

Analyse und Verbesserung der räumlichen Strahleigenschaften eines TW-Laserpulses

Diplomarbeit

Friedrich-Schiller-Universität Jena
Physikalisch-Astronomische-Fakultät



eingereicht von: Volker Ulrich
geboren am 05. Februar 1976 in Weimar.

Jena, 28. Februar 2001

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Roland Sauerbrey

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Lutz Wenke

Tag der Verleihung des Diploms: 28. März 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das 15-Terawatt Titan: Saphir-Lasersystem	5
3	Strahleigenschaften eines Laserpulses	10
3.1	Pulsfrontverkipfung	10
3.1.1	Ursache für Pulsfrontverkipfung	10
3.1.2	Pulsfrontverkipfung hinter einem Prisma	12
3.1.3	Pulsfrontverkipfung hinter einem Kompressor	13
3.1.4	Auswirkung auf den Fokus	14
3.1.5	Weitere Pulsfrontstörungen	15
3.2	Nichtlineare Strahlstörungen	16
3.2.1	Selbstfokussierung	16
3.2.2	Strahlzerfall	19
3.2.3	Strahlqualität	20
3.3	Räumliche Fouriertransformation	23
4	Meßinstrumente	25
4.1	Der Pulsfrontdetektor	25
4.1.1	Das Prinzip der Verkipfungsmessung	25
4.1.2	Aufbau des Pulsfrontdetektors	26
4.1.3	Pulsfrontverkipfung des TW-Laserpulses	27
4.1.4	Pulsfrontverkipfung hinter einem Prisma	30
4.2	Der Wellenfrontsensor	31
4.2.1	Funktionsweise	31
4.2.2	Aufnahmen mit dem Wellenfrontsensor	33
5	Das Raumfrequenzfilter	36

5.1	Aufbau und Wirkungsweise	36
5.2	Konische Blenden	39
5.3	Optischer Luftdurchschlag	41
5.4	Strahlreinigungseffekt	43
5.5	Fokussierung	48
6	Zusammenfassung und Ausblicke	51
7	Anhang	53

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1917 postulierte Einstein, daß es neben der spontanen Emission auch eine induzierte Emission geben müsse. Dies ist die physikalische Grundlage des Laserprinzips. Es dauerte dann noch gut vier Jahrzehnte, bis der erste Laser realisiert wurde. Seitdem steht eine neuartige Lichtquelle zur Verfügung, die durch ihre Monochromasie, Kohärenz und geringe Divergenz einer thermischen Lichtquelle weit überlegen ist.

Laser haben fast alle Gebiete der Wissenschaft und Technik entscheidend beeinflusst. Anwendungsgebiete sind beispielsweise Vermessungstechnik, Spektroskopie, Holographie, Datenübertragungs- und Informationstechnik, Materialbearbeitung, Militärtechnik, Umwelttechnik, Nanotechnologie, Lithographie und die Medizin. Zudem weist kaum eine andere Innovation ein solch enormes Zukunftspotential auf wie Hochintensitäts- und Ultrakurzpulslaser [1]. Dabei ist die sogenannte Femto-Chemie zu nennen, die mit ultrakurzen Laserpulsen chemische Reaktionen in Echtzeit beobachtet und teilweise steuert. Ebenso sei an die ökologisch wie ökonomisch ersehnte Energiegewinnung durch Kernfusion gedacht, deren Zündung wahrscheinlich durch intensive Laserstrahlen erfolgen wird. In der Medizin eröffnet sich noch ein breites Einsatzfeld bei der Krebsbekämpfung oder bei Operationen. Und möglicherweise werden irgendwann selbst die gigantisch großen Teilchenbeschleuniger Konkurrenz bekommen, sollte die Teilchenbeschleunigung mit Lasern weitere Fortschritte erzielen. Diese und viele andere Anwendungen beruhen letztlich neben den bereits erwähnten Lasereigenschaften darauf, kurzzeitig Energie auf kleiner Fläche zu deponieren.

Eines der Hauptziele der Laserentwicklung ist daher die Maximierung der Fokusintensität. Es gibt drei Möglichkeiten, sie zu erhöhen: mehr Energie, kürzere Laserpulsdauer und kleinere Fokusfläche. Eine Energieerhöhung ist mit zusätzlichen

Verstärkerstufen verbunden und dementsprechend aufwendig. Bei der Pulsdauer hat man, zumindest im sichtbaren Bereich, das Limit fast erreicht ($\tau_{\text{Rekord}} \approx 4,5 \text{ fs}$), denn ein Puls kann nicht kürzer als ein Schwingungszyklus des Laserfeldes sein. Für eine weitere Verringerung der Pulsdauer ist man also zu kleineren Wellenlängen hin gezwungen, realisierbar beispielsweise mit Röntgenlasern. Deren Konstruktion erfordert allerdings viel Geschick und ist bisher noch nicht zufriedenstellend in die Tat umgesetzt worden. Die Fokussfläche findet ihre untere Schranke im beugungsbegrenzten Fokus, der ebenfalls umso kleiner ausfällt, je kürzer die Wellenlänge ist.

Bis heute ist es gelungen, Leistungen von 1000 TW (also $1 \cdot 10^{15}$ Watt) und Intensitäten von 10^{21} Watt/cm² zu erzeugen. Dafür mußten jedoch riesige und kostspielige Anlagen gebaut werden. Das Jenaer TW-Lasersystem liegt zwar mit einer aktuellen Intensität von $6 \cdot 10^{18}$ Watt/cm² etwas darunter, findet dafür in einem Raum Platz und arbeitet hochrepetierend. Die Pulse sind in ihrem Durchmesser ungefähr handtellergrößer und in ihrer Ausbreitungsrichtung halb so dünn wie ein Blatt Papier, so daß eher von Lichtscheibchen gesprochen werden kann.

Wieviel Intensitätserhöhung die oben genannten Parameter effektiv bringen, hängt ganz von der räumlichen und zeitlichen Strahlqualität ab. Ein räumlich welliges Strahlprofil verlagert die mühsam erreichte Energie aus dem Fokus nach außen, optisch nichtlineare Effekte verbreitern in der Regel dessen Fläche, Dispersion oder eine verkippte Pulsfront verlängern bei sehr kurzen Pulsen die tatsächliche Fokuspulsdauer merklich. Die Intensität kann so durchaus um mehr als eine Größenordnung gegenüber dem rechnerisch idealen Wert aus Laserleistung pro Fokussfläche abfallen und der Aufwand für das Laserlabor zahlt sich nicht voll aus. Desweiteren ist eine gute Strahlqualität nicht nur für die Fokussierung erforderlich, da die Intensitätsbelastung auf den Optiken (Spiegel, Gitter, Kristalle) der optischen Zerstörschwelle zum Teil sehr nahe kommt. Jegliche Intensitätsspitzen müssen vermieden werden, um nicht punktuell über diese Schwelle zu kommen.

Das Anliegen dieser Diplomarbeit ist es, die räumlichen Strahleigenschaften eines Hochleistungslaserpulses zu analysieren und sie so weit es geht zu verbessern. Als Meßgeräte werden der Pulsfrontdetektor und der Wellenfrontsensor vorgestellt (beide in Kapitel 4). Kernpunkt der Strahlverbesserung stellt das Raumfrequenzfilter in Kapitel 5 dar. Eine kurze Einführung in das Jenaer 15-TW-Lasersystem findet sich im nächsten Kapitel. Kapitel 3 soll einen Überblick über die besondere Physik kurzer Pulse verschaffen sowie die Bedeutung von guter Strahlqualität erläutern.

Kapitel 2

Das 15-Terawatt

Titan: Saphir-Lasersystem

Im Jenaer TW-Laserlabor beruht die Erzeugung sehr hoher Laserintensitäten auf dem Konzept der *chirped pulse amplification*, genannt CPA [2, 3]. Das heißt, kurze Pulse werden zeitlich verlängert, anschließend verstärkt und am Ende wieder zusammengedrückt. Ein CPA-Lasersystem ist im wesentlichen aus vier Komponenten aufgebaut: einem Femtosekundenoszillator, einem Strecker, mehreren Verstärkerstufen und einem Kompressor. Diese sollen im folgenden erläutert werden.

Als Verstärkermedium dient Titan:Saphir. Dieser Kristall besteht aus Al_2O_3 , das mit gut einem Promille Ti^{3+} -Ionen dotiert ist. Dank seiner vorzüglichen Materialeigenschaften sind Ti:Saphir-Laser heute die wichtigsten abstimmbaren Festkörperlaser [4]. Der Fluoreszenzbereich (Laserlicht) liegt zwischen 670 nm und 1070 nm und ist gut vom Absorptionsbereich (Pumplicht) um 500 nm getrennt. Neben der beachtlichen Abstimbarkeit ist somit die für kurze Pulse notwendige Breitbandigkeit gewährleistet. Ti:Saphir besitzt eine hohe optische Zerstörschwelle, eine große Wärmeleitfähigkeit und kann gut als Einkristall gezogen werden. Zudem eignet er sich wegen des ausgeprägten Kerr-Linsen-Effekts zur passiven Modenkopplung (KLM) und somit zur Generierung von fs-Laserpulsen ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$).

Das front-end dieses Ti:Sa-Lasersystems (siehe Abbildung 2.1) bildet ein diodengepumpter Nd:YVO₄-Laser, der MILLENNIA. Dessen kontinuierliches infrarotes Licht ($\lambda_i = 1064 \text{ nm}$) wird noch in der cavity mit einem LBO-Kristall frequenzverdoppelt ($\lambda_g = 532 \text{ nm}$, $P = 5 \text{ W}$). Das grüne Licht pumpt dann im Femtosekundenoszillator TSUNAMI einen Ti:Saphir-Kristall. Durch die Kerr-Linsen-Modenkopplung in diesem Resonator werden die Phasen der stehenden Resona-

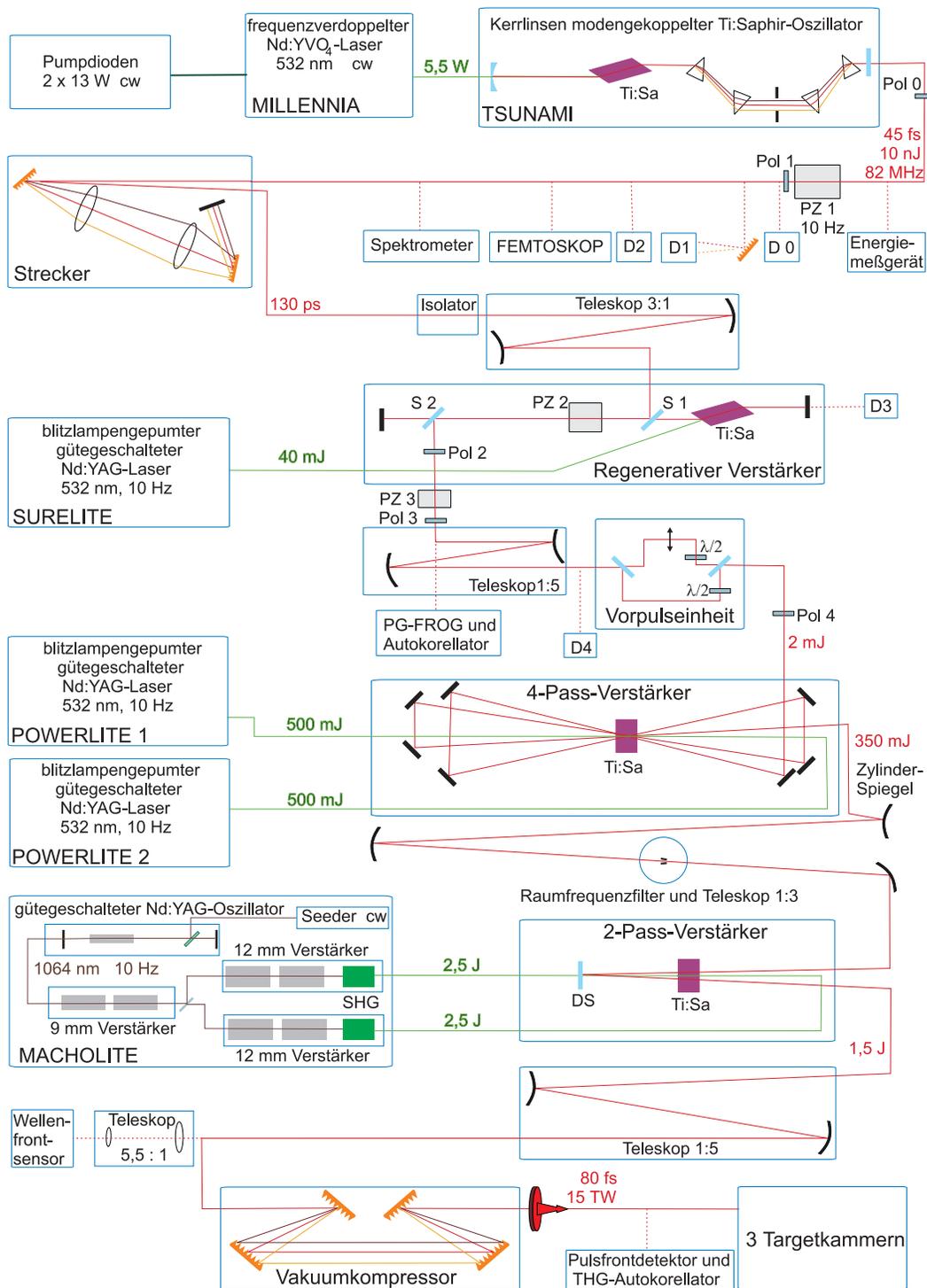


Abbildung 2.1: Strahlengang des Ti:Saphir-Lasers (rot) und der zugehörigen Pumplaser (grün).

torwellen soweit synchronisiert, daß schließlich nur *ein* Puls umherläuft. Allerdings würden Dispersionseffekte, die sich bei kurzen Pulsen in allen Medien deutlich bemerkbar machen, das Modenkoppeln erschweren bzw. vereiteln, wenn nicht im Resonator ein Prismenkompressor integriert wäre, der die Dispersion wieder ausgleicht. Mit einem Spalt an einer Stelle zwischen zwei Prismen, an der die Pulse räumlich spektral aufgespalten sind, können Zentralwellenlänge und Bandbreite eingestellt werden. Aufgrund der Resonatorgeometrie ergeben sich 82 Millionen Pulse pro Sekunde, die aus dem TSUNAMI ausgekoppelt werden. Die Pulse haben eine Dauer von $\tau = 45$ fs und eine entsprechende Bandbreite von $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 20$ nm bei der Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 795$ nm. Die Energie eines Pulses beträgt $E = 10$ nJ. Die Stabilität der Pulsfolge wird mit der Diode D3 und das Spektrum mit einem Spektrometer beobachtet. Im FEMTOSKOP, einem SHG-Autokorrelator, erfolgt die Pulsdauermessung. Die für den CPA-Betrieb notwendige Breitbandigkeit – zu schmale Pulse könnten nicht genügend gestreckt werden – wird außerdem von zwei hinter einem Gitter ausgeleuchteten Dioden D1 kontrolliert. Andernfalls schaltet der elektronische Taktgeber für die Pumplaser der weiteren Verstärkerstufen ab.

Hinter dem Oszillator befindet sich die Pockelszelle PZ1, die in Kombination mit dem Polarisator Pol1 aus dem Pulszug nur 10 Pulse pro Sekunde herausschaltet. Diese werden anschließend im Strecker mit einem positiven chirp (rot vor blau) versehen und um das 2000-fache gestreckt ($\tau \approx 130$ ps). Der Vorteil gestreckter Pulse gegenüber kurzen Pulsen liegt zum einen darin, daß bei gleicher Energie viel weniger Intensität auf die optischen Bauelemente trifft und dadurch nichtlineare Effekte sowie Materialzerstörungen vermieden werden, zum anderen bauen lange Pulse viel effektiver die Besetzungsinversion in den Verstärkerkristallen ab [5].

Der folgende Isolator (Faraday-Rotator kombiniert mit zwei Polarisatoren) fängt zurücklaufende Pulse ab, die das Modenkoppeln im Oszillator stören würden. Auf dem nächsten Lasertisch verkleinert ein 3:1-Teleskop den Strahl, bevor er in den regenerativen Verstärker geleitet wird. Dabei dreht die Pockelszelle PZ2 die Polarisation kurzzeitig von senkrecht (s) auf parallel (p), so daß der Puls im Resonator gefangen bleibt (die Spiegel S1 und S2 reflektieren nur p-Polarisation). Jetzt läuft der Puls mehr als 40 Mal durch den Ti:Saphir-Kristall des regenerativen Verstärkers, baut mit jedem Kristalldurchlauf etwas Besetzungsinversion ab und wird auf ca. 2 mJ verstärkt. Der Kristall wird von einem frequenzverdoppelten gütegeschalteten ND:YAG-Laser (SURELITE, $\lambda = 532$ nm) mit 40 mJ synchron gepumpt. Wenn sich der Puls nach seinem letzten Durchlauf von rechts kommend in der Pockelszelle PZ2 befindet, schaltet diese ein zweites Mal (von p auf s) und koppelt somit den Puls aus.

Die nächste Pockelszelle PZ3 verbessert zusammen mit dem Polarisator Pol3 den Kontrast zwischen Hauptpuls und teilweise mit herausgeschnittenen Nebenpulsen auf $10^5 : 1$.

Hinter dem regenerativen Verstärker besteht die Möglichkeit, den Puls zu einem Autokorrelator und einem PG-FROG zu schicken, worin Pulslänge und Phase (chirp) gemessen werden können. Desweiteren wird der Strahl mit einem 5-fach Teleskop aufgeweitet und in die Vorpulseinheit geführt. Hier kann mit Schrittmotoren das Delay eines (erwünschten) Vorpulses und mit $\lambda/2$ -Platten die Energie beider Pulse festgelegt werden. Mit der Diode D4 wird die Parallelität von Vor- und Hauptpuls kontrolliert.

Der nun folgende vorletzte Verstärker (4-Pass) erhöht die Pulsenergie auf 0,35 J. Die beiden Pumplaser POWERLITE sind ebenfalls frequenzverdoppelte gütegeschaltete Nd:YAG's und erbringen zusammen 1 J Pumpenergie. Der Ti:Saphir-Kristall wird vier Mal durchlaufen. Die durch das schnelle Aufheizen des Kristalls erzeugte Konvergenz des Laserpulses (thermische Linse) tritt vor allem in horizontaler Richtung auf und wird mit dem leicht konvexen Zylinderspiegel ausgeglichen. Dabei drückt ein senkrecht stehender Keil von hinten auf einen Planspiegel und krümmt ihn geeignet.

Der Puls wird anschließend im Raumfrequenzfilter geglättet und abermals aufgeweitet (Strahldurchmesser $d_{\text{FWHM}} \approx 1$ cm). Im 2-Passverstärker steigt die Pulsenergie letztendlich auf über 1,5 J an. Im Gegensatz zu den bisherigen Verstärkern nimmt die Pulsenergie im laseraktiven Medium nur noch linear statt exponentiell mit der Durchlaufstrecke zu, denn die Laserintensität ist mittlerweile größer als die Sättigungsintensität und somit erfolgt keine lawinenartige induzierte Emission mehr [6]. Der dichroische Spiegel DS läßt die grünen Pumpstrahlen des MACHOLITES durch, reflektiert aber das Infrarotlicht des Laserpulses. Der MACHOLITE stellt ein eigenes großes Lasersystem dar, in dem über zwei Verstärkerstufen und Frequenzverdopplung 5 J Pumpenergie erzeugt werden.

Das wenige durch einen dielektrischen Spiegel transmittierte Licht