 4.12 (Unten) über die y-Achse aufgetragen. Für die gaußschen Strahltaillen

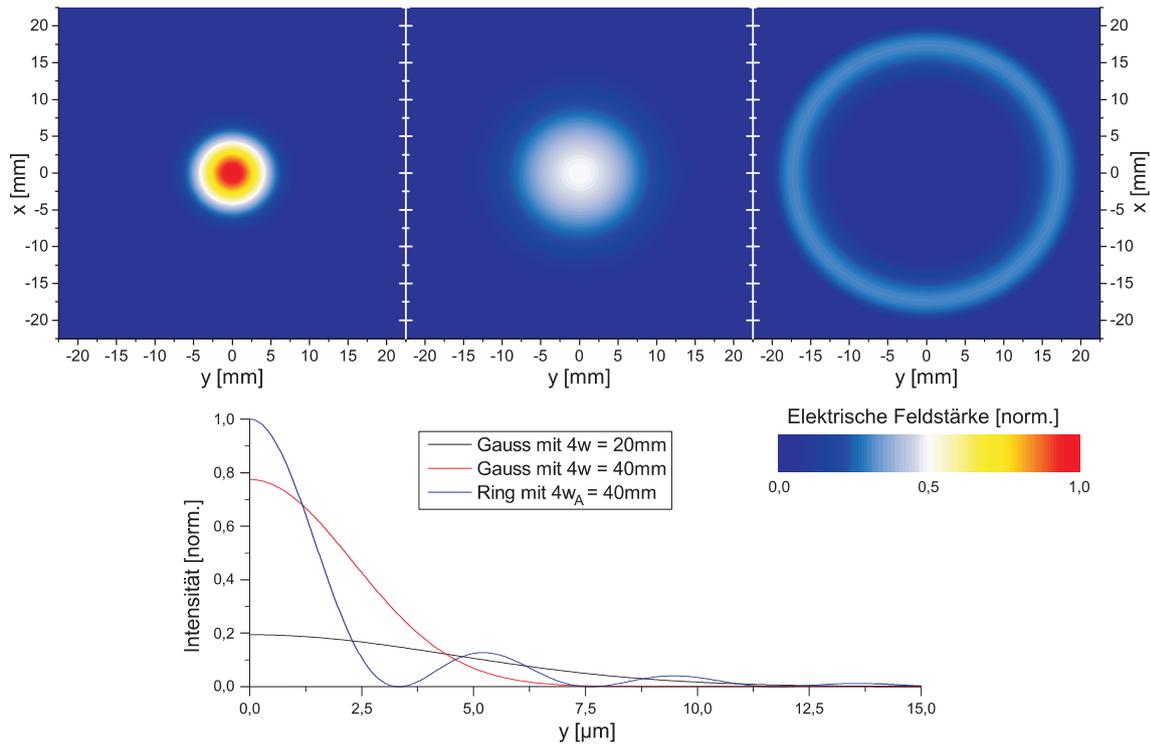


Abb. 4.12: **Oben:** Exemplarische Strahlprofile gleicher Leistung. **Links:** Gaußprofil mit $4w = 20$ mm. **Mitte:** Aufgeweitetes Gaußprofil mit $4w = 40$ mm. **Rechts:** Aus dem linken Profil konvertiertes Ringprofil mit $4w_A = 40$ mm. **Unten:** Intensitätsprofile der Strahlteile bei einer Brennweite von 178,53 mm. Im Fall der Gaußstrahlen entsprechen die Profile der analytischen Lösung. Das fokussierte Ringprofil bildet erwartungsgemäß das schmalste Maximum aus. Es weist trotz auf Beugungsringe entfallender Energie die höchste Intensität auf.

gilt nach Gl. (2.10) $w_{0,G,f} = 2w_{0,G,a}$. Die Fläche des fundamentalen Strahls ist somit um den Faktor 4 größer als die des aufgeweiteten. Die Intensität muss daher um denselben Faktor geringer ausfallen. Dies wird durch die Resultate der Simulation bestätigt. Unter Berücksichtigung der Erkenntnisse aus der Fourieroptik darf für das Ringprofil keine gaußsche Intensitätsverteilung im Fokus erwartet werden. Die Simulation offenbart eine Verteilung mit einem Maximum auf der optischen Achse, welches von weniger intensiven Beugungsringen umgeben ist. Wie im Vorfeld angenommen, ist das Maximum erheblich schmäler als die gaußschen Strahltaillen. Auch daher ist die Intensität auf der optischen Achse merklich höher als bei den anderen Fokussen, obwohl ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Energie auf die Beugungsringe entfällt. Inwiefern die elektrischen Feldstärken in den Beugungsringen zu einer unerwünschten Ionisation eines gasförmigen Targets führen kann, soll in Abschn. 5.3 untersucht werden.

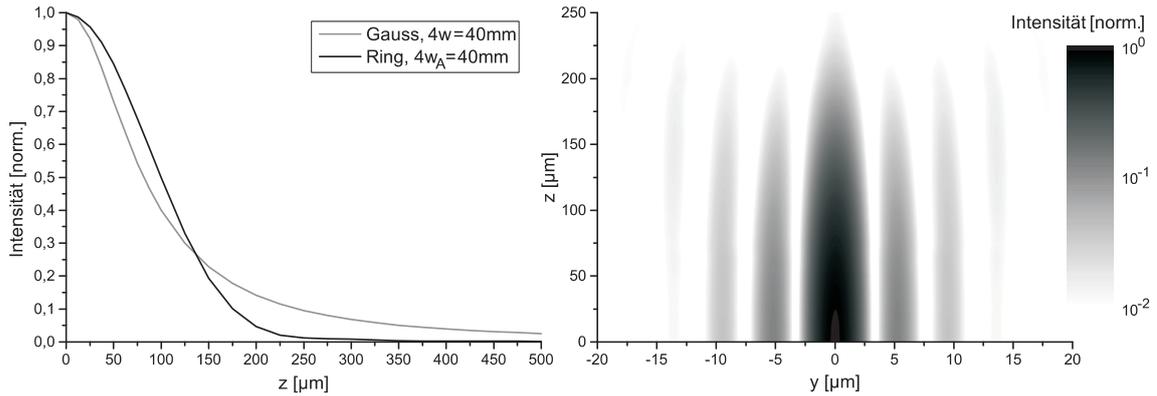


Abb. 4.13: Normierte Intensitäten entlang der optischen Achse. **Links:** Vergleich von Gauß- und Ringprofil gleichen Strahldurchmessers. Erwartungsgemäß bleibt die optische Achse im Falle des Ringstrahls lange feldfrei. Die Intensität steigt dann auf vergleichsweise kurzer Strecke auf Intensitäten $> I_0/2$. **Rechts:** Logarithmisch aufgetragene Intensitäten des Ringprofils in der (y, z) -Ebene. Hauptpeak und Beugungsringe bleiben in ihrer Form weitestgehend konstant. Die Struktur zieht sich mit steigendem z etwas zusammen.

Die Annahme, dass die Rayleighlänge des Gaußstrahls länger sein muss als ihr Pendant im Falle des Strahls mit Ringprofil, können die Simulationen für den Dauerstrichbetrieb und die Kombination aus Strahldurchmesser und Brennweite nicht bestätigen. In Abb. 4.13 (Links) sind die simulierten Amplituden der Intensität über die optische Achse aufgetragen. Für einen besseren Vergleich wurden beide Kurven normiert. Erwartungsgemäß sind die Intensitäten des Ringprofils auf der optischen Achse bei großer Entfernung zu z_0 deutlich geringer als jene des Gaußstrahls. Bis $z = 250\ \mu\text{m}$ liegen sie unter 1% des Maximums. Der Gaußstrahl hat an dieser Stelle bereits über 10% seiner endgültigen Intensität erreicht. Ab diesem Punkt steigt die Kurve des Ringprofils stärker als bei ihrem Gegenüber. Die Rayleighlänge des Gaußstrahls beträgt etwa $80\ \mu\text{m}$. Die Intensität des zusammenlaufenden Rings erreicht bei $z \approx 100\ \mu\text{m}$ die Hälfte des Maximums in der Brennebene.

Ein interessanter Aspekt ist an dieser Stelle die Art und Weise, wie sich die Beugungsstruktur entlang der z -Achse verhält. Die Radien von Hauptmaximum und Beugungsringen variieren nicht mit z , sondern bleiben über den relevanten Bereich konstant. Dieses Verhalten geht aus Abb. 4.13 (Rechts) hervor. Für die Intensität wurde eine logarithmische Graustufenverteilung gewählt, um den Effekt besser sichtbar zu machen. Während ein Gaußstrahl auseinander läuft, verteilt sich in diesem Fall die Energie mit größerem Abstand zur Brennebene auf die Beugungsringe.

4.4.5 Simulation von Laserpulsen

Die vorangegangenen Abschnitte behandelten stets die Simulation monochromatischer Laserstrahlen im Dauerstrichbetrieb. Um zu einer Abschätzung der Feldverteilungen im Falle gepulster Laserstrahlung zu gelangen, wird eine Zeitfunktion in Gl. (4.17) eingefügt. Ziel ist die Betrachtung eines Laserpulses zum Zeitpunkt t_0 wie in Abb. 4.10. Das alternierende elektrische Feld wird durch die Einhüllende

$$A(t) = \exp\left(-\frac{(t_0 - t)^2}{\Delta\tau^2}\right) \quad \text{mit} \quad \Delta\tau = \frac{\Delta t}{\sqrt{2 \ln 2}} \quad (4.18)$$

eingegrenzt. Von jedem Punkt der (x_l, y_m) -Quellebene werden die Strecken zu den Stützstellen der zu simulierenden (Y_i, Z_j) -Zielebene berechnet. Daraus resultiert mit c_0 jeweils die Zeit t , welche für die Strecke benötigt wird. Somit lässt sich die Laufzeitverzögerung $|t_0 - t|$ ermitteln. Je größer diese Differenz wird, desto geringer wirkt sich nach Gl. (4.18) die Feldkomponente aus der Quellebene auf das resultierende Feld an der Stützstelle aus.

Wohlgermerkt handelt es sich um eine Näherung für einen Laserpuls der zentralen Wellenlänge λ_0 . Um möglichst reale Resultate zu erlangen, muss die Feldverteilung aller spektralen Anteile entsprechend ihrer Phase und Energie über das Beugungsintegral gelöst werden [DR06]. Die spektrale Auffächerung eines Axicon-Teleskops mit kleinen Axicon-Winkeln und dünnen Gläsern kann bei der Bestimmung des Ringprofils vernachlässigt werden (vgl. Abschn. 4.3.3). Der Zeitaufwand zur Lösung der Beugungsintegrale würde im Rahmen dieser Arbeit den Nutzen verfehlen, eine Abschätzung der Feldverteilung für viele verschiedene Parameter zu erhalten.

Die numerischen Simulationen wurden für bandbreitenbegrenzte Pulse mit $\Delta t = 7, 10$ oder 25 fs durchgeführt. Die Laserprofile variierten zwischen $4w = 20$ und 45 mm. Zusätzlich wurde die Auswirkung von Löchern in Parabeln oder Umlenkspiegeln untersucht. Letztere schneiden Strahlanteile um die optische Achse herum ab. Die Brennweite des fokussierenden Elements ist ebenfalls ein relevanter Faktor – die Strahlführung für den THE ist Stand dieser Arbeit nicht abschließend geklärt.

Abb. 4.14 zeigt exemplarisch die Simulation von Laserpulsen mit $\lambda_0 = 800$ nm. Dargestellt sind die Resultate an der Brennebene und entlang der z -Achse bei $z = 15, 30, \dots, 105$ μm . Die Pulsdauer beträgt $\Delta t = 10$ fs. Die Profile besitzen jeweils einen Durchmesser von 40 mm. Das Ringprofil wurde aus einem Gaußstrahl mit $4w = 20$ mm konvertiert. Die Brennweite beträgt $101,4$ mm.

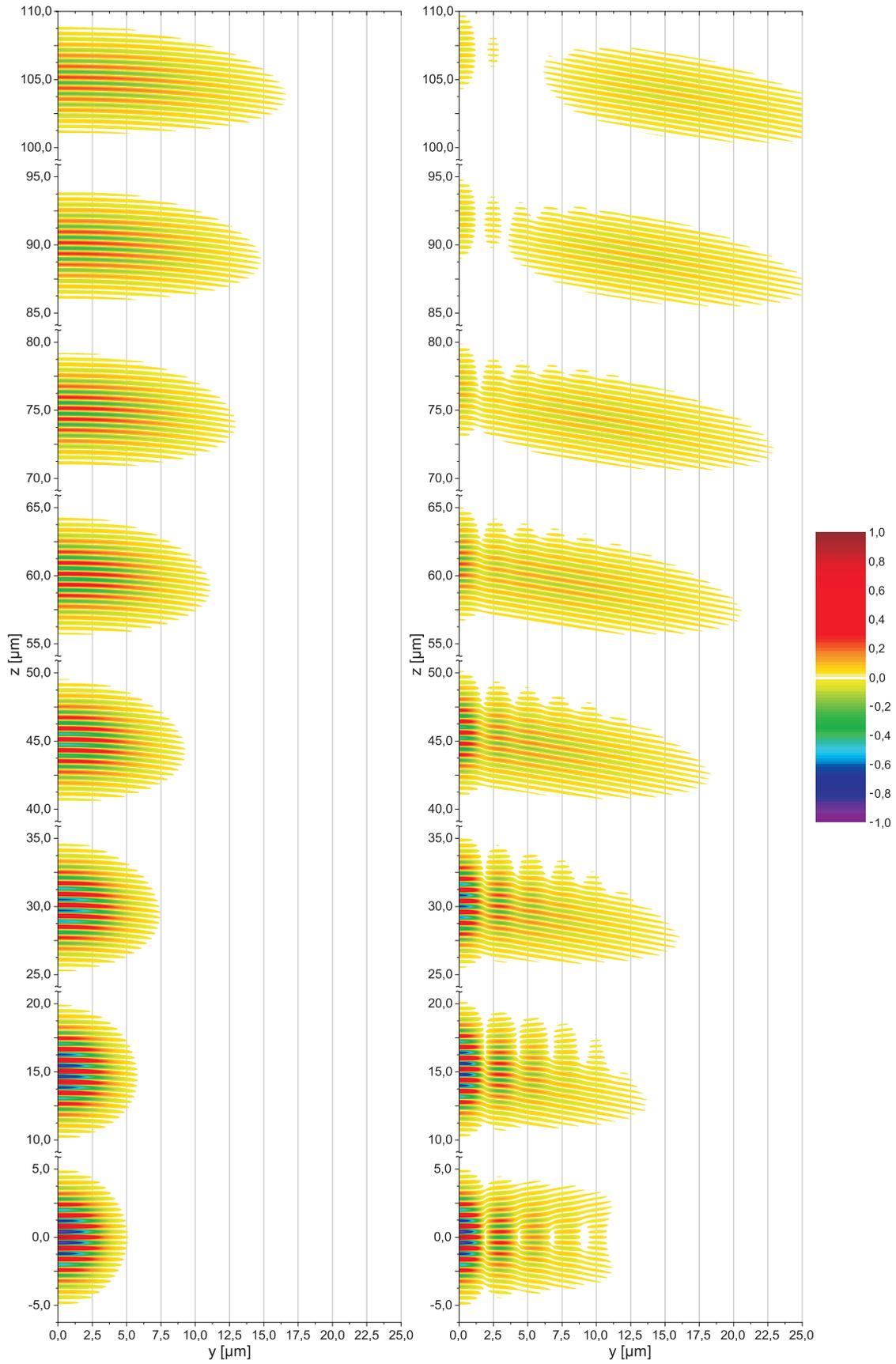


Abb. 4.14: Elektrische Felder von 10 fs-Laserpulsen. Erläuterung im Text.

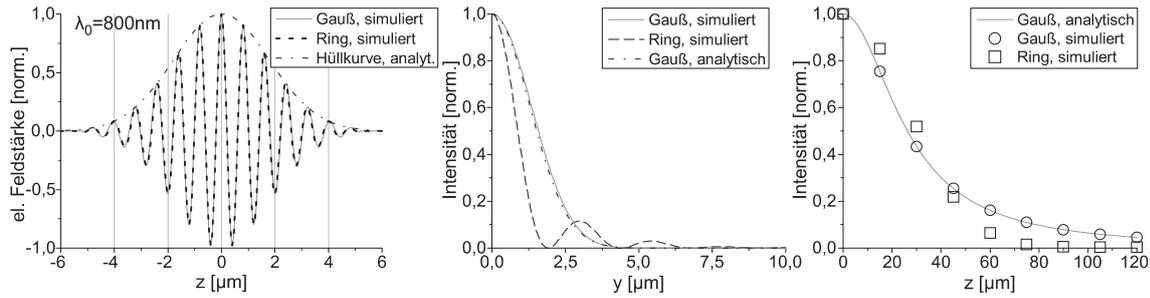


Abb. 4.15: Konsistenzprüfung der simulierten Laserpulse anhand analytischer Lösungen des Gaußstrahls. **Links:** Die elektrischen Felder alternieren mit $\lambda_0 = 800\text{ nm}$ und folgen der analytisch berechneten Hüllkurve eines Pulses mit $\Delta t = 10\text{ fs}$. **Mitte:** Die simulierte Strahltaile des Gaußstrahls stimmt mit der analytischen Lösung überein. Die Simulation des Ringpulses resultiert in der bekannten Beugungsstruktur. **Rechts:** Numerisch und analytisch berechneter Intensitätsverlauf auf der optischen Achse weisen eine hohe Übereinstimmung auf. Der Ringpuls weist das gleiche Verhalten auf, wie der Ringstrahl.

Der Gaußpuls verhält sich entsprechend den Erwartungen: Die Wellenfronten laufen sinngemäß auf den Brennpunkt zu und bilden dort Ebenen aus. Der Ringpuls zieht sich bei der Propagation in Richtung der Brennebene zusammen. Auf der optischen Achse interferieren die vergleichsweise schwachen elektrischen Felder im Inneren des Kreises zur bekannten Struktur. Mit kleinerem z verteilt sich mehr Energie auf das zentrale Maximum und die Beugungsringe. Anders als beim Gaußpuls sind die Wellenfronten außerhalb der Brennebene nicht sphärisch. Dies gilt sowohl für die Anteile im Ring als auch jene, die bereits interferieren. Dieses Verhalten tritt ebenso bei Simulationen mit Dauerstrichbetrieb auf. Daher wird ein Fehler auf Grund der einschränkenden Wirkung der Zeitfunktion (4.18) ausgeschlossen. Auch sonst folgen die Strahlengänge bei Puls- und Dauerstrichbetrieb dem gleichen Trend. In beiden Fällen bleibt die Beugungsstruktur entlang der z -Achse nahezu konstant (vgl. Abb. 4.13). Tatsächlich ziehen sich die Beugungsringe mit größerem Abstand zur Brennebene zusammen. Das Hauptmaximum wird im Gegensatz zum Gaußstrahl schmaler.

Um den Wert der Abschätzung zu beurteilen, können die simulierten Pulsdauern und die Felder des Gaußstrahls mit analytischen Resultaten überprüft werden. Die zeitliche Pulsform entspricht in beiden Fällen der eines idealen 10 fs-Pulses. In Abb. 4.15 (Links) sind die alternierenden elektrischen Felder und die berechnete Einhüllende um den Brennpunkt aufgetragen. Der Feldverlauf mit der Wellenlänge λ_0 wird durch die Simulationen für Gauß- und Ringstrahl exakt wiedergegeben. Die simulierte Intensität über der y -Achse stimmt in hohem Maße mit der analytischen

Lösung für Gaußpulse überein (Mitte). Gleiches gilt für die Intensitätsmaxima entlang der optischen Achse (Rechts). Der Vollständigkeit halber wurden auch jeweils die Werte für die Pulse mit Ringprofil aufgetragen. Ihr Verhalten spiegelt sowohl in der Brennebene als auch entlang der z -Achse die Resultate im Dauerstrichbetrieb wieder (vgl. Abb. 4.13).

4.5 Strahleigenschaften des Axicon-Teleskops

Die numerischen Simulationen belegen die Annahmen zur Feldverteilung entlang der optischen Achse nahe der Brennebene. Grundsätzlich erscheint das Axicon-Teleskop als ein probates Mittel, um das Trojanische Pferd zu entfesseln. Nun gilt es jedoch, die Erkenntnisse aus der Theorie im Experiment zu verifizieren.

4.5.1 Versuchsaufbau

Um den idealisierten Bedingungen der Theorie überhaupt nahe kommen zu können, verlangt es nach präzisen Optiken, aber vor allem nach einem möglichst perfekten Gaußstrahl. Das Lasersystem PHASER erfüllt diese Voraussetzungen nach Jahren der Optimierung. Es erfordert viel Arbeit, ein derart komplexes System bis ins kleinste Detail zu verstehen und derart anzupassen, dass es reproduzierbar betrieben werden kann. Nachdem der Laserpuls den Verstärker von Haus aus astigmatisch mit elliptischem Profil verlässt, wirkt die Hohlleiter als ein Raumfilter. An ihrem Ausgang liegt die nahezu perfekte Taille w_0 an, aus welcher die Laserpulse nun divergent fortlaufen. Nach dem gut justierten Fangspiegel steht dem Experimentator somit ein weitgehend ans Ideal heranreichender Gaußstrahl mit ebenen Wellenfronten zur Verfügung.

Für die vorliegende Arbeit kann PHASER trotz seiner geeigneten Strahleigenschaften noch keine Verwendung finden: Die hochintensiven Laserpulse erzeugen bei der Fokussierung an Luft ein Plasma und müssten für die vielen Justagearbeiten an einem Axicon-Teleskop um mehrere Größenordnungen abgeschwächt werden. Da jedoch ein Großteil des Laserspektrums im unsichtbaren Nahen Infrarotbereich liegt, kann ein Mensch den sinnvoll abgeschwächten Strahl nicht wahrnehmen. Die Justage von Optiken wäre in weiten Teilen dramatisch erschwert. Als Alternative stehen am Institut Helium-Neon-Laser (HeNe-Laser) zur Verfügung, die eigens für Vorversuche und als Justage-Laser an den Experimentierkammern angeschafft wurden.

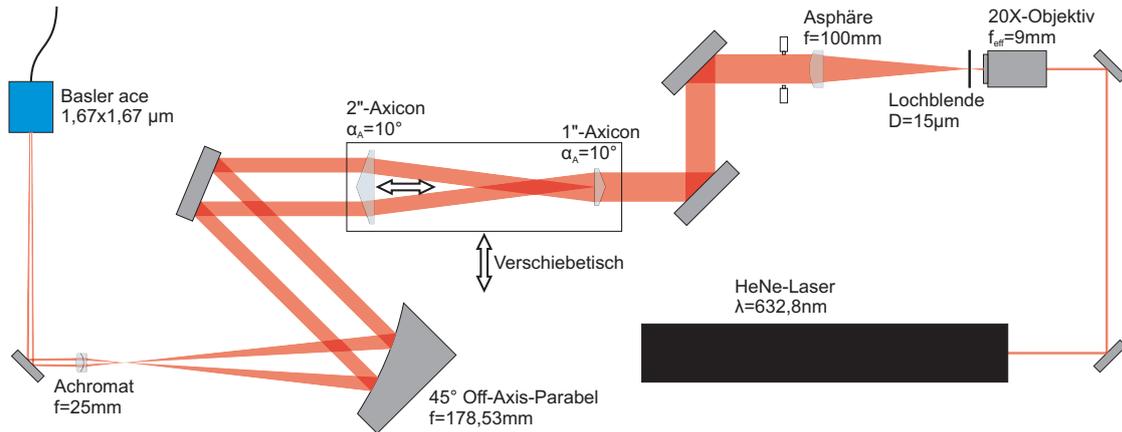


Abb. 4.16: Skizzierter Versuchsaufbau zur Erzeugung und Fokussierung von kollimierten Gauß- und Ringstrahlen. Ausführliche Erläuterung im Text.

In Abb. 4.16 wird der Versuchsaufbau schematisch dargestellt. Der verwendete HeNe-Laser ist vom Typ JDS UNIPHASE 1137/P und besitzt eine Wellenlänge von $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Die Ausgangsleistung beträgt 7 mW im Dauerstrichbetrieb und verteilt sich auf ein Gaußprofil mit $2w = 0,81 \text{ mm}$. In den folgenden Abschnitten wird auf die weiteren Bestandteile genauer eingegangen.

Raumfilter und Kollimatorlinse

Der HeNe-Laserstrahl muss für das Experiment zunächst aufgeweitet werden. Nach zwei Umlenkspiegeln fokussiert ein Mikroskopobjektiv mit einer effektiven Brennweite $f = 9 \text{ mm}$ auf einen Brennpunkt von $2w_{0,Spot} = 1,27 \cdot \lambda f / 2w \approx 9 \mu\text{m}$. Räumliches Rauschen, welches den ursprünglichen Strahl überlagert, wird außerhalb des Brennpunktes abgebildet. Mit einer Blende, die das 1,5-fache von $2w_{0,Spot}$ als Durchmesser aufweist, kann dieses Rauschen blockiert werden, während ein Maximum an Energie passieren darf [Edm18]. Der nun stark divergente Strahl muss kollimiert werden. Ein sphärischer Fangspiegel kommt an dieser Stelle nicht in Frage, da er schief in den Strahl gestellt werden müsste und diesen somit astigmatisch machen würde. Eine Parabel erfordert einen nicht angemessenen Justageaufwand. Probates Mittel bei dieser Art von Raumfiltern sind Linsen. Allerdings verursachen sphärische Linsen und Achromate unweigerlich sphärische Aberration. Dies hat bei der Fokussierung zur Folge, dass ein- und ausfallender Strahl um den Brennpunkt keine Punktsymmetrie aufweisen können. Bei Gaußstrahlen entstehen einseitig Interferenzringe. Bei Laserstrahlen mit Ringprofil werden bei der Fokussierung ohnehin Beugungsringe erwartet. Die Simulationen könnten somit nicht verifiziert werden.

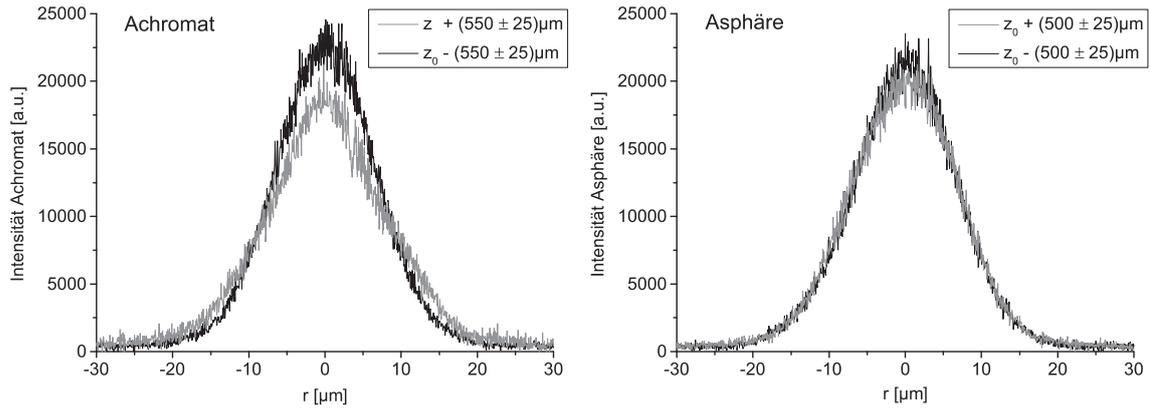


Abb. 4.17: Einfluss der Kollimatorlinse des Raumfilters auf den gaußschen Strahlengang nahe des Brennpunktes. **Links:** Ein Achromat erzeugt sphärische Wellenfronten. Dies resultiert in einen asymmetrischen Strahlengang. **Rechts:** Eine Asphäre erzeugt geringe Wellenfronten-Fehler. Der Strahlengang weist eine hohe Symmetrie auf.

Ohne folgenden Abschnitten vorgreifen zu wollen, soll an dieser Stelle ein Beispiel für die Auswirkung der sphärischen Aberration anhand von Abb. 4.17 und Abb. 4.18 gegeben werden. Erste zeigt das Intensitätsprofil des Gaußstrahls im Querschnitt. Bei der Verwendung eines Achromats zur Kollimation des divergenten Strahls nach dem Raumfilter ist eine deutliche Asymmetrie des Strahls auszumachen (Links). Die graue Kurve weist eher die Form eines Dreiecks auf denn die einer Gaußglocke. Durch den Einsatz einer asphärischen Linse kann die Asymmetrie weitestgehend eingedämmt werden (Rechts). Die THORLABS GMBH bietet explizit für vorliegende Anwendung beugungsbegrenzte, hochpräzise Asphären an [Tho18]. Diese werden mittels magnetorheologischem Polieren (englisch: *magneto rheological finishing*, MRF) gefertigt und weisen entsprechend der Datenblätter und der Ergebnisse im Experiment deutlich geringere Wellenfrontenfehler auf als sphärische oder achromatische Linsen.

Die verbesserte Performance durch die Asphäre im Falle des fokussierten Ringstrahls wird in Abb. 4.18 ersichtlich. Die mit dem Achromat verursachten Wellenfrontenfehler führen zu einer Verschiebung der Ringstruktur (Links). Das Ergebnis unter Verwendung besagter Asphäre ist wesentlich zufriedenstellender. Sämtliche Kurven sind weniger verrauscht als bei der Messung mit dem Gaußprofil. Dies resultiert aus der Tatsache, dass mit dem Ringprofil ein deutlich intensiverer Hauptpeak erzeugt wird. Somit müssen dichtere Filter zum Einsatz kommen, um ein Überbelichten des Kamera-Sensors auszuschließen.

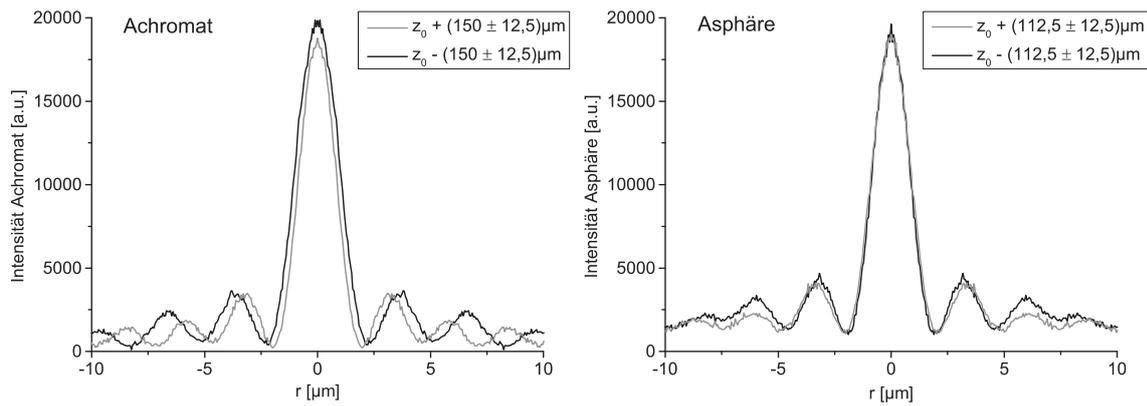


Abb. 4.18: Einfluss der Kollimatorlinse des Raumfilters auf den fokussierten Ringstrahl nahe des Brennpunktes. **Links:** Der Einsatz eines Achromats resultiert in einer Asymmetrie der Beugungsstruktur. **Rechts:** Die Kollimation mittels Asphäre ermöglicht einen Strahlengang mit verbesserter Symmetrie.

Eine gute Kollimation nach Raumfilter und Asphäre wird unter Einsatz einer 4-Loch-Blende sichergestellt. Die durch die Löcher propagierenden Strahlen weisen auch in großer Entfernung den entsprechenden Lochabstand auf. Abb. 4.19 (Links) zeigt das mit einem WINCAMD BEAM PROFILER aus dem Hause DATARAY INC. gemessene Gaußprofil des Laserstrahls. Auf den ersten Blick erscheint es auf Grund unregelmäßiger Beugungsstrukturen durch den Einsatz der Asphäre mangelbehaftet. Die Überlegenheit bei der Wellenfrontenformung gegenüber anderen Optiken wurde jedoch gezeigt. Eine Anpassungskurve liefert für das gemittelte Profil eine Gaußbreite von $w = 4,25$ mm. Über zwei Umlenkspiegel auf Magnetfüßen wird der Strahl in das Axicon-Teleskop justiert.

Justage des Teleskops

Die Axicons aus der Fertigung der ASPHERICON GMBH ruhen in Optikhaltern auf einer Vielzahl von vorerst manuellen Verschiebetischen. Die konischen Seiten sind voneinander abgewandt ausgerichtet. Die Optikhalter ermöglichen ein beliebiges Neigen gegen den Laserstrahl. Darüber hinaus können beide Axicons orthogonal zur optischen Achse verschoben werden. Das 1"-Axicon kann zusätzlich vollständig aus dem Strahl gefahren werden. Somit wird es möglich, zunächst das 2"-Axicon im Gaußstrahl auszurichten und anschließend das 1"-Axicon. Das 2"-Axicon kann mittels Verschiebetisch parallel zur optischen Achse verfahren werden, um den Durchmesser des Ringstrahls zu variieren zu. Grundsätzlich wäre es auch möglich, das 1"-Axicon parallel zu verschieben. Beide Einheiten sind auf einer gemeinsamen Platt-

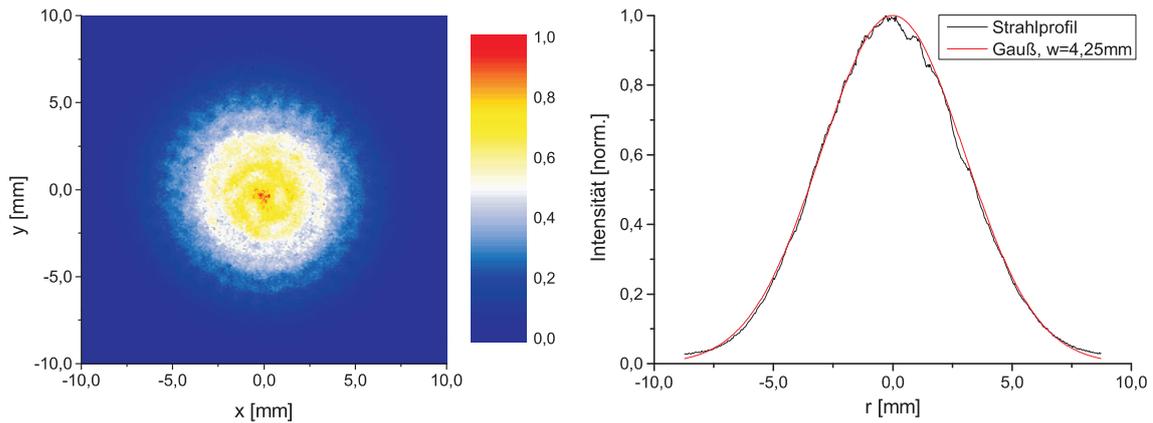


Abb. 4.19: Laserprofil nach Raumfilter und asphärischer Kollimatorlinse. Es wird ein Gaußstrahl mit $w = 4,25$ mm erzeugt. Das Profil wird von einer Beugungsstruktur überlagert, die keinen merklichen Einfluss auf den Brennpunkt hat.

form montiert, mit welcher das gesamte Teleskop aus der Laserstrahl-Trajektorie gefahren werden kann. So ist es ohne großen Justageaufwand möglich, vergleichende Messungen für Laserstrahlen mit Gauß- und Ringprofil durchzuführen.

Vom Prinzip her muss das Axicon-Teleskop nur erstmalig einer Grundjustage unterzogen werden. Bei einer reproduzierbaren Strahlage von Lasersystem zu Experiment ist – wie auch bei üblichen Aufweitungsteleskopen mit Spiegeln – von Tag zu Tag keine gesonderte Justage erforderlich. Einzig beim Verfahren eines Axicons zur Variation des Ringdurchmessers müssen unter Umständen auch die anderen Achsen korrigiert werden. Eine Korrektur der Neigung ist dann unnötig.

Für die Einrichtung des Teleskops im Nahen Infrarot wird eine CCD- oder CMOS-Kamera mit möglichst geringer Pixelgröße benötigt. Für das beschriebene Experiment wurde eine CMOS-Kamera vom Typ BASLER ACE ACA3800-14UM USB 3.0 mit einer Pixelgröße von $1,67 \times 1,67 \mu\text{m}^2$ eingesetzt. Die Kamera wird im Bereich des Besselfokus platziert. Alternativ kann eine Ebene des Besselfokus auf eine Kamera mit größeren Pixeln abgebildet werden.

Anhand der Abb. 4.20 soll eine mögliche Vorgehensweise bei der Justage eines Axicons im Gaußstrahl erläutert werden. Die Grafiken zeigen jeweils das Intensitätsprofil auf der optischen Achse. Der CMOS-Sensor befindet sich etwa 50 mm hinter dem Axicon. Eine Irisblende blockiert vor dem Axicon alle Strahlanteile, die über den Durchmesser von 12 mm hinausgehen. Die Lamellen der Blende erzeugen ein Beugungsmuster, welches sich wie die Umrisse einer Blüte um den Hauptpeak des Besselstrahls verteilt. Befindet sich die Spitze des Axicons auf der optischen Achse,

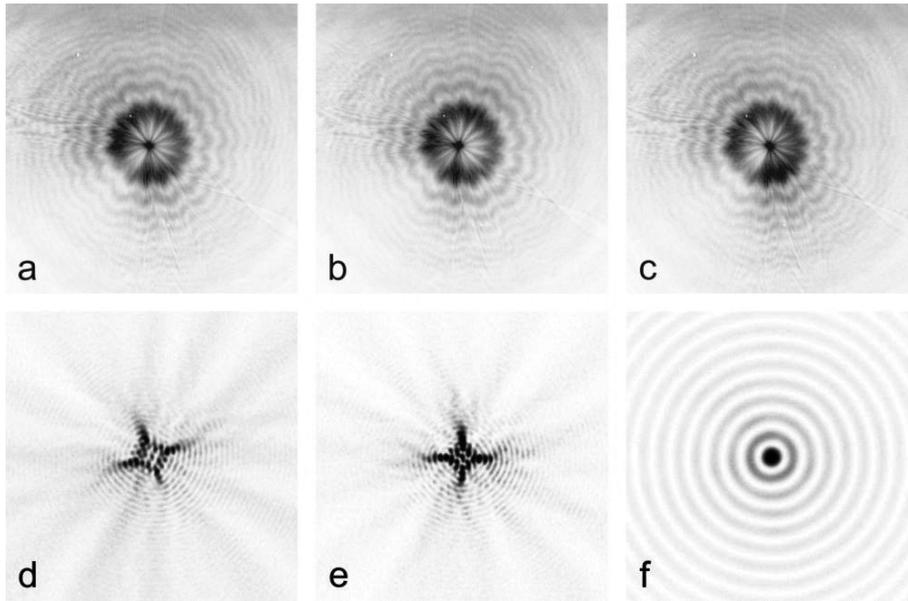


Abb. 4.20: Grafische Untermauerung der Axicon-Justage. Die Größe der Bildausschnitte variiert wie folgt (Angaben in [mm]): **a - c)** $3,34 \times 3,34$, **d, e)** $0,27 \times 0,27$ und **f)** $0,08 \times 0,08$ (Abb. mit 10-facher Vergrößerung). Ausführliche Erläuterung der Justage im Text.

so steht der Hauptpeak wie in Grafik a) im Zentrum der Beugungsstruktur. Die Grafiken b) und c) bilden Fälle ab, bei denen das Axicon um jeweils $\pm 50 \mu\text{m}$ senkrecht zum Laserstrahl verfahren wurde. Der Peak verschiebt sich deutlich aus dem Zentrum. Somit kann das Axicon auf unter $10 \mu\text{m}$ genau im Gaußstrahl platziert werden. Wird das Axicon nun mutwillig um die Horizontale geneigt, so kann durch Anpassung des Bildausschnitts Astigmatismus am Peak festgestellt werden. Dieser resultiert in Form des in Grafik d) erkennbaren Kreuzes. Ist dieses Kreuz zum Horizont verdreht, so muss dieses durch Neigen um die Vertikale aufgerichtet werden (Grafik e)). Nun wird die ursprüngliche Lage um die Horizontale wiederhergestellt. Als Resultat wird auf der optischen Achse nach dem Öffnen der Irisblende das symmetrische Besselprofil in Grafik f) erzeugt. Hierbei handelt es sich um eine Abbildung mit 10-facher Vergrößerung. Für das zweite Axicon wird die Prozedur entsprechend wiederholt.

Je nach Aufbau des Teleskops ist es möglich, sich Rückreflex zunutze zu machen. So kann eine planparallele Seite rasch senkrecht zur optischen Achse ausgerichtet werden. Dies erfordert jedoch stete Übung und das Bewusstsein über die Gefahren der Laserstrahlung für Leib und Lasersystem.

Fokussierung und Diagnostik

Die Fokussierung der Laserstrahlen – Gauß- sowie Ringstrahl – wird über eine beschichtete 45°-OAP realisiert. Deren Apertur beträgt 76,2 mm und ihre effektive Brennweite wird mit 178,53 mm angegeben. Ein Achromat mit einer Apertur von 12,5 mm und einer Brennweite von 25 mm bildet das Strahlprofil auf einen Kamerasensor ab. Zum Einsatz kommt die bereits genannte CMOS-Kamera aus dem Hause BASLER. Mit der bekannten Abbildungsgleichung wird die Vergrößerung ermittelt. Der Achromat befindet sich auf einem Verschiebetisch und kann entlang der optischen Achse verfahren werden. Dies ermöglicht bei einem z -Scan mittels Mikrometerschraube das kleinschrittige Abrastern der Strahlprofile in der Fokusregion.

Es empfiehlt sich, die Parabel zunächst mit dem Gaußstrahl zu justieren. Sobald dieser möglichst astigmatismusfrei fokussiert wird, wird das Axicon-Teleskop in den Strahl gefahren. Mit dem Ringprofil lässt sich die Parabel sehr exakt justieren, da es keine Fehlstellungen toleriert. Ist dieses Prozedere erstmalig durchgeführt worden, kann bei weiteren Anwendungen direkt mit dem Axicon-Teleskop gearbeitet werden. Voraussetzung ist eine stabile Strahlage innerhalb des gesamten Lasersystems.

4.5.2 Methoden und Ergebnisse

Bevor das Axicon-Teleskop in seiner Vielfältigkeit analysiert wird, soll die Fokussierbarkeit des Gaußstrahls untersucht werden – gerade im Hinblick auf die beschriebene Problematik ebener Wellenfronten bei der Verwendung eines Raumfilters. Erfüllen Strahltaile und -verlauf die theoretischen Vorgaben, so können systematische Fehler bei der Bewertung des Teleskops weitestgehend ausgeschlossen werden.

Fokusdiagnostik am Gaußprofil

Aus den Parametern des Gaußstrahls und der Brennweite der Parabel folgen aus Gl. (2.10) und (2.9) die theoretischen Werte $w_0 = 8,46 \mu\text{m}$ und $z_R = 355 \mu\text{m}$. Auf Grund der vergleichsweise großen Rayleigh-Länge fällt es nicht leicht, die Brennebene exakt anzusteuern. Auch ein Astigmatismus ist einfacher auszumachen, wenn die Brennweite nicht viel größer ist als der Strahldurchmesser. Über die Mikrometerschraube kann die Brennebene prinzipiell auf $10 \mu\text{m}$ genau angefahren werden. Allerdings lässt die Kamera-Ausgabe eine derart genaue Bestimmung nur schwerlich zu. Erst die Auswertung des z -Scans macht deutlich, wie gut die Brennebene tatsächlich gefunden wurde.

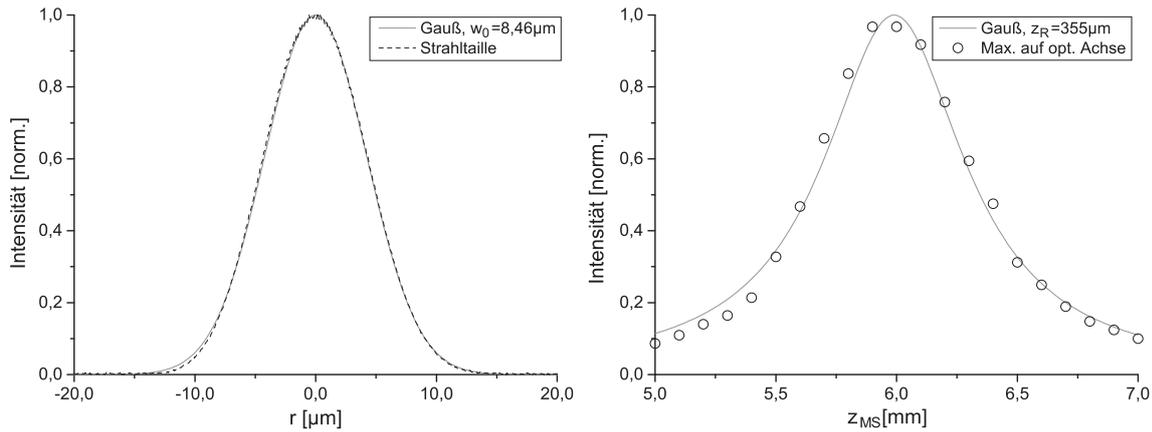


Abb. 4.21: Fokussierung des Gaußstrahls. **Links:** Die gemessene Strahltaile stimmt in höchstem Maße mit der analytischen Kurve überein. **Rechts:** Die Messwerte stimmen gut mit der Kurve des idealen Gaußstrahls überein.

In Abb. 4.21 sind die Ergebnisse einer Messreihe mit dem Gaußstrahl über den Radius (Links) bzw. der z -Achse (Rechts) aufgetragen. Die Brennebene wurde im Experiment an der Position $z_{MS} = 6$ mm auf der Mikrometerschraube verortet. Die Vergrößerung der Abbildung betrug aus Bildweite $b \approx 700$ mm und Brennweite des Achromats resultierend den Faktor $V \approx 27$. Die Messwerte für die berechnete Strahltaile stimmen in höchstem Maße mit der analytischen Lösung für das entsprechende w_0 überein. Die gemessenen Intensitäten entlang der z -Achse folgen dem Trend der mit Gl. (2.11) ebenfalls analytisch berechneten Anpassungskurve mit $z_0 = 6$ mm. Der Verlauf zeigt, dass die Brennebene im Experiment gut getroffen wurde.

Abweichungen von der Idealkurve entlang der z -Achse können systematisch durch ein leichtes Wandern des Strahls auf Grund von Erschütterungen bedingt werden. Dadurch würde das Profil zur Belichtungszeit etwas verschmieren. Die Messwerte weisen zudem auf der linken Flanke eine erkennbare Abweichung zum theoretischen Wert auf. Dies kann auch ein Indiz für einen verbliebenen geringen Fehler der Wellenfronten im Strahl sein. Wohlgermerkt: Der perfekte Gaußstrahl mit ebenen Wellenfronten existiert nur als theoretisches Konstrukt. Insgesamt wird die Versuchsanordnung als gewappnet für aussagekräftige Versuche am Axicon-Teleskop beurteilt.

Fokusdiagnostik am Ringprofil

Wenn die angenommene Brennebene des gut fokussierten Gaußstrahls auf dem Sensor abgebildet wird, kann das Axicon-Teleskop in den Laserstrahl gefahren werden. Nach einer ersten oder erneuten Justage der Optiken ist es durchaus möglich, dass

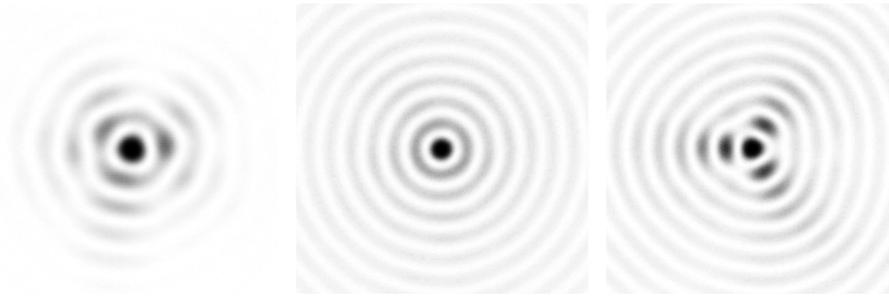


Abb. 4.22: Trefoil-Fehler durch Axicons. **Links:** Intensitätsverteilung in der Brennebene weist Trefoil-Fehler auf. **Mitte:** Das 1"-Axicon erzeugt das erwartete Besselprofil. **Rechts:** Das 2"-Axicon erzeugt für achsenferne Strahlen den gesuchten Trefoil-Fehler.

auf dem Sensor zunächst nicht wie erwartet ein Brennfleck mit Ringstruktur abgebildet wird. Was für den Gaußstrahl als gute Justage erachtet wurde, muss für das Ringprofil nicht zwangsläufig ausreichend sein. Ein verbliebener Astigmatismus im schmalen Gaußstrahl kann mit einem z -Scan nur bis zu einem gewissen Maß wahrgenommen werden. Je nach Durchmesser besitzt der Ringstrahl einen wesentlich kürzeren Bereich hoher Intensität als die Rayleighlänge des verwendeten Gaußstrahls. Er wird härter fokussiert und daher ist die Anfälligkeit gegenüber Justagefehlern deutlich erhöht. Wenn demnach der Gaußstrahl nicht perfekt fokussiert wurde, dann wirkt sich das auf die Fokussierung des Ringstrahls merklich aus. Der geübte Experimentator erkennt einen Justagefehler und kann ihn zügig beheben. Der Strahlengang kann durch weiteres Verfahren und Neigen der Parabel von Astigmatismus befreit werden. Auch ist es möglich, dass die Axicons noch um einen scheinbar zu vernachlässigen Weg parallel zueinander verschoben werden müssen.

Das Resultat der erfolgreichen Justage von Axicon-Teleskop und Parabel ist in Abb. 4.22 (Links) dargestellt. Anstatt der erwarteten Ringstruktur um ein intensives Maximum weisen die Beugungsringe eine inhomogene Intensitätsverteilung auf. Im ersten Ring ähnelt die Struktur einem sogenannten *Trefoil*-Fehler. Dieser wird unter anderem bei der Justage von Parabeln untersucht [BWB09]. Im vorliegenden Fall konnte der Fehler nicht durch weitere Justage-Arbeiten an der Parabel behoben werden. Um eine fehlerhaft geschliffene Parabel auszuschließen, wurde alternativ über eine Linse fokussiert. Jedoch trat auch hier der Trefoil-Fehler auf. Unter Verwendung eines Achromats zur Kollimation der Raumfilter-Strahlung wurde ebenso keine Verbesserung erzielt. Als letzte Option wurden die Axicons mittels z -Scan ein weiteres Mal überprüft. Bei der ersten Untersuchung wies der CMOS-Sensor noch einen

festen Abstand zum Axicon auf. Bei der 1"-Optik konnten erneut keinerlei Fehler erkannt werden. Das Strahlprofil entspricht entlang der optischen Achse der Abb. 4.22 (Mitte). Die Untersuchung der 2"-Optik fördert für Randstrahlen den gesuchten Fehler zu Tage (Rechts). Das Axicon ist nahe der optischen Achse ausreichend präzise gefertigt, weshalb der Fehler bei ersten Untersuchungen nicht auffallen konnte. Die Güte der Präzision nimmt mit größerem Radius ab.

Bei Verwendung des Axicon-Teleskops transmittiert die Laserstrahlung stets durch die achsenfernen Regionen der 2"-Optik. Der Trefoil-Fehler stellt allerdings kein Hindernis für den Einsatz des Teleskops im Rahmen des THE dar. Die Feldstärken in den Ringmaxima weisen etwa 50 % des Hauptmaximums auf. Daraus resultiert bei voller Ionisation auf der optischen Achse eine um drei Größenordnungen geringere Tunnelwahrscheinlichkeit am Ringmaximum, wie es aus Abb. 2.4 hervorgeht. Bei einer präzisen, kostenintensiven Sonderanfertigung soll der Fehler nicht mehr auftreten. Bei den hier verwendeten *Stock optics* liegt der Fehler laut Herstellerangaben jedoch innerhalb der Spezifikation.

Im Folgenden werden die Resultate aus Messreihen zur Variation des Ringdurchmessers und die Analyse des Strahlengangs in der Fokusumgebung aufgeführt. Zu diesem Zweck wurden die Fokusprofile auf Grund des Trefoil-Fehlers stets in folgender Weise ausgewertet: Die Werte von vier um jeweils 45° verdrehte Achsen durch das Hauptmaximum werden extrahiert. Anschließend erfolgt die Teilung einer Achse in zwei Hälften beginnend am Hauptmaximum. Aus den nun acht Achsen wird das mittlere Intensitätsprofil generiert. Die gewonnenen Datensätze können schließlich mit den Resultaten der Simulationen abgeglichen werden.

Variation des Ringdurchmessers

Das 2"-Axicon wird im Rahmen dieser Messreihe entlang der optischen Achse Verfahren. Sollte die Translation der Optik nicht exakt parallel zur optischen Achse gelingen, so muss nur eine kleine Korrektur in der Senkrechten vorgenommen werden. Die Parallelität der planen Axiconseiten zueinander wird hierdurch nicht beeinflusst. Da das Ringprofil über eine sehr scharfe Außenkante verfügt, kann sein Durchmesser einfacher bestimmt werden als bei einem Gaußstrahl. Dazu wurde der Strahl passgenau durch eine zuvor mittels Messschieber eingestellte Irisblende geführt. Um weitere Beugung zu vermeiden, wurde die Irisblende anschließend weiter geöffnet. Die Ungenauigkeit dieser Messung wird auf $\Delta D = 100 \mu\text{m}$ abgeschätzt.

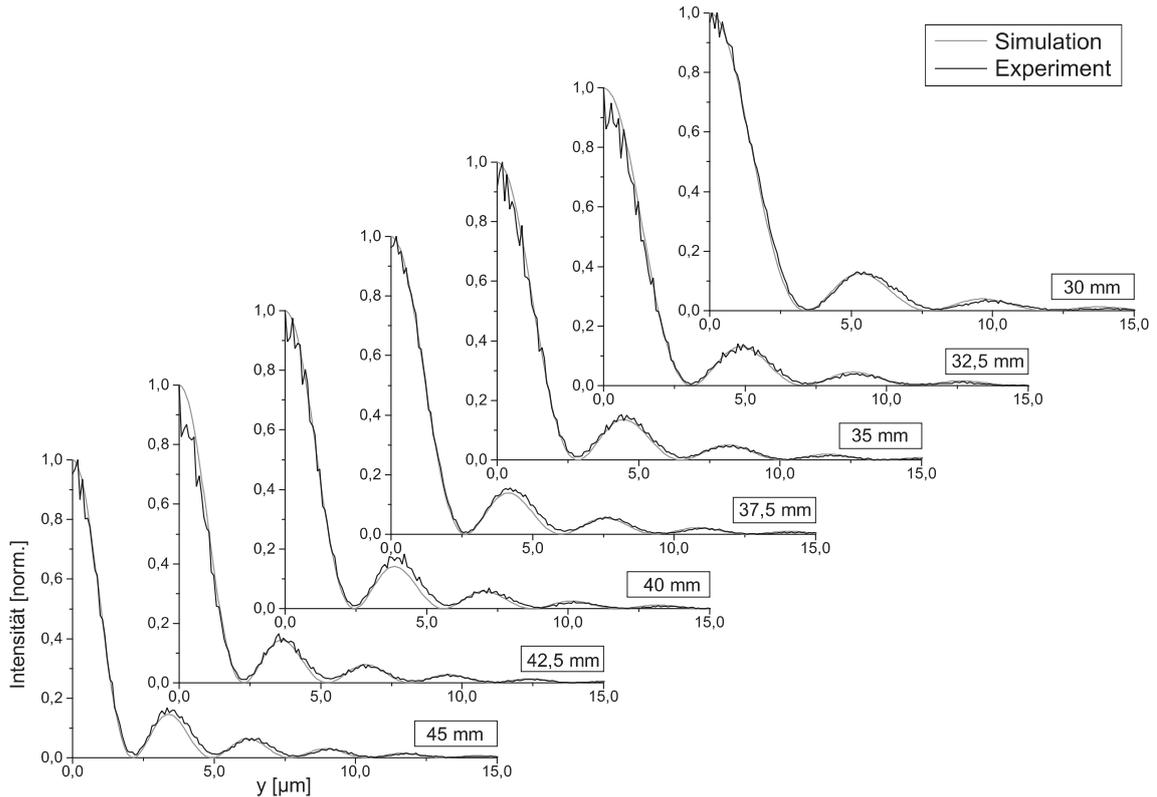


Abb. 4.23: Variation der Beugungsstruktur mittels Teleskopverfahren. Größere Strahldurchmesser (eingerahmt) resultieren in schmalere Hauptpeaks und kleineren Ringdurchmessern. Die Messwerte stimmen weitestgehend mit den simulierten Kurven überein. Die Fluktuationen des Signals resultieren aus einem Rolling-Shutter-Effekt

Unter der Annahme, dass ein Elektronen-Puls im THE eine Apertur von 10 mm verlangt, wurde der kleinste Durchmesser des Ringprofils mit 30 mm gewählt. Die freie Apertur des 2"-Axicons definiert mit etwa 46 mm die obere Grenze. Zur Sicherheit sollte der größte Durchmesser daher 45 mm betragen. Da sich die Auswertung recht mühsam gestaltet, wurde die Schrittweite mit 2,5 mm gewählt. Die Resultate sind in Abb. 4.23 dargestellt. Der jeweilige Durchmesser des Profils ist über der y -Achse angegeben. Der Übersichtlichkeit halber sind alle Graphen auf 1 normiert. Erwartungsgemäß resultieren größere Durchmesser in kleineren Brennpunkten und Beugungsrings, jedoch nicht umgekehrt proportional zueinander. Bei einer Vergrößerung des Durchmessers um den Faktor 1,50 verringert sich der Durchmesser des Brennflecks etwa um den Faktor 1,58. Dies ist dadurch begründet, dass die Stärke der Ringprofile bei Variation des Durchmessers konstant bleibt. Die maximale Intensität auf der optischen Achse verhält sich daher mit $I_{0,45\text{mm}} \approx 2,5 \cdot I_{0,30\text{mm}}$.

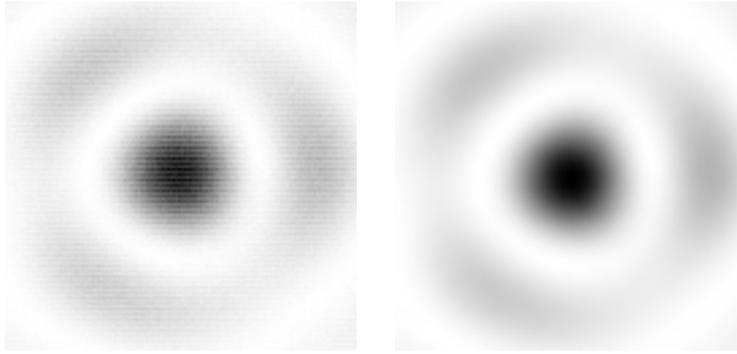


Abb. 4.24: Signalverarbeitung mittels Fourier-Analyse. **Links:** Originalaufnahme der CMOS-Kamera mit Rolling-Shutter-Effekt. **Rechts:** Die bearbeitete Aufnahme enthält nach der Glättung die relevanten Informationen.

Die Übereinstimmung mit den Resultaten aus den jeweiligen Simulationen wird als hervorragend eingestuft. Einziger Wermutstropfen sind die teilweise starken Signal-Schwankungen nahe der optischen Achse. Diese sind eine Folge von Bildfehlern der Kamera: auf diversen Aufnahmen ziehen periodisch feine Linien horizontal über das Bild. Ein physikalisches Phänomen im Strahl kann ausgeschlossen werden, da der Fehler nicht jederzeit auftritt. Eventuell werden Effekte durch den *Rolling Shutter* durch Anpassung der Belichtungszeit nicht vollständig ausgeschaltet. Darüber hinaus stören bei leichter Neigung der Kamera Beugungseffekte das Bild. Die Ursache konnte nicht ausgemacht werden, wird jedoch im Aufbau des Sensors vermutet. Weitestgehende Abhilfe schafft der Einsatz der Fourier-Analyse. Innerhalb der Software *ImageJ* kann auf eine Grafik ein *Fast fourier transformation*-Algorithmus (FFT) angewendet werden. Im Fourierraum können somit störende Frequenzen aus der Abbildung herausgefiltert werden. Die inverse FFT liefert ein geglättetes Bild des Fokus. In Abb. 4.24 sind exemplarisch die Rohdaten (Links) und die geglättete Intensitätsverteilung (Rechts) im Fokus bei einem Strahldurchmesser von 35 mm dargestellt. Die durch das Auslesen des CMOS-Sensors entstandenen Fehler werden sichtbar reduziert, ohne die Informationen aus der Brennebene zu beeinträchtigen. Durch die Anwendung der FFT auf alle Grafiken und anschließender Auswertung werden die in Abb. 4.25 dargestellten Resultate generiert.

Strahlengang in Fokusnähe

Bei der Ionisation von gasförmigen Targets ist vor allem die Feldverteilung entlang der optischen Achse relevant. Aus ihr resultiert das Ionisationsvolumen und somit die Anzahl möglicher Ladungsträger. Die Vermessung der Fokusregion wurde mittels

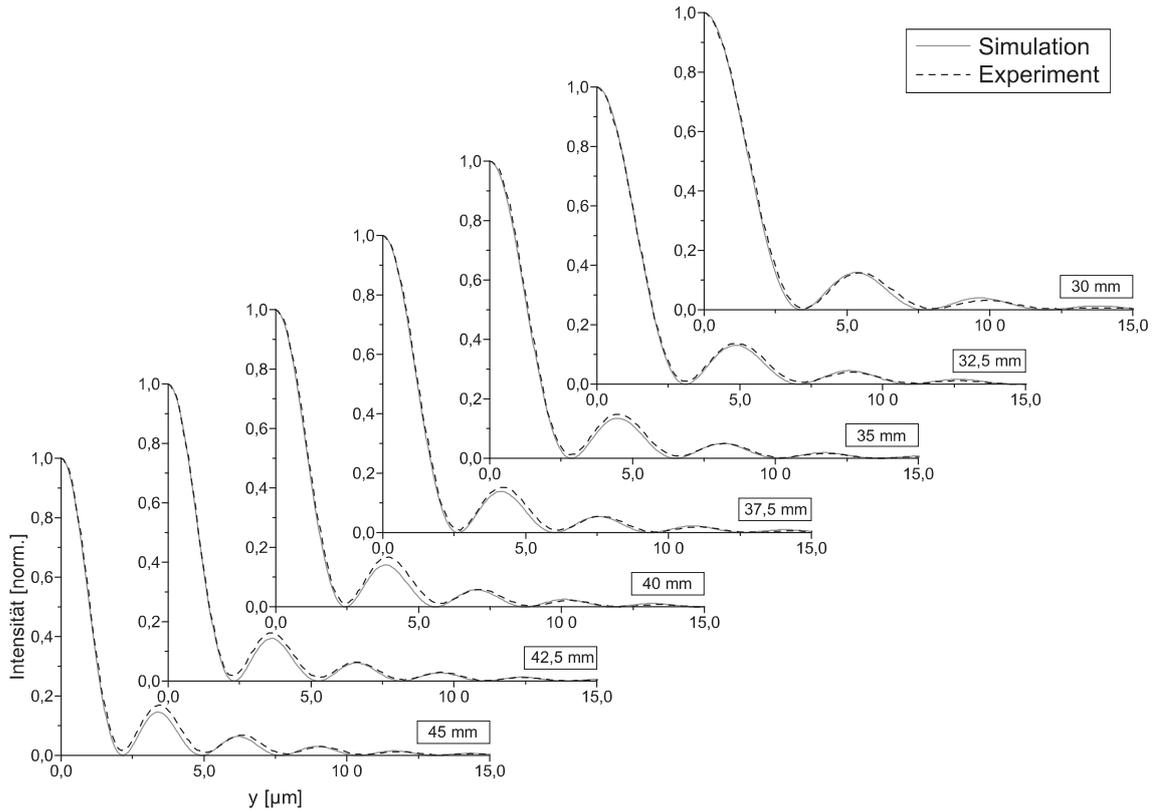


Abb. 4.25: Variation der Beugungsstruktur nach Signalverarbeitung mittels Fourier-Analyse. Das vom Rolling-Shutter-Effekt befreite Signal weist eine hohe Übereinstimmung mit den Resultaten der Simulation auf (vgl. Abb. 4.23).

z -Scan durchgeführt. Der Durchmesser des Ringprofils wurde für zwei Messreihen auf 30 sowie 40 mm eingestellt. Dementsprechend musste ein Bereich von $z_0 \pm 200$ respektive $z_0 \pm 150 \mu\text{m}$ abgerastert werden. Außerhalb dieser Skalen fällt die Intensität auf ein an dieser Stelle nicht mehr relevantes Maß. Darüber hinaus wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis klein. Von einem Austausch eingesetzter Filter unter der Messreihe wird abgesehen. Die Schrittweite betrug in beiden Fällen $10 \mu\text{m}$. Für die Messung wurde nicht die Skala der Mikrometerschraube genutzt. Vielmehr konnte ein Messtaster aus dem Hause HEIDENHAIN eingesetzt werden, um die relative Positionsänderung zu bestimmen. Die Genauigkeit des Systems liegt bei $\pm 0,2 \mu\text{m}$.

Die Auswertung der Rohdaten wurde wie im letzten Abschnitt erläutert durchgeführt. Auf eine Glättung des Rolling-Shutter-Effekts mittels FFT wurde an dieser Stelle verzichtet. Der Trend ist auch ohne dieses Hilfsmittel deutlich ersichtlich. Die Ergebnisse der Messreihen sind in der oberen Zeile von Abb. 4.26 grafisch aufgearbeitet. Diesen stehen in der unteren Zeile die Resultate der Simulationen mit den

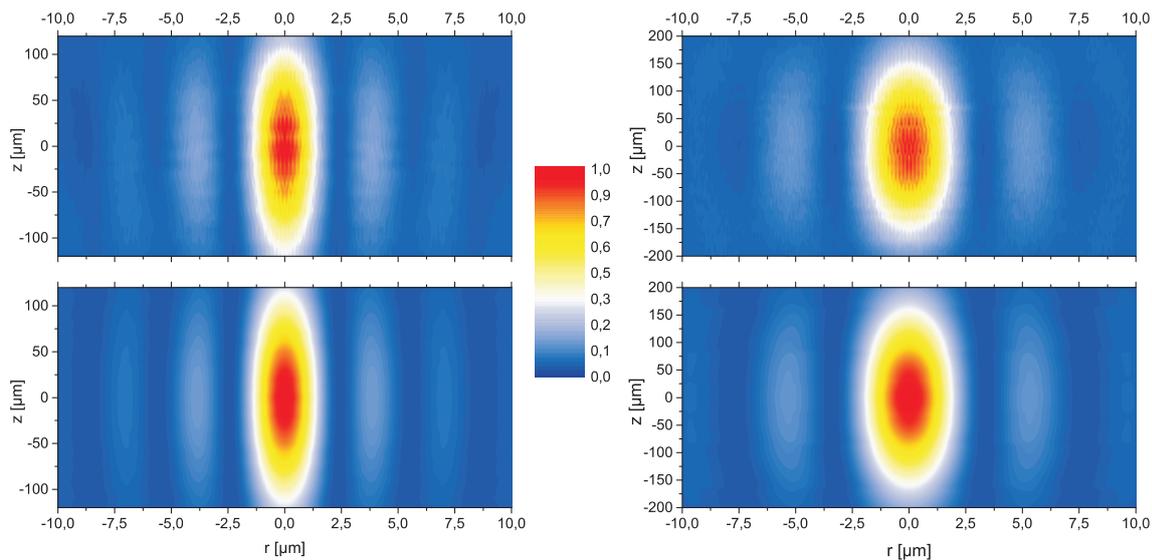


Abb. 4.26: Normierte Intensitätsverteilung entlang der optischen Achse. Die obere Zeile zeigt die Messergebnisse für Ringstrahlen mit $4w_A = 40$ mm (Links) und 30 mm (Rechts). Die entsprechenden Resultate der Simulation sind in der unteren Zeile aufgetragen. Sie stimmen mit den Messwerten in hohem Maße überein.

entsprechenden Strahlparametern gegenüber. Bis auf wenige „Ausreißer“ gleichen sich die Intensitätsverteilungen in hohem Maße. Dies gilt sowohl für das Hauptmaximum als auch für die Intensität in den Beugungsringen.

4.6 Zusammenfassung

Die Untersuchung des STF stellt die fehlende Eignung desselben für die Anwendung beim THE fest. Im Gegensatz dazu muss die vom Autor vorgestellte Alternative des mittels Axicon-Teleskop erzeugten Ringstrahls als in höchstem Maße geeignet beurteilt werden.

Es wurde gezeigt, dass die Dispersion der für ultrakurze Pulse unüblichen transmittierenden Optiken mit bekannten Methoden kompensiert werden kann. Im Falle von vergleichsweise langen 25 fs-Pulsen aus Ti:Sa-Laseranlagen ohne SPM in einer Hohlaser genügt die Korrektur mittels des üblichen Kompressors der CPA. Die Verwendung von Sub-10 fs-Laserpulsen erfordert zwecks Kompensation einen zusätzlichen Gitter-Kompressor mit großer Gitterkonstante oder den Einsatz dispersiver Spiegel. Über letztere kann theoretisch sogar die Dispersion an sehr breitbandigen Laserspektren von Pulsen im Bereich von 5 fs korrigiert werden.

Die Performance des Axicon-Teleskops deckt sich im Dauerstrich-Betrieb in hohem Grade mit den theoretischen Vorgaben durch die Simulationen. Die Konsistenz letzterer konnte über den Vergleich mit den Lösungen der analytischen Gleichungen des Gaußstrahls belegt werden. Darüber hinaus entspricht das Konzept in weiten Teilen den im Vorfeld gemachten Annahmen zur Feldverteilung in der Brennebene (vgl. Abschn. 4.3.3). Einzig der simulierte und gemessene Strahlengang weicht von den Erwartungen ab. Da die höchsten Felder in den äußeren Regionen des Ringprofils auftreten, wurde auch ein sehr kurzer Bereich höchster Intensität entlang der optischen Achse angenommen. Tatsächlich liegt dort über längere Strecken eine Intensität von über $I_0/2$ an als die Rayleighlänge vergleichbarer Gaußstrahlen hergibt – vergleichbar im Sinne des Durchmessers der kollimierten Strahlen. Gerade in Hinblick auf den Einsatz als Elektronen-Injektor im THE ist dies nicht als Nachteil zu erachten. So können Elektronen über eine längere Distanz freigesetzt werden.

Mit größerem Abstand zur Brennebene fällt die Intensität von Ringpulsen rasch auf für die Ionisation bedeutungslose Werte. Dies hat quasi den Charakter eines Ein-Aus-Schalters. Der Gaußpuls weist diesbezüglich kleinere Gradienten auf und läuft zudem auseinander. Wenn auch nur in geringem Ausmaß, so wird somit vergleichsweise weit von der optischen Achse entfernt Ionisation ermöglicht. Dies ist für die Emittanz nach der Beschleunigung von Nachteil.

Ein unschlagbarer Vorteil des Axicon-Teleskops ist die Tatsache, dass der kollimierte Laserpuls auf der optischen Achse praktisch feldfrei ist. Somit kann dieser klar definiert und kollinear zum treibenden Elektronenpuls in das Target geführt werden. Der Laserpuls mit gaußschem Profil wird nicht-definierbare Einschnitte an der Apertur des umlenkenden Spiegels erleiden. Weder die Lochbohrung noch die Beschichtungen des Substrats können eine präzise, rotationssymmetrische Kante ausbilden.

Durch das Verfahren der Axicons zueinander wird eine simple Methode geschaffen, die Intensitätsverteilung in der Brennebene den Ansprüchen entsprechend anzupassen. Dies ist wiederum mit dem gaußschen Profil nur bedingt möglich. Der Strahlengang kann ausschließlich über den Umbau eines Aufweitungsteleskops in diskreten Schritten variiert werden. Sphärische Spiegel oder Linsen müssen zu diesem Zweck ausgetauscht werden, da sonst die Kollimation fehlschlägt. Die Eigenschaft des Axicon-Teleskops, Fokus-Intensitäten stufenlos anpassen zu können, ist auch über das Projektziel hinaus für viele Anwendungen von großem Vorteil.

5 Simulationen der Tunnelionisation in Gasen

Die numerisch ermittelten Feldverteilungen für fokussierte Dauerstrichlaser entsprechen den experimentellen Resultaten. Für gepulste Gaußstrahlen weichen numerische und analytische Lösung nur in vernachlässigbarer Größenordnung voneinander ab. Daher wird zu diesem Zeitpunkt angenommen, dass auch die berechneten Felder für Laserpulse mit Ringprofil einer guten Abschätzung unterliegen.

An dieser Stelle sollen die Ionisationsvolumina der Ringstrahlen in Relation zu den Gaußstrahlen betrachtet werden. Dazu ist es notwendig, die Tunnelwahrscheinlichkeit zu bestimmen. Für den THE sind Laserpulse mit Intensitäten von der Größenordnung $I_0 \approx 7 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ vorgesehen [Hid+12]. Daraus resultieren nach Gl. (2.11) elektrische Feldstärken von $E_0 \approx 72 \text{ GV/m}$. Im Falle der gewünschten Ionisation von He liegt der *Keldysh-Parameter* bei $\gamma_K \approx 0,5$. Dies deutet darauf hin, dass in diesem Regime die Tunnelionisation der vorherrschende Prozess ist. Dies gilt selbstverständlich für die hohen Intensitäten des Hauptmaximums. An den Flanken des Laserpulses sind weiterhin auch MPI und ATI zu erwarten. Der überwiegende Teil aller Elektronen, die durch den Laserpuls freigesetzt werden, sind jedoch Tunnel-elektronen. Dies wurde in Experimenten zu ATI-Elektronen in [Pau+94] gezeigt. Auch der Autor konnte in einer früheren Arbeit den Übergang von ATI- zu Tunnelregime feststellen. Abb. 5.1 zeigt Resultate einer Messreihe mit Sub-7 fs-Laserpulsen an Ar. Mittels Flugzeit-Spektrometer wurde die Energieverteilung der freigesetzten Elektronen vermessen. Die Intensität der Laserpulse wurde über einen Bereich nahe $\gamma_K \approx 1$ variiert. Die ATI-Peaks im Spektrum sind mit steigender Intensität schwächer ausgeprägt und letztlich kaum noch auszumachen. Der Anteil der ATI-Elektronen an der Gesamtzahl der Elektronen wird somit vernachlässigbar.

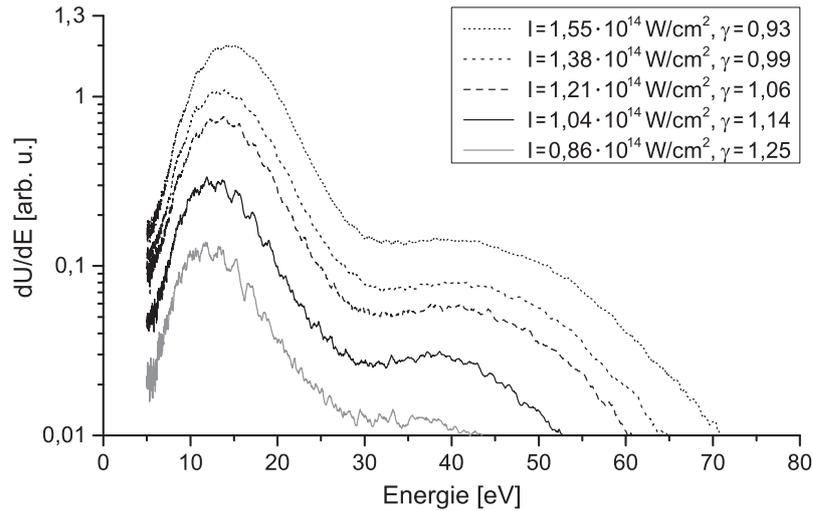


Abb. 5.1: ATI-Elektronenspektren an der theoretischen Regime-Grenze zur Tunnelionisation. Mit höherer Intensität verschmieren die ATI-Peaks. Das Tunneln wird der vorherrschende Prozess. Angepasst übernommen aus [Mon14].

5.1 ADK-Simulationen

Grundsätzlich ist es möglich, eine Ionisationsrate in Abhängigkeit von einem zeitlich dynamischen elektrischen Feld abzuschätzen. Mit dieser Rate $W(E(t))$ kann die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, dass ein Elektron im gebundenen Zustand verweilt. Diese ist nach [BM99] gegeben durch

$$\Omega(t) = \exp\left(-\int_0^t W(E(t')) dt'\right). \quad (5.1)$$

Daraus folgt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron im Laserfeld befreit wird, mit

$$\Psi(t) = 1 - \Omega(t). \quad (5.2)$$

Um die Ionisationsrate von Ring- mit jenen von Gaußpulsen in Relation setzen zu können, werden Simulationen basierend auf der ADK-Theorie durchgeführt (vgl. Abschnitt 2.2.1). Die ADK-Theorie findet in PIC-Simulationen bezüglich des THE zur Bestimmung der Anzahl beschleunigungsfähiger Ladungsträger Anwendung. Daher soll sie auch im Rahmen dieser Arbeit grundlegend sein. Explizit wird dabei einer Aufarbeitung der Theorie von *D. L. Bruhwiler et al.* gefolgt [Bru+03].

Die ADK-Theorie zeigt für Wasserstoff gute Übereinstimmung mit der Lösung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung im Regime bis zu einer kritischen elektrischen

Feldstärke, die mit $E_{krit} \leq (\sqrt{2} - 1)|\mathcal{E}_i|^{3/2}$ angegeben wird [Bau97]. Hier sind E_{krit} und \mathcal{E}_i in atomaren Einheiten normiert – das atomare elektrische Feld ist gegeben mit $E_A = 5,142 \cdot 10^{11}$ V/m und die *Hartree-Energie* mit $\mathcal{E}_H = 27,2$ eV. Bei Feldstärken $E_0 > E_{krit}$ wird das Regime der BSI erreicht. Experimentelle Resultate zeigen jedoch ebenso gute Übereinstimmung mit der ADK-Theorie [Aug+91]. Bei geringen Feldstärken und hohen Ionisationsenergien übersteigt die Tunnelzeit eine halbe Periode der Laserstrahlung. Das Tunneln nach Gl. (2.19) ist theoretisch nicht mehr möglich. Die Tunnelwahrscheinlichkeit nach ADK ist dann jedoch ohnehin vernachlässigbar. Bei geringen Feldstärken wird durch die Anwendung der ADK-Theorie grundsätzlich eine zu geringe Ionisationsrate berechnet, da Multiphotonen-Prozesse nicht berücksichtigt werden.

Diskretisierung

In [Bru+03] ist die Quintessenz von Gl. (2.24) in einer übersichtlicheren Form niedergeschrieben. Für die elektrische Feldamplitude E wird die Ionisationsrate je Zeiteinheit abgeschätzt mit

$$W(E) = W [s^{-1}] \approx 1,52 \cdot 10^{15} \cdot \frac{4^{n^*} \mathcal{E}_i [\text{eV}]}{n^* \Gamma(2n^*)} \cdot \left(20,5 \cdot \frac{\mathcal{E}_i^{3/2} [\text{eV}]}{E [\text{GV/m}]} \right)^{2n^*-1} \times \exp \left(-6,83 \cdot \frac{\mathcal{E}_i^{3/2} [\text{eV}]}{E [\text{GV/m}]} \right). \quad (5.3)$$

Die elektrische Feldstärke ist in GV/m und die Ionisationsenergie in eV anzugeben. Die Gammafunktion $\Gamma(n+1) = n!$ wird mittels der *Stirling-Formel*

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} \left(\frac{n}{e} \right) \exp \left(\frac{1}{12n} \right) \quad (5.4)$$

genähert. Die effektive Hauptquantenzahl kann in der Form $n^* = 3,69 \cdot Z / \sqrt{\mathcal{E}_i}$ geschrieben werden, mit der Ladungszahl nach der Ionisation Z . Für die Ionisationsrate von neutralem zu einfach ionisiertem He folgt mit $\mathcal{E}_{i,He \rightarrow He^+} \approx 24,5$ eV exemplarisch die Zahlenwertgleichung

$$W_{He \rightarrow He^+} [s^{-1}] \approx \frac{8,61 \cdot 10^{18}}{E [\text{GV/m}]^{0,49}} \cdot \exp \left(\frac{-828}{E [\text{GV/m}]} \right). \quad (5.5)$$

Die kritische Energie beläuft sich bei diesem Übergang auf 182 GV/m.

Bei (5.3) handelt es sich um eine quasi-statische Gleichung. Für schnell alternierende Felder kann $E \rightarrow E \cos \omega t$ substituiert und über eine Periode integriert werden [ADK86]. Bei ultrakurzen Laserpulsen weniger Zyklen muss darüber hinaus der Verlauf des elektrischen Feldes unter der Einhüllenden berücksichtigt werden. Die ADK-Theorie soll auf die diskreten Verteilungen der elektrischen Feldstärken angewendet werden, die entsprechend Abschn. 4.4.5 für diverse Abstände zur Brennebene simuliert wurden. Das Alternieren der Felder bei einer Wellenlänge von 800 nm wird auf Grund der gewählten Auflösung von 50 nm gut beschrieben. Sie entspricht einem Zeitschritt von $\Delta t_z \approx 1,7 \cdot 10^{-16}$ s. Die quasi-statische Gleichung wird in obiger Form auf jeden Zeitschritt angewendet und mit Δt_z multipliziert. Aus diesen Ionisationsraten folgt die Tunnelwahrscheinlichkeit mit Gl. (5.1) und Gl. (5.2). Das Verfahren soll für einen Vergleich diverser Laserprofile Anwendung finden.

Bestimmung des Ionisationsvolumens

Die simulierten Feldverteilungen liegen in (y, z) -Matrizen vor (vgl. Abb. 4.10). In der Regel wurden die Simulationen mit $\Delta y = \Delta z$ durchgeführt. Das Profil ist in Quell- und Brennebene rotationssymmetrisch um die z -Achse. Die maximale Feldstärke, die ein simulierter Laserpuls in der Brennebene erreichen soll, kann frei gewählt werden. Um die Auswirkungen der elektrischen Felder zu ermitteln, werden Volumenelemente um die Stützstellen entlang der y -Achse angenommen. Ihre Größe beträgt entsprechend $\Delta V = \Delta y^3$. Durch diesen Vektor wird in der Folge nach oben genanntem Zeitschritt die Feldmatrix geschoben. Für jede Stützstelle auf der z -Achse wird die Ionisationsrate $W_{X \rightarrow X^+}$ entsprechend Gl. (5.3) bestimmt und mit der Zeitkomponente $\Delta t_z = \Delta z / c_0$ multipliziert. Die Wahrscheinlichkeit, dass im jeweiligen Volumen Elektronen freigesetzt werden, folgt danach mit

$$\Psi_{X \rightarrow X^+}(\Delta t_z) = 1 - \exp(-W_{X \rightarrow X^+} \Delta t_z). \quad (5.6)$$

Bei folgenden Schritten muss berücksichtigt werden, dass bereits im Vorfeld eine Wahrscheinlichkeit der Ionisation besteht. Ebenso ist es möglich, dass höhere Grade der Ionisation erreicht werden können. Daher wird $\Psi(\Delta t_z)$ für jeden Übergang stets auf den entsprechenden Anteil von Atomen oder Ionen angewendet, der aus dem vorangegangenen Schritt resultiert. Ist die Matrix vollständig abgerastert, so liegen für sämtliche Spezies die finalen Anteile auf der y -Achse vor. Anschließend wird die Feldverteilung an einem weiteren Ort entlang der z -Achse verarbeitet. Für

jeden gewählten Abstand z' zur Brennebene wird somit ein Vektor der Verteilung der Ionisationsgrade generiert. Daraus resultiert eine (y, z') -Matrix. Mit dieser kann auf Grund der Rotationssymmetrie und der Spiegelung an der Brennebene theoretisch ein Ionisationsvolumen errechnet werden. Wird dieses mit der Teilchendichte in einem Gastarget multipliziert, so folgt daraus die Zahl der freigesetzten Elektronen.

5.2 Abgleich mit experimentellen Daten

Stand dieser Arbeit werden in der an PHASER anhängigen Kammer für gasförmige Targets Experimente zur Ladungsträgerausbeute durchgeführt. Dabei werden Laserpulse mit $\Delta t \approx 10$ fs und $\lambda_0 \approx 800$ nm in Edelgasen fokussiert. Die Gaußbreite des Strahlprofils beträgt $w \approx 5$ mm und die Brennweite $f \approx 800$ mm. Daraus resultieren Intensitäten bis $2 \cdot 10^{15}$ W/cm² respektive elektrische Feldstärken bis 120 GV/m. Mittels Flugzeitspektrometer und Plattenkondensatoren werden die Ladungsträger quantitativ und qualitativ untersucht. An dieser Stelle ist vor allem die Quantität von Bedeutung.

Numerische Simulationen der Feldverteilung und der Ionenausbeute

Grundsätzlich kann die elektrische Feldstärke innerhalb eines Gaußstrahls zu jedem Zeitpunkt an jedem Ort der Trajektorie analytisch bestimmt werden. Dies ist im Fall von fokussierten Ringstrahlen nicht möglich. Daher sollen an dieser Stelle die entsprechend Abschn. 4.4 simulierte Feldverteilungen für die Berechnung der Ionisationsraten Anwendung finden. Zu diesem Zweck wurden entlang der optischen Achse des Gaußstrahls die Feldstärke auf (y, z) -Matrizen mit 2001×241 Stützstellen berechnet. Die Schrittweite betrug $\Delta y = \Delta z = 50$ nm. Aus der großen Brennweite resultiert eine Rayleighlänge von etwa 6,5 mm. Der Strahl wird *weich* fokussiert. Daher wird die Schrittweite entlang der z -Achse mit $\Delta z' = 250$ μ m gewählt. Der größte Abstand zur Brennebene beträgt 18 mm. Die Intensität erreicht an dieser Stelle nur noch 10% des Maximums und resultiert selbst bei den höchsten Pulsenergien in vernachlässigbarer Ionisation.

In der Arbeitsgruppe werden für Experimente in der Hauptsache He, Ne und Ar genutzt. Die simulierten Laserfelder dienen als Grundlage zur Berechnung der Ionisationsvolumina für die jeweilige Spezies entsprechend Abschn. 5.1. Die Resultate der ADK-Simulation für die genannten Elemente sind in Abb. 5.2 (Links) in Abhän-

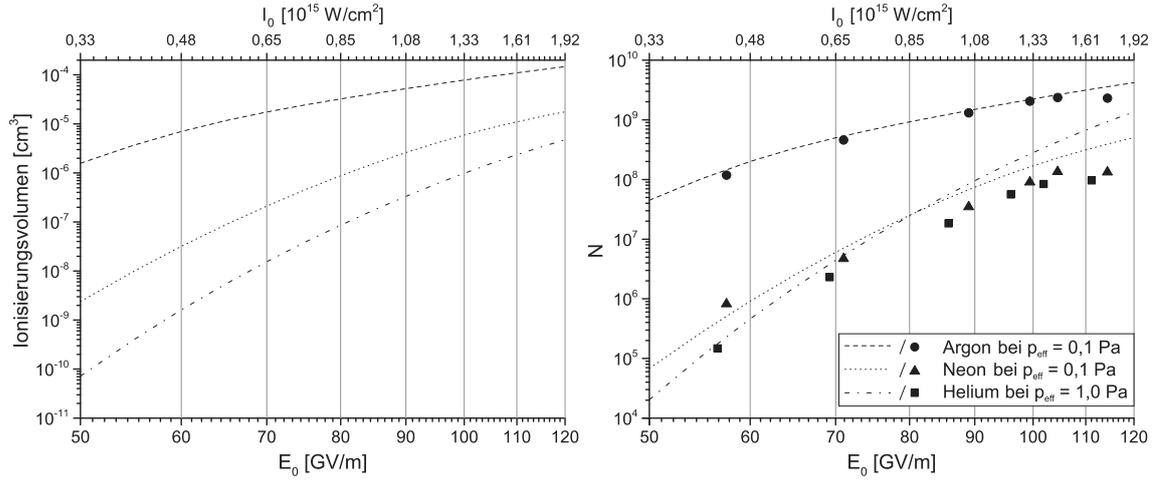


Abb. 5.2: Resultate der ADK-Simulationen zu Experimenten am ILPP. **Links:** Simulierte Ionisationsvolumina in He, Ne und Ar für 10 fs-Pulse in Abhängigkeit der Amplitude des el. Feldes respektive der Intensität. **Rechts:** Aus den Ionisationsvolumina resultierende Ionenanzahl bei gegebenen Drücken (Kurven). Die Messpunkte von He und Ne weichen stärker von den erwarteten Werten ab als jene von Ar. Ausführliche Diskussion im Text.

gigkeit von der maximalen elektrischen Feldstärke E_0 des Laserpulses aufgetragen. Der Vollständigkeit halber sind auch die entsprechenden Intensitäten angegeben. Erwartungsgemäß liegt die Kurve von Ar mit $\mathcal{E}_{i,Ar \rightarrow Ar^+} \approx 15,8$ eV oberhalb der von Ne mit $\mathcal{E}_{i,Ne \rightarrow Ne^+} \approx 21,6$ eV. He weist je Spezies die höchste Ionisationsenergie und somit die kleinsten Ionisationsvolumina auf. Um die zu erwartende Ladungsträgeranzahl N in einem Experiment zu bestimmen, muss das Ionisationsvolumen mit der vorherrschenden Teilchendichte im Target multipliziert werden. Letztere ist entsprechend der Thermischen Zustandsgleichung idealer Gase gegeben in der Form

$$n = \frac{p}{k_B T} \quad (5.7)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B sowie Raumtemperatur T und Druck p am Target.

Experimentelle Methoden und Ergebnisse

Im Rahmen einer am ILPP angefertigten Bachelorarbeit [Nic18] wurde die Ionenausbeute durch den Laserbeschuss von Edelgasen untersucht. Mittels eines Plattenkondensators mit einer Potenzialdifferenz von 400 V wurden Ionen aus Laserplasmen heraus beschleunigt und als Strompuls vermessen. Dabei handelte es sich um ein vorläufiges Versuchskonzept, welches Stand der Arbeit für weiterführende Messungen

überarbeitet wird. Die jeweiligen Drücke wurden mittels Heißkathoden-Ionisations-Vakuummeter aus dem Hause LEYBOLD und den Gasen zugehörigen Kalibrierungsfaktoren bestimmt. Die Werte betragen für Ne und Ar jeweils 0,1 Pa und für He 1,0 Pa. Die Drücke resultieren in Teilchendichten von etwa $2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bei Ne und Ar und $2,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bei He. Der Druck für He wurde um eine Größenordnung höher gewählt, um trotz der hohen Ionisationsenergie ein ausreichendes Signal zu messen. Die aus simulierten Ionisationsvolumina und bestimmten Teilchendichten resultierenden Kurven für die zu erwartende Ionenanzahl sind in Abb. 5.2 (Rechts) über der elektrischen Feldstärke aufgetragen. Die Kurven für He und Ne überschneiden sich bei etwa 80 GV/m auf Grund der unterschiedlich gewählten Drücke.

Bei der Messreihe mit Ar wurde die Pulsdauer mittels SPIDER vermessen. Die gemessenen Pulsdauern lagen bei etwa 11 fs. Bei der geringsten Intensität wurden 15 fs gemessen. Nichts desto trotz liegen die gemessenen Ladungen bei Ar mit einer kritischen Feldstärke von $E_{krit} \approx 95 \text{ GV/m}$ sehr dicht an der simulierten Kurve. Einzig die Messung bei der scheinbar höchsten Intensität weicht ab. Wie auch im Fall von Ne wurde bei der Steigerung der Intensität kein stärkeres Signal gemessen. Die Messwerte im Fall von Ne weisen mit steigender Intensität geringere Ladungsträgerzahlen im Gegensatz zur Simulation auf. Die kritische Feldstärke von $E_{krit} \approx 150 \text{ GV/m}$ wird nicht erreicht. Die Abweichung bei einer Messreihe an He sind für hohe Intensitäten am deutlichsten.

Begründung der abweichenden Resultate

Die simulierten und gemessenen Werte stimmen für hohe Intensitäten und vor allem bei Ne und He nicht sehr gut überein. Die Messwerte für die höchste Intensität bei Ar und Ne lässt sich nur über einen Fehler bei der Bestimmung der Pulsdauer erklären. Das übersteigen der kritischen Feldstärke im Fall von Ar wird als Fehlerquelle ausgeschlossen, da bei Ne der gleiche Trend auszumachen ist und auch bei der Verwendung der ADK-Theorie die Tunnelwahrscheinlichkeit nahe 100 % liegt. Die Anzahl der Ionen muss daher auch auf Grund des Volumeneffekts gegenüber geringeren Intensitäten ansteigen. Nach dem Austausch des Gases wurde im Experiment nicht erneut die jeweilige Pulsdauer bestimmt. Diese kann im Laufe eines Messtages jedoch stark variieren und sollte stets gemessen werden. Im Fall von He wurden die mittleren Strahlleistungen zu den vorangegangenen Messreihen mit Ar und Ne nicht reproduziert, jedoch mit Pulsdauern wie zuvor gerechnet. Die Fehler der Messwerte können daher nicht quantitativ abgeschätzt werden.

Eine weitere Erklärung für Abweichungen zwischen den Resultaten im Experiment und der theoretischen Vorhersage liegt in der Natur von elektrischen Ladungen, aufeinander einzuwirken. Tunnelelektronen können theoretisch von den Laserfeldern ponderomotorisch auf bis zu $2,5 U_P$ beschleunigt werden (vgl. Abschn. 2.2.2). Bei einer Amplitude von $E_0 = 100 \text{ GV/m}$ beträgt das ponderomotorische Potenzial nach Gl. (2.21) etwa 80 eV . Diese Beschleunigung findet in der Polarisationsrichtung des Lasers statt und somit parallel zum elektrischen Feld des Kondensators. Somit können die schnellsten Elektronen das Kondensatorfeld überwinden und die Messung verfälschen. Die schwereren Ionen nehmen aus dem Laserfeld vernachlässigbar wenig Energie auf und können als ruhend angenommen werden. Mit steigenden Intensitäten wächst die Anzahl der von den Elektronen zurückgelassen Ionen. Zwischen ihnen herrschen starke elektrische Felder. Die Folge ist eine sogenannte *Coulomb-Explosion*. Ionen, die zwischen optischer Achse und Anode situiert sind, werden daher entgegen des Kondensatorfeldes beschleunigt. Es wird angenommen, dass sie kinetische Energien erhalten können, die sie das Potenzial im Kondensator überwinden lassen. Diese Hypothese wird durch Experimente unter Variation der Teilchendichte gestützt, die Stand der Arbeit am ILPP durchgeführt werden.

Anforderungen an weiterführende Experimente

An dieser Stelle wird deutlich, wie gewissenhaft jeder Parameter bei Experimenten mit Laserpulsen im Regime weniger Laserzyklen überwacht werden muss. Zum einen kann die Pulsdauer über einen Messtag stark variieren. Zum anderen verschiebt sich unter Umständen bei scheinbar konstanter Pulsdauer bezüglich des Hauptpulses Energie in Vor- oder Nachpulse. Deren Potenzial zur Ionisation kann im vorliegenden Fall auf Grund der geringen Feldstärken vernachlässigt werden. Die tatsächliche Intensität des Hauptpulses kann erst dann gut abgeschätzt werden, wenn die zeitliche Pulsform bekannt ist.

Um die Auswirkungen der Elektronen auf die Messergebnisse zu minimieren, wird die Ausrichtung der Kondensatorplatten parallel zur Laserpolarisation vorgeschlagen. Die Beschleunigung im Laserfeld findet dann senkrecht zum Kondensatorfeld statt. Darüber hinaus sollte die Laserplasma-Wechselwirkung näher an der negativ geladenen Kathode stattfinden. Ionen, die durch die Coulomb-Explosion in Richtung der positiv geladenen Anode beschleunigt würden, müssten somit ein größeres Potenzial überwinden.

5.3 Ionisation mit Ringpulsen

Die simulierte und experimentell bestimmte Intensitätsverteilung für Laserstrahlung mit Ringprofil weist einen kleineren Brennpunkt auf als ein Gaußstrahl mit vergleichbarem Durchmesser. Die Intensitäten können somit auf höhere Werte getrieben werden. Darüber hinaus wird die Querschnittsfläche des Hauptpeaks mit dem Abstand zur Brennebene nicht größer. Dies lässt ein zigarrenförmiges Ionisationsvolumen um die optische Achse erwarten. Dahingegen wird beim Gaußstrahl ein „Auseinanderlaufen“ des Volumens fern der Strahltaile angenommen. Den Erwartungen sollen an dieser Stelle die Resultate von Simulationen bezüglich der abgeschätzten Fokussengepulster Ringstrahlen folgen. Diese werden in Relation zu jenen von Gaußpulsen gesetzt. Letztere weisen in weiten Teilen eine hohe Übereinstimmung zu experimentellen Daten auf.

Die simulierten Feldverteilungen von Laserpulsen mit $\Delta t = 7$ fs bei $\lambda_0 = 800$ nm sollen exemplarisch zur Bestimmung der Ionisation von He dienen. Die effektive Brennweite beträgt 108,89 mm und der Durchmesser des Gaußstrahls wird auf $4w = 40$ mm festgelegt. Seine Strahltaile misst somit etwa $2,8 \mu\text{m}$ und die Rayleighlänge $30 \mu\text{m}$. Die Durchmesser der Ringprofile betragen $4w_A = 30, 35$ und 40 mm. Die Amplitude des elektrischen Feldes in der Brennebene E_0 ist für alle Laserpulse jeweils gleich. In Abb. 5.3 sind einige Resultate der ADK-Simulationen gegenübergestellt. Die Spalten unterteilen nach Strahlprofil und die Zeilen nach der Amplitude E_0 .

Zunächst fällt auf, dass bei ultrakurzen Laserpulsen vergleichsweise hohe Feldstärken notwendig sind, um die vollständige Ionisation von Volumenelementen zu ermöglichen. Zum besseren Verständnis: Die Feldstärken von 120 bis 180 GV/m entsprechen Intensitäten in den Grenzen von $1,9$ bis $5,3 \cdot 10^{15}$ W/cm². Diese Werte stehen – unter Berücksichtigung kleinerer Brennpunkte und Teilchendichten – im Widerspruch zu ursprünglichen Annahmen bezüglich der Laserpuls-Intensitäten beim THE [Hid+12]. Die im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Experimente lassen die vorliegenden Resultate jedoch plausibel erscheinen. So wurde im Vorfeld die höchste Tunnelwahrscheinlichkeit mit etwa 67 % bei 120 GV/m berechnet. Die tatsächlichen Ionenausbeuten erreichen jedoch nicht die Größenordnung der Simulation, wie in Abschn. 5.2 bereits diskutiert wurde. Die weißen Flächen bei hohen Feldstärken spiegeln eine annähernd vollständige, einfache Ionisation wieder als auch die geringe Wahrscheinlichkeit, zweifach zu ionisieren. In Summe ist sämtliches He aller Volumenelemente jedoch nicht mehr als 1,01-fach ionisiert.

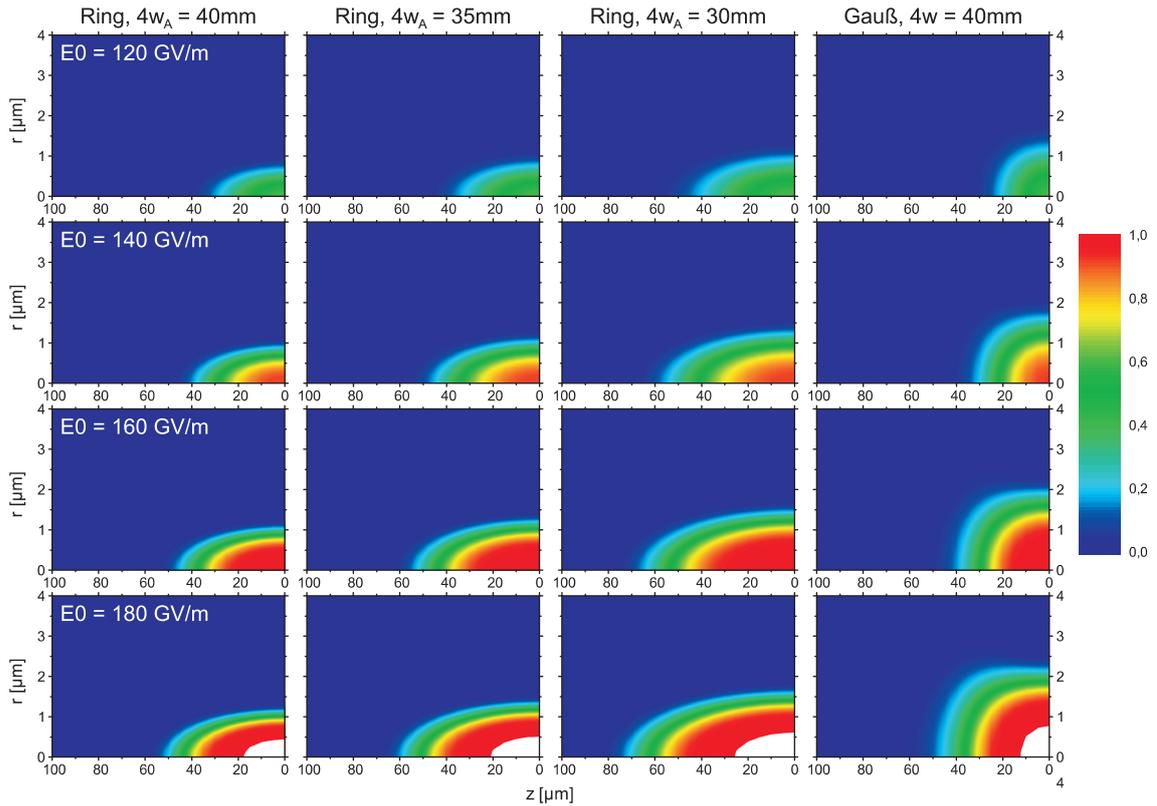


Abb. 5.3: Tunnelwahrscheinlichkeiten bei Variation der el. Feldstärke eines Laserpulses mit $\Delta t = 7$ fs. Mit dem Axicon-Teleskop kann mechanisch eine stufenlose Variation des Ionisationsvolumens erwirkt werden. Im Falle des Gaußprofils kann nur die Feldstärke variiert werden, um die Ionisation zu beeinflussen.

Die Ausdehnung der Ionisationsvolumina von Ringpulsen verhält sich in longitudinaler und transversaler Richtung annähernd antiproportional zu w_A (vgl. Abschn. 4.5.2). Sie sind jeweils schmaler und auch länger als im Falle des Gaußprofils. Erwartungsgemäß schmieren die Volumina mit steigenden E_0 und z nicht derart aus. Die Zigarrenform bleibt über alle Feldstärken und bei Variation des Profildurchmessers erhalten. Bei noch stärkeren elektrischen Feldern würde sich daran ebenso nichts ändern. Ab einem gewissen Wert würde die Ionisation in den Beugungsringen nicht mehr zu vernachlässigen sein. Jedoch liegt für die abgebildeten Fällen selbst mit $E_0 = 180$ GV/m die Tunnelwahrscheinlichkeit in den Ringen bei $\Psi_{He \rightarrow He^+} < 4 \cdot 10^{-3}$. Für THE-Experimente sind derart große Felder allerdings nicht vorgesehen. Die freigesetzten Elektronen sollen durch das Laserfeld idealerweise keinen Impuls senkrecht zur optischen Achse erhalten. Im Falle von 6 fs-Pulsen mit Feldstärken bis etwa 35 GV/m erreicht der nennenswerte Teil der Elektronen in der Polarisationssebene kinetische Energien zwischen 5 und 25 eV (vgl. Abb. 5.1).

Abb. 5.3 verdeutlicht die Variabilität des Ionisationsvolumens, wie sie durch das Axicon-Teleskop verliehen wird. Das mittels Gaußpuls generierte Volumen kann nur über die Variation der Intensität beeinflusst werden. Letzteres ist jedoch kein triviales Unterfangen. Am ILPP wird Stand der Arbeit eine dispersionsfreie, quasi-kontinuierliche Abschwächung von breitbandigen Pulsen entwickelt. Von einer Änderung der Intensität über die Pulsdauer ist im Hinblick auf den THE abzusehen.

5.4 Volumeneffekte bei Variation der Pulsdauer

Bisherige Arbeiten sehen für die THE-Laserinjektion Pulsdauern von $\Delta\tau = 8$ bis 40 fs [Hid+12; Hid+14] vor. Das Lasersystem des FLASHFORWARD liefert Stand dieser Arbeit Laserpulse mit $\Delta t = 25$ fs. Eine Erweiterung der Anlage um eine Hohlaser zwecks Selbstphasenmodulation zur Erzeugung von Sub-10 fs-Pulsen ist grundsätzlich möglich [Asc+16]. Aus Gl. (5.3) folgt sofort, dass ein zeitlich längerer Puls bei gleichem E_0 zu einer höheren Tunnelwahrscheinlichkeit führt als sein kürzeres Pendant. Allerdings muss auch berücksichtigt werden, dass die Ionisation über einen längeren Zeitraum stattfindet. Dies gilt auf der optischen Achse und besonders fernab von dieser. Ein weiterer Nachteil von längeren Pulsen ist die folglich länger auf die Elektronen wirkende ponderomotorische Kraft. Um in einem He-Target äquivalente Ionisationsvolumina zu erzeugen, muss die Intensität des kürzeren Pulses höher eingestellt werden als jene des längeren. An dieser Stelle wird die Ionisation durch ultrakurze Pulse in der Brennebene in Abhängigkeit von der Zeit untersucht.

In Abb. 5.4 sind der Verlauf der elektrischen Felder und die daraus resultierenden Tunnelwahrscheinlichkeiten aufgetragen. Exemplarisch wurden zwei Pulse mit $\Delta t = 7$ sowie 40 fs und Gaußprofil gewählt. Strahltaile und Rayleighlänge betragen jeweils $w_0 \approx 4 \mu\text{m}$ und $z_R \approx 63 \mu\text{m}$. Die Feldstärke wurde derart bestimmt, dass die Ionisationsvolumina in beiden Fällen etwa gleich groß werden. Somit wurden die Amplituden in der Brennebene mit $E_{0,40\text{fs}} = 115 \text{ GV/m}$ und $E_{0,7\text{fs}} = 139 \text{ GV/m}$ gewählt. Daraus resultieren entsprechend (2.11) die Intensitäten $I_{0,40\text{fs}} \approx 1,5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ und $I_{0,7\text{fs}} \approx 2,6 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Bei einer Teilchendichte von $n_{He} = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ werden in beiden Fällen etwa $1,5 \cdot 10^8$ Elektronen befreit. Dies entspricht einer Ladung von $Q \approx 25 \text{ pC}$. Bis auf die Feldstärken sind dies Werte, die auch für die Laserinjektion des THE vorgesehen sind. Auch durch Superposition der Laserfelder mit den Feldern der beschleunigenden Phase des *Wakefields* werden die aus den PIC-Simulationen hervorgehenden Ladungen nicht erreicht [Hid+14; Kne+14].

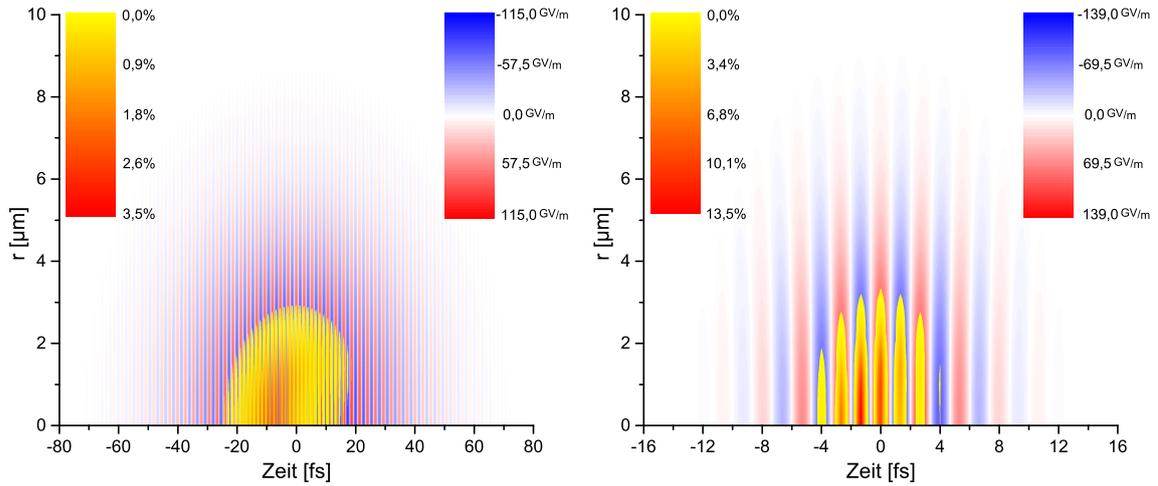


Abb. 5.4: Zeitlicher Feldverlauf ultrakurzer Laserpulse an der Strahltaile mit $w_0 = 4 \mu\text{m}$ und simulierte Tunnelwahrscheinlichkeiten je Zeitschritt. Die Pulse ionisieren jeweils ein Volumen, welches für die Teilchendichten beim THE notwendig ist. Links: Bei einem 40 fs-Puls erstreckt sich die Dauer der Ionisation über 45 fs. Rechts: Ein 7 fs-Puls höherer Intensität ionisiert über 8 fs hinweg.

Wesentliche Aspekte der Abb. 5.4 sind das Einsetzen und die Dauer der Ionisation. Bei den angenommenen Feldstärken beginnt diese nahe der optischen Achse jeweils auf der ansteigenden Flanke des Pulses und ein Großteil der Elektronen ist mit Erreichen des Maximums bereits befreit. Die zweifache Ionisation ist vernachlässigbar. Aufgrund schwächer werdender Felder startet die Ionisation mit steigendem Abstand zur optischen Achse zeitversetzt und dauert mitunter länger an. Im Falle des 40 fs-Pulses erstreckt sich der Zeitraum der Freisetzung von Elektronen auf etwa 45 fs. Dies hat zur Folge, dass ein Großteil der Ladungsträger aus einer Ebene deutlich später beschleunigt wird als jene nahe der optischen Achse. Die gleiche Ladung erzeugt ein etwas intensiverer 7 fs-Puls in etwa 8 fs. Die Ionisation ist je Zeitschritt $\Delta t_z \approx 0,17 \text{ fs}$ bis zu vier Mal wahrscheinlicher als bei dem längeren Puls. Entsprechend geringer fällt somit auch der Zeitversatz mit größer werdendem r aus. Bei intensiveren Laserpulsen bilden die Tunnelwahrscheinlichkeiten eine Art Pfeilspitze aus, da auf der optischen Achse die vollständige Ionisation abgeschlossen ist, während mit größerem Radius verzögert ionisiert wird. Hin zu kleineren Intensitäten entspricht die Verteilung der Wahrscheinlichkeiten jener des elektrischen Feldes.

5.5 Zusammenfassung

Die Simulationen zur Tunnelionisation nach der ADK-Theorie stellen eine gute Abschätzung der im Experiment zu erwartenden Resultate dar. Im Falle von 10 fs-Laserpulsen mit bekanntem Gaußprofil konnten simulierte Ionenausbeuten an Edelgasen durch Ergebnisse von Ionenmessungen der Arbeitsgruppe weitestgehend verifiziert werden. Größere Abweichungen sind auf systematische Fehler bei der Ionenmessung zurückzuführen.

In PIC-Simulationen zum THE wurden 7 fs- und 40 fs-Laserpulse für die Injektion vorgegeben. In Hinblick auf den Jitter zwischen Elektronen- und Laserpuls erscheint es sinnvoll, auf kurze Laserpulse zu setzen. Diese befreien innerhalb der Pulsdauer auf der vollen Breite Elektronen, welche demnach auch mit gleicher Effizienz in der beschleunigenden Phase eingeschlossen werden. Längere Pulse erzeugen freie Elektronen über einen längeren Zeitraum. Mit steigender Intensität wächst der Zeitversatz zwischen der Ionisation auf der optischen Achse und fernab davon.

Bisher konnte nicht geklärt werden, warum in den PIC-Simulationen zum THE vergleichsweise geringe elektrische Feldstärken der Laserpulse von unter 72 GV/m ausreichen, um die jeweils angegeben Pulsladung zu erzeugen [Hid+12; Hid+14]. Bei gleichen Strahlparametern musste der Autor etwa die doppelte Feldstärke vorgeben, um das entsprechende Ionisationsvolumen zu erzeugen. Beide Modelle beruhen auf der Ausarbeitung zur ADK-Theorie nach [Bru+03]. Ein Fehler in [Hid+12; Hid+14] ist nicht auszuschließen.

Unabhängig von den abweichenden Elektronenausbeuten ermöglichen die beschriebenen ADK-Simulationen den gewünschten Vergleich der Ionisationsvolumina von Laserpulsen mit Gauß- und Ringprofil hinsichtlich Qualität und Quantität. Es wurde gezeigt, dass mit Ringstrahlen deutlich schmalere, aber auch längere Ionisationsvolumina erzielt werden als mit dem vergleichbaren Gaußstrahl. Die Tunnelwahrscheinlichkeit in den Beugungsringen um das Hauptmaximum ist vernachlässigbar.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Ionisation mit Ringpulsen alle Anforderungen der Injektion im THE erfüllt. Sie ist deutlich geeigneter als die Ionisation durch Laserpulse mit gaußschem Profil und darüber hinaus – im Gegensatz zu letzterer – experimentell mit realistischem Aufwand und hoher Präzision umsetzbar.

6 Resümee und Ausblick

Die vorangegangenen drei Kapitel eint das ferne Ziel, mittels LWFA und PWFA reproduzierbare Elektronenpulse mit hoher Ladung oder unerreichter Emittanz zu erzeugen. Der Schritt von der Grundlagenforschung hin zur Anwendung in Beschleuniger-Anlagen ist und war stets ein ambitionierter. Die Konstruktion des Bandtargets steht abseits der späteren Arbeit und soll an dieser Stelle separat mit einem Fazit bedacht werden. Die numerischen Simulationen der Ionisation nach der ADK-Theorie fußen auf der Entwicklung des Axicon-Teleskops. Ihre gemeinsame Beurteilung soll daher den letzten Abschnitt dieser Arbeit stellen.

6.1 Einsatzbereitschaft des Bandlaufwerks

Abschließend darf festgehalten werden, dass das konstruierte Laufwerk zur Führung eines Bandtargets weitestgehend die Erwartungen erfüllt. Auf Grund seines kompakten Designs und der Vakuumtauglichkeit lässt es sich hervorragend in die vorgesehene Versuchsumgebung integrieren. Es wurde gezeigt, dass das Laufwerk im Experiment zuverlässig betrieben werden kann. Über die Schrittmotor-Steuerung ist es computergestützt oder TTL-gesteuert als Stand-Alone-Lösung einsetzbar.

Ein Vorteil gegenüber der Verwendung von Substraten an motorisierten Positioniersystemen ist zweifelsohne eine mögliche Repetitionsrate von mehreren Hz. Dies ist unter Verwendung von Substraten und motorisierten Positioniersystemen nur in kurzen Sequenzen denkbar. Das Bandlaufwerk zeichnet sich vor allem durch die mögliche Anzahl aufeinanderfolgender Schüsse zur TSPA-Beschleunigung aus. Sie übersteigt jene von Substraten um zwei Größenordnungen. Gerade in Hinblick auf die Überführung des Konzeptes der mehrstufigen Beschleunigung in die Anwendungsebene sind diese Punkte von hoher Relevanz.

Die Stabilität der Bandlage bildet das Hauptkriterium, nach welchem das Bandlaufwerk beurteilt werden muss. Es wurde gezeigt, dass die maximale Auslenkung der Bandlage um den arithmetischen Mittelwert innerhalb der angestrebten Rayleighlänge von etwa $20\ \mu\text{m}$ liegt. Dies gilt sowohl bei einem Betrieb mit Einzelschüssen als

auch beim kontinuierlichen Vorspulen des Bandes. Bei letzterem sollte berücksichtigt werden, dass während des kontinuierlichen Verfahrens eines Substrats stärkere Fluktuationen auf Grund der laufenden Schrittmotoren ebenfalls nicht auszuschließen sind.

Die Stabilität der Bandlage kann nach Ansicht des Autors noch weiter erhöht werden. Die Spulen sind noch nicht entsprechend der ursprünglichen Konstruktionspläne gelagert. Dies resultiert in einer Variation der Reibungskräfte bei einer Umdrehung und somit in einem ungleichmäßigen Abwickeln. Darüber hinaus bietet die für das Band verwendete Stahllegierung Reserven bei der Zugfestigkeit. Es könnte ohne weiteres ein Band von geringerer Stärke eingesetzt werden, falls sich ein Lieferant findet. Dieses wäre flexibler und ließe sich reproduzierbarer über das Joch des Laufwerks spannen. Zudem ließe sich somit ein längeres Band auf die Spulen aufwickeln, welches wiederum mehr Laserschüsse zuließe.

Die Umsetzung möglicher Verbesserungen soll leider nicht mehr Teil dieser Arbeit sein. Das Forschungsprojekt TR18 lief mit Abschluss der Vorversuche aus. Der Betreiber der ARCTURUS Laseranlage ist leider nicht Willens, die Forschung an der TSPA als Beschleuniger-Vorstufe fortzusetzen.

Das Bandlaufwerk und die Steuereinheit stehen einsatzbereit zur Verfügung. Seine Verwendung ist in Experimenten zur Erzeugung von Röntgenstrahlung vorgesehen. Diese erfordern die Mittelung über eine hohe Anzahl von Signalen und profitieren daher von der Repetitionsrate und Ausdauer des Bandlaufwerks.

6.2 Profilformung und Ionisation mittels Axicon-Teleskop

Die Resultate der eingehenden Untersuchung des Axicon-Teleskops und seiner Strahleigenschaften sind ein bedeutender Schritt für den THE. Der Realisierung von Experimenten mit kollinear zueinander ausgerichteten Elektronen- und Laserpulsen steht nichts mehr im Wege.

Das Axicon-Teleskop stellt auf Grund seiner Vielseitigkeit eine hervorragende Methode der Strahlprofilformung dar. Es hat sich im Experiment als robust erwiesen und kann von geübter Hand reproduzierbar justiert werden. Die Dispersion des über die Axicons eingebrachten Glases in den Strahlengang kann auch unter Verwendung

von Sub-10 fs-Laserpulsen kompensiert werden. Über den frei wählbaren Abstand der Axicons zueinander hält der Experimentator ein Werkzeug zur variablen Einstellung des Brennflecks in den Händen. Die Intensitätsverteilung in der Brennebene und entlang der optischen Achse kann zuverlässig simuliert werden. Es wurde gezeigt, dass bei vergleichbaren Strahleigenschaften und Pulsenergien mittels Ringprofil kleinere und intensivere Brennflecken erzeugt werden können als mit dem üblichen Gaußprofil. Daher soll die Option des Einsatzes eines maßgeschneiderten Axicon-Teleskops auch für andere Projekte über den THE hinaus untersucht werden.

Die ADK-Simulationen zur Tunnelwahrscheinlichkeit sind ein probates Mittel, um die Ionisation durch Gauß- und Ringpulse im Hinblick auf die Injektion beim THE zu untersuchen. Im Falle des Gaußprofils wird eine gute Übereinstimmung der simulierten Ionenausbeute mit den Resultaten im Experiment erzielt. Die Simulationen bestätigen die Eignung der Ringpulse für eine symmetrische, kollineare Injektion und die Variation des definierbaren Ionisationsvolumens mittels Axicon-Teleskop. Letztere sind stets schmaler als jene von vergleichbaren Gaußpulsen. Dies wirkt sich positiv auf die mit dem THE erwartete Emittanz aus.

Im Anschluss an diese Arbeit werden die Simulationen von Strahlprofilen fortgeführt und erweitert. Erste Untersuchungen haben ergeben, dass die Wellenfronten nach der Transmission durch das Axicon-Teleskop erwartungsgemäß wieder eben sind [Stu18]. Weiterhin soll das Teleskop unter Verwendung ultrakurzer Pulse und durch die Simulationen gestützt spezifiziert werden. Dazu stehen über PHASER bandbreitenbegrenzte Pulse mit etwa 7 und 25 fs zur Verfügung. Damit wird auch die jetzige und zukünftige Performance der Laseranlage des FLASHFORWARD-Projektes abseits der Pulsenergie vollständig abgebildet. Der längere Puls soll unmittelbar Anwendung finden, da die Dispersion innerhalb des Axicon-Teleskops mittels dem bekanntem Gitter-Kompressor der CPA kompensiert werden kann.

Neben der ADK-Theorie sollen weitere Methoden zur Bestimmung der Ionisationsraten implementiert werden. Ziel ist das erweiterte Verständnis der Laserionisation im Allgemeinen, aber vorrangig auch jener in Experimenten am ILPP. Dazu bedarf es einer präzisen Überwachung der spektralen Phase respektive der zeitlichen Pulsform und einer exakten Diagnostik zur Teilchenausbeute. Auf Basis dieser Erkenntnisse können die Simulationen wiederum enger an reale Bedingungen im Experiment angepasst werden.

Die Experimentier-Kammern am ILPP können zusätzlich mit einem Flugzeit-Spektrometer ausgestattet werden. Dieses erlaubt die Vermessung von Elektronenspektren unter Variation der Laserintensität. Somit kann der tatsächliche Einfluss der Laser- und Plasmafelder bei diversen Pulsdauern auf den lateralen Impuls der freigesetzten Elektronen untersucht werden.

Das Axicon-Teleskop ist grundsätzlich für jedes Experiment von großem Wert, welches die Kollinearität eines Laserstrahls zu einem Teilchen- oder zweiten Laserstrahl erfordert. Ein weiteres Feld, welches konkret mit dem Axicon-Teleskop erschlossen werden soll, ist die Vorionisation in LWFA- und PWFA-Experimenten mittels Laserpulsen jenseits der 50 fs. Axicons werden diesbezüglich bereits eingesetzt [Den15]. Dabei wird Wert auf den langen Besselfokus gesetzt, um einen Plasmakanal zu erzeugen. Das Teleskop böte jedoch abermals den Vorteil der einfachen Variation des Strahlprofils. Zudem kann von der feldfreien optischen Achse profitiert werden. Energieverluste an der Apertur in Umlenkspiegeln sind gerade bei der Erzeugung von langen Plasmakanälen problematisch. Basierend auf den Erkenntnissen dieser Arbeit wird der Einsatz eines Axicon-Teleskops zu diesem Zweck für das Beschleuniger-Experiment FACET am SLAC geprüft.

Die Implementierung des Axicon-Teleskops im Rahmen des THE und in weiteren Versuchsreihen des FLASHFORWARD-Projektes ist fest vorgesehen. Auf Grund von Verzögerungen am Projektstandort DESY kann die Integration leider nicht mehr Teil dieser Arbeit sein. Ohne Frage sind die Erkenntnisse, die im Rahmen dieser Arbeit über das Axicon-Teleskop und die Ionisation mit ringförmigen Laserpulsen gewonnen wurden, von essenzieller Bedeutung für die Realisierung des THE. Das angestrebte Teilziel innerhalb des Projektes wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit erreicht.

Literaturverzeichnis

- [ADK86] Ammosov, M. V.; Delone, N. B. und Krainov, V. P.: *Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in electromagnetic field*. In: *Sov. Phys. JETP* 64 (1986), S. 1191 (siehe S. 15, 108).
- [Ago+68] Agostini, P. *et al.*: *Multiphoton ionization of hydrogen and rare gases*. In: *IEEE J. Quant. Electron.* 4, 10 (1968), S. 667–669 (siehe S. 12).
- [Ago+79] Agostini, P. *et al.*: *Free-Free Transitions Following Six-Photon Ionization of Xenon Atoms*. In: *Phys. Rev. Lett.* 42, 17 (1979), S. 1127–1130 (siehe S. 12).
- [And+92] Andreev, N. E. *et al.*: *Resonant excitation of wakefields by a laser pulse in a plasma*. In: *Sov. Phys. JETP* 55 (1992), S. 571 (siehe S. 21).
- [Asc+16] Aschikhin, A. *et al.*: *The FLASHForward facility at DESY*. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 806 (2016), S. 175–183 (siehe S. 115).
- [asp17] ASPHERICON GMBH: *Angebot und technische Zeichnungen über Axicone*. 2017 (siehe S. 73).
- [Aug+91] Augst, S. *et al.*: *Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression*. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 8, 4 (1991), S. 858 (siehe S. 107).
- [Bas+66] Basov, N. G. *et al.*: *Semiconductor Quantum Generator with Two-photon Optical Excitation*. In: *Sov. Phys. JETP* 23 (1966), S. 366 (siehe S. 14).
- [Bau97] Bauer, D.: *Ejection energy of photoelectrons in strong-field ionization*. In: *Phys. Rev. A* 55, 3 (1997), S. 2180–2185 (siehe S. 107).
- [Ber00] Bernacki, B. E.: „*Method and apparatus for lossless beam shaping to obtain high-contrast imaging in photon tunneling methods*“. US6137632A. 24. Okt. 2000 (siehe S. 69).

- [BK00] Brabec, T. und Krausz, F.: *Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics*. In: *Rev. Mod. Phys.* 72, 2 (2000), S. 545–591 (siehe S. 11).
- [BM99] Bauer, D. und Mulser, P.: *Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations*. In: *Phys. Rev. A* 59, 1 (1999), S. 569–577 (siehe S. 14, 15, 106).
- [Böh+14] Böhle, F. *et al.*: *Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers*. In: *Laser Phys. Lett.* 11, 9 (2014), S. 095401 (siehe S. 75).
- [Bra+09] Brandl, F. *et al.*: *Directed Acceleration of Electrons from a Solid Surface by Sub-10-fs Laser Pulses*. In: *Phys. Rev. Lett.* 102, 19 (2009) (siehe S. 19).
- [BRK93] Burnett, K.; Reed, V. C. und Knight, P. L.: *Atoms in ultra-intense laser fields*. In: *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 26, 4 (1993), S. 561–598 (siehe S. 11, 14).
- [Bru+03] Bruhwiler, D. L. *et al.*: *Particle-in-cell simulations of tunneling ionization effects in plasma-based accelerators*. In: *Phys. Plasmas* 10, 5 (2003), S. 2022–2030 (siehe S. 15, 106, 107, 117).
- [Buc+13] Buck, A. *et al.*: *Shock-Front Injector for High-Quality Laser-Plasma Acceleration*. In: *Phys. Rev. Lett.* 110, 18 (2013) (siehe S. 22).
- [Buc+87] Bucksbaum, P. H. *et al.*: *Role of the ponderomotive potential in above-threshold ionization*. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 4, 5 (1987), S. 760 (siehe S. 12).
- [BWB09] Burke, J.; Wang, K. und Bramble, A.: *Null test of an off-axis parabolic mirror I Configuration with spherical reference wave and flat return surface*. In: *Opt. Express* 17, 5 (2009), S. 3196 (siehe S. 98).
- [Che+85] Chen, P. *et al.*: *Acceleration of Electrons by the Interaction of a Bunched Electron Beam with a Plasma*. In: *Phys. Rev. Lett.* 54, 7 (1985), S. 693–696 (siehe S. 2, 24).
- [DC11] Dickey, F. M. und Conner, J. D.: „Annular ring zoom system using two positive axicons“. In: *Laser Beam Shaping XII*. Proc. SPIE 8130, 2011, 81300B (siehe S. 69).

-
- [Den15] Deng, A.: „E210: Trojan Horse Injection for High Brightness Beam Generation & Diagnostic System“. In: FACET-II Science Workshop - Plasma Accelerator Driven XFELs. 15. Okt. 2015 (siehe S. 122).
- [DK98] Delone, N. B. und Krainov, V. P.: *Tunneling and barrier-suppression ionization of atoms and ions in a laser radiation field*. In: *Physics-Uspekhi* 41, 5 (1998), S. 469 (siehe S. 15).
- [DR06] Diels, J.-C. und Rudolph, W.: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena, Second Edition (Optics and Photonics Series)*. Academic Press, 2006 (siehe S. 87).
- [Edm18] EDMUND OPTICS INC.: *Understanding Spatial Filters*. 2018. URL: <https://www.edmundoptics.de/resources/application-notes/lasers/understanding-spatial-filters/> (besucht am 02.10.2018) (siehe S. 91).
- [Ein05] Einstein, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Ann. d. Phys.* 322, 6 (1905), S. 132–148 (siehe S. 10).
- [Fau+04] Faure, J. et al.: *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*. In: *Nature* 431, 7008 (2004), S. 541–544 (siehe S. 2).
- [Fau+06] Faure, J. et al.: *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*. In: *Nature* 444, 7120 (2006), S. 737–739 (siehe S. 22).
- [För+16] Förster, E. et al.: *Variable diameter CO₂ laser ring-cutting system adapted to a zoom microscope for applications on polymer tapes*. In: *Appl. Opt.* 55, 33 (2016), S. 9370 (siehe S. 69).
- [Fra+61] Franken, P. A. et al.: *Generation of optical harmonics*. In: *Phys. Rev. Lett.* 7, 4 (1961), S. 118–119 (siehe S. 10).
- [Fre+87] Freeman, R. et al.: *Above-threshold ionization with subpicosecond laser pulses*. In: *Phys. Rev. Lett.* 59, 10 (1987), S. 1092–1095 (siehe S. 12).
- [GB65] Gold, A. und Bebb, H.: *Theory of Multiphoton Ionization*. In: *Phys. Rev. Lett.* 14, 3 (1965), S. 60–63 (siehe S. 11).
- [Gli+08] Glinec, Y. et al.: *Direct observation of betatron oscillations in a laser-plasma electron accelerator*. In: *EPL (Europhysics Letters)* 81, 6 (2008), S. 64001 (siehe S. 26).

- [Goe31] Goeppert-Mayer, M.: Über elementarakte mit zwei quantensprüngen. In: *Ann. d. Phys.* 401, 3 (1931), S. 273–294 (siehe S. 10).
- [Hab+06] Habara, H. *et al.*: *Surface Acceleration of Fast Electrons with Relativistic Self-Focusing in Preformed Plasma*. In: *Phys. Rev. Lett.* 97, 9 (2006) (siehe S. 20).
- [Hid+11] Hidding, B. *et al.*: „*Method for generating electron beams in a hybrid laser-plasma accelerator*“. US20140131594A1. 18. Juni 2011 (siehe S. 24).
- [Hid+12] Hidding, B. *et al.*: *Ultracold Electron Bunch Generation via Plasma Photocathode Emission and Acceleration in a Beam-Driven Plasma Blowout*. In: *Phys. Rev. Lett.* 108, 3 (2012) (siehe S. 2, 24–26, 57, 58, 105, 113, 115, 117).
- [Hid+14] Hidding, B. *et al.*: *Ultrahigh brightness bunches from hybrid plasma accelerators as drivers of 5th generation light sources*. In: *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 47, 23 (2014), S. 234010 (siehe S. 26, 115, 117).
- [Hid+17] Hidding, B. *et al.*: *Laser-plasma-based Space Radiation Reproduction in the Laboratory*. In: *Sci. Rep.* 7, 1 (2017) (siehe S. 27).
- [Hid08] Hidding, B.: En Route: Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis. Inaugural-Dissertation. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2008 (siehe S. 2).
- [HS 18] H+S PRÄZISIONSFOLIEN GMBH: *Dickentoleranzen und Zugfestigkeiten*. 2018. URL: <https://www.hs-folien.de/technische-informationen/dickentoleranzen-und-zugfestigkeiten.html> (besucht am 06.12.2018) (siehe S. 33).
- [HW91] Herman, R. M. und Wiggins, T. A.: *Production and uses of diffractionless beams*. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 8, 6 (1991), S. 932 (siehe S. 67).
- [Ich96] Ichie, K.: „*Laser scanning optical system and laser scanning optical apparatus*“. US5583342A. 10. Dez. 1996 (siehe S. 69).
- [IW98] Iaconis, C. und Walmsley, I. A.: *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*. In: *Opt. Lett.* 23, 10 (1998), S. 792–794 (siehe S. 50).
- [IW99] Iaconis, C. und Walmsley, I. A.: *Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses*. In: *IEEE J. Quant. Electron.* 35, 4 (1999), S. 501–509 (siehe S. 50).

-
- [Jos+18] Joshi, C. *et al.*: *Plasma wakefield acceleration experiments at FACET II*. In: *Plasma Phys. Controlled Fusion* 60, 3 (2018), S. 034001 (siehe S. 57).
- [Kar12] Karger, O.: Strahlungstests für die Raumfahrt mittels Laser-Plasma-beschleunigter Elektronen. Nicht veröffentlichte Masterarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2012 (siehe S. 29).
- [Kel65] Keldysh, L. V.: *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. In: *Sov. Phys. JETP* 20 (1965), S. 1307 (siehe S. 11).
- [KG61] Kaiser, W. und Garrett, C.: *Two-Photon Excitation in CaF₂: Eu²⁺*. In: *Phys. Rev. Lett.* 7, 6 (1961), S. 229 (siehe S. 10).
- [KKW81] Kruit, P.; Kimman, J. und Wiel, M. V. d.: *Absorption of additional photons in the multiphoton ionisation continuum of xenon at 1064, 532 and 440 nm*. In: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 14, 19 (1981), S. L597–L602 (siehe S. 12).
- [Kle+17] Kleeschulte, F. *et al.*: *Fast electrons generated by quasistatic electric fields of a fs-laser-pulse-induced plasma*. In: *Phys. Rev. E* 96, 3 (2017) (siehe S. 19, 53).
- [Kle17] Kleeschulte, F. K.: Analyse der Elektronenemission bei der Wechselwirkung ultrakurzer, hochintensiver, CEP-stabilisierter Laserpulse mit Festkörperplasmen. Inaugural-Dissertation. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2017 (siehe S. 19, 20, 53, 56).
- [Kne+14] Knetsch, A. *et al.*: *Downramp-assisted underdense photocathode electron bunch generation in plasma wakefield accelerators*. 2014. Preprint (siehe S. 26, 115).
- [Kok+10] Koke, S. *et al.*: *Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise*. In: *Nature Photon.* 4, 7 (2010), S. 462–465 (siehe S. 47).
- [Kön13] Königstein, T.: Optimierung und Anwendung der Beschleunigung von Elektronen in relativistischen Laser-Plasmen. Inaugural-Dissertation. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2013 (siehe S. 2, 20, 23, 24, 28, 31).
- [Lee+06] Leemans, W. P. *et al.*: *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*. In: *Nature Physics* 2, 10 (2006), S. 696–699 (siehe S. 2).

- [Li+06] Li, Y. T. *et al.*: *Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses*. In: *Phys. Rev. Lett.* 96, 16 (2006) (siehe S. 20).
- [Loh+97] Lohr, A. *et al.*: *Above-threshold ionization in the tunneling regime*. In: *Phys. Rev. A* 55, 6 (1997), R4003–R4006 (siehe S. 18).
- [LU92] Liu, X. und Umstadter, D.: *Competition between ponderomotive and thermal forces in short-scale-length laser plasmas*. In: *Phys. Rev. Lett.* 69, 13 (1992), S. 1935–1938 (siehe S. 20).
- [Lüc+12] Lücking, F. *et al.*: *Long-term carrier-envelope-phase-stable few-cycle pulses by use of the feed-forward method*. In: *Opt. Lett.* 37, 11 (2012), S. 2076–2078 (siehe S. 47).
- [Mai60] Maiman, T. H.: *Stimulated optical radiation in ruby*. In: *Nature* 187 (1960), S. 493–494 (siehe S. 1, 10).
- [McL54] McLeod, J. H.: *The axicon: a new type of optical element*. In: *JOSA* 44, 8 (1954), S. 592–597 (siehe S. 67).
- [Mon14] Montag, S.: Untersuchung der Ionisation mit phasenstabilisierten Laserpulsen mittels Flugzeit-Elektronenspektroskopie. Nicht veröffentlichte Masterarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 6. Jan. 2014 (siehe S. 5, 106).
- [New18] NEWPORT CORP.: *Plane Ruled Reflectance Gratings*. 2018. URL: http://www.gratinglab.com/Products/Product_Tables/T2.aspx (besucht am 10.10.2018) (siehe S. 61, 76).
- [Nic18] Nicolin, N.: Ionisierung von Helium und Argon mit ultrakurzen hochintensiven Laserpulsen. Nicht veröffentlichte Bachelorarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 9. Juli 2018 (siehe S. 110).
- [NR66] Nikishov, A. I. und Ritus, V. I.: *Ionization of systems bound by short-range forces by the field of an electromagnetic wave*. In: *Sov. Phys. JETP* 23, 1 (1966), S. 168 (siehe S. 14).
- [NR67] Nikishov, A. I. und Ritus, V. I.: *Ionization of Atoms by an Electromagnetic-Wave Field*. In: *Sov. Phys. JETP* 25, 1 (1967), S. 145 (siehe S. 14).
- [Ost+08] Osterhoff, J. *et al.*: *Generation of Stable, Low-Divergence Electron Beams by Laser-Wakefield Acceleration in a Steady-State-Flow Gas Cell*. In: *Phys. Rev. Lett.* 101, 8 (2008) (siehe S. 22).

-
- [OWI18] OWIS GMBH: *Motorisierte Positioniersysteme*. 2018. URL: <https://www.owis.eu/produkte/motorisierte-positioniersysteme/produktgruppe/lineartische-1/productview/Main/> (besucht am 26.09.2018) (siehe S. 31, 72).
- [Pau+94] Paulus, G. G. *et al.*: *Plateau in above threshold ionization spectra*. In: *Phys. Rev. Lett.* 72, 18 (1994), S. 2851–2854 (siehe S. 12, 18, 19, 105).
- [Pau05] Paulus, G. G.: *A Meter of the “Absolute” Phase of Few-Cycle Laser Pulses*. In: *Laser Phys.* 15, 6 (2005), S. 843–854 (siehe S. 6).
- [PM02] Pukhov, A. und Meyer-ter-Vehn, J.: *Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime*. In: *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* 74, 4-5 (2002), S. 355–361 (siehe S. 2, 22).
- [PP67] Perelomov, A. M. und Popov, V. S.: *Ionization of atoms in an alternating electric field: Ill*. In: *Sov. Phys. JETP* 25, 2 (1967), S. 363–364 (siehe S. 15).
- [PPT66] Perelomov, A. M.; Popov, V. S. und Terent’ev, M. V.: *Ionization of atoms in an alternating electric field*. In: *Sov. Phys. JETP* 23, 5 (1966), S. 924–934 (siehe S. 15).
- [PPT67] Perelomov, A. M.; Popov, V. S. und Terent’ev, M. V.: *Ionization of atoms in an alternating electric field: II*. In: *Sov. Phys. JETP* 24, 1 (1967), S. 207–217 (siehe S. 15).
- [Pre00] Pretzler, G.: *Höchstleistungs-Kurzpulslaser*. Vorlesungs-Skript. 2000 (siehe S. 7, 63).
- [Psi+10] Psikal, J. *et al.*: *Lateral hot electron transport and ion acceleration in femtosecond laser pulse interaction with thin foils*. In: *Phys. Plasmas* 17, 1 (2010), S. 013102 (siehe S. 20, 29).
- [Rei+99] Reichert, J. *et al.*: *Measuring the frequency of light with mode-locked lasers*. In: *Opt. Commun.* 172, 1-6 (1999), S. 59–68 (siehe S. 6).
- [Rei92] Reiss, H. R.: *Theoretical methods in quantum optics: S-matrix and Keldysh techniques for strong-field processes*. In: *Prog. Quantum Electron.* 16, 1 (Jan. 1992), S. 1–71 (siehe S. 14, 15).
- [Ros+88] Rosenzweig, J. B. *et al.*: *Experimental Observation of Plasma Wake-Field Acceleration*. In: *Phys. Rev. Lett.* 61, 1 (1988), S. 98–101 (siehe S. 24).

- [Rou+04] Rouse, A. *et al.*: *Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction*. In: *Phys. Rev. Lett.* 93, 13 (2004) (siehe S. 26).
- [Sch04] Schultz, J.: „*Lighting system comprising an axicon module*“. WO2004-102273A2. 25. Nov. 2004 (siehe S. 69).
- [Sch18] SCHOTT AG: *Interaktives Abbe-Diagramm*. 2018. URL: https://www.schott.com/advanced_optics/german/knowledge-center/technical-articles-and-tools/abbe-diagramm.html (besucht am 01.10.2018) (siehe S. 73).
- [Sha+06] Shao, B. *et al.*: *Dynamically adjustable annular laser trapping based on axicons*. In: *Appl. Opt.* 45, 25 (2006), S. 6421 (siehe S. 69).
- [SLA19] SLAC National Accelerator Laboratory: *LCLS Parameters - Update December 2017*. 6. Jan. 2019. URL: https://portal.slac.stanford.edu/sites/lclscore_public/Accelerator_Physics_Published_Documents/LCLS-parameters-3-22-17.pdf (siehe S. 2).
- [SM85] Strickland, D. und Mourou, G.: *Compression of amplified chirped optical pulses*. In: *Opt. Commun.* 56, 3 (1985), S. 219–221 (siehe S. 2).
- [Spr+92] Sprangle, P. *et al.*: *Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas*. In: *Phys. Rev. Lett.* 69, 15 (1992), S. 2200–2203 (siehe S. 21).
- [Sta86] Stamnes, J. J.: *The Adam Hilger series on optics and optoelectronics. Waves in Focal Regions: Propagation, Diffraction and Focusing of Light, Sound and Water Waves*. 1. ed. Bristol: A. Hilger, 1986 (siehe S. 81, 82).
- [Sto+18] Stoian, R. *et al.*: *Ultrafast Bessel beams: advanced tools for laser materials processing*. In: *Advanced Optical Technologies* 7, 3 (2018), S. 165–174 (siehe S. 69).
- [Stu18] Stumpf, M. persönliche Mitteilung. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2018 (siehe S. 121).
- [Sun+87] Sun, G.-Z. *et al.*: *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*. In: *Phys. Fluids* 30, 2 (1987), S. 526 (siehe S. 18).
- [SW13] Snoeyink, C. und Wereley, S.: *Single-image far-field subdiffraction limit imaging with axicon*. In: *Opt. Lett.* 38, 5 (2013), S. 625 (siehe S. 69).

-
- [Szi+94] Szipocs, R. *et al.*: *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*. In: *Optics Letters* 19, 3 (1994), S. 201 (siehe S. 49).
- [TD79] Tajima, T. und Dawson, J. M.: *Laser Electron Accelerator*. In: *Phys. Rev. Lett.* 43, 4 (1979), S. 267–270 (siehe S. 1, 21).
- [TES90] Ting, A.; Esarey, E. und Sprangle, P.: *Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas*. In: *Phys. Fluids B* 2, 6 (1990), S. 1390–1394 (siehe S. 23).
- [Tho18] THORLABS INC.: *Diffraction-Limited, High-Precision Aspheres: MRF Polished*. 2018. URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=10649 (besucht am 04.10.2018) (siehe S. 92).
- [TIK82] Takeda, M.; Ina, H. und Kobayashi, S.: *Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry*. In: *J. Opt. Soc. Am.* 72, 1 (1982), S. 156–160 (siehe S. 50).
- [Tom+04] Tommasini, R. *et al.*: *Generation of monoenergetic ultrashort electron pulses from a fs laser plasma*. In: *Applied Physics B* 79, 8 (2004), S. 923–926 (siehe S. 20).
- [Tou97] Tournois, P.: *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems*. In: *Opt. Commun.* 140, 4 (1997), S. 245–249 (siehe S. 48).
- [Ude04] Udem, T.: *Die Messung der Frequenz von Licht mit modengekoppelten Lasern (MPQ 293)*. Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 2004 (siehe S. 6).
- [VD65] Voronov, G. S. und Delone, N. B.: *Ionization of the xenon atom by the electric field of ruby laser emission*. In: *JETP Lett.* 1 (1965), S. 66 (siehe S. 11).
- [Vor+65] Voronov, G. S. *et al.*: *Multiphoton Ionization of the Hydrogen Molecule in the Strong Electric Field of Ruby Laser Emission*. In: *JETP Lett.* 2 (1965), S. 237 (siehe S. 11).
- [Wan+02] Wang, S. *et al.*: *X-Ray Emission from Betatron Motion in a Plasma Wiggler*. In: *Phys. Rev. Lett.* 88, 13 (2002) (siehe S. 26).

- [Wan+13] Wang, W. M. *et al.*: *Collimated quasi-monoenergetic electron beam generation from intense laser solid interaction*. In: *High Energy Density Phys.* 9, 3 (2013), S. 578–582 (siehe S. 20).
- [Wan+17] Wang, Y. *et al.*: *Electromagnetic diffraction theory of refractive axicon lenses*. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 34, 7 (2017), S. 1201 (siehe S. 70).
- [Wan08] Wangler, T. P.: *RF Linear Accelerators*. 2., completely rev. and enl. ed. Weinheim: Wiley-VCH, 2008 (siehe S. 1).
- [Wei+12] Weingartner, R. *et al.*: *Ultralow emittance electron beams from a laser-wakefield accelerator*. In: *Phys. Rev. Spec. Top. Accel Beams* 15, 11 (2012) (siehe S. 2, 26).
- [Wil+01] Wilks, S. C. *et al.*: *Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions*. In: *Phys. Plasmas* 8, 2 (2001), S. 542–549 (siehe S. 27).
- [Wol35] Wolkow, D. M.: Über eine Klasse von Lösungen der Diracschen Gleichung. In: *Zs f. Phys.* 94, 3-4 (1935), S. 250–260 (siehe S. 11).
- [WSH14] Wu, P.; Sui, C. und Huang, W.: *Theoretical analysis of a quasi-Bessel beam for laser ablation*. In: *Photonics Res.* 2, 3 (2014), S. 82 (siehe S. 68).
- [Zha+18] Zhang, G. *et al.*: *Femtosecond laser Bessel beam welding of transparent to non-transparent materials with large focal-position tolerant zone*. In: *Opt. Express* 26, 2 (2018), S. 917 (siehe S. 69).
- [Zhu+05] Zhu, G. *et al.*: *Simultaneous spatial and temporal focusing of femtosecond pulses*. In: *Opt. Express* 13, 6 (2005), S. 2153 (siehe S. 58).

Danksagung

Ich bin Prof. Dr. Georg Pretzler für die in jeder Hinsicht kompetente sowie hervorragende Betreuung und sein mir entgegengebrachtes Vertrauen zu außerordentlichem Dank verpflichtet. Die Zusammenarbeit seit der Bachelorprüfung überspannt einen wesentlichen Teil meines Lebens und macht mich um eine Erfahrung reicher, die ich nicht missen möchte.

Ebenso muss ich Prof. Dr. Axel Görlitz meinen Dank dafür aussprechen, dass er sich – nach Bachelor- und Masterarbeit – erneut dazu bereit erklärt hat, als Korreferent zu fungieren und sich darüber hinaus energisch dafür eingesetzt hat, dass die mündliche Prüfung wie geplant stattfinden konnte.

Ich danke den Mitarbeitern und Studenten der Arbeitsgruppe von Prof. Pretzler für jegliche Hilfestellungen sowie fruchtbare Diskussionen – auch über die Physik hinaus. Die Zeit am Institut für Laser- und Plasmaphysik wird mir als eine großartige in Erinnerung bleiben.

Von Herzen danke ich meiner lieben Mutter, die mich stets unterstützt und mir somit ein sorgenfreies Studium ermöglicht hat. Dies gilt in gleichem Maße für meine warmherzige Patentante und ihren großartigen Ehemann.

Ich danke meiner geliebten Ehefrau, die meine Promotion geduldig begleitet und Unwegsamkeiten abseits der akademischen Forschung mit einer bemerkenswerten Selbstverständlichkeit bereinigt hat – neben dem erfolgreichen Abschluss des zweiten juristischen Staatsexamens, dem Berufseinstieg sowie vor allem dem beruflichen Wiedereinstieg nach der Geburt unseres ersten Kindes.

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere an Eides Statt, dass die Dissertation von mir selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe unter Beachtung der „Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf“ erstellt worden ist.

Die Dissertation wurde weder in der vorliegenden noch in ähnlicher Form an einer anderen Fakultät eingereicht. Es wurden zuvor keine erfolglosen oder erfolgreichen Promotionsversuche unternommen.

.....
Ort, Datum

.....
Unterschrift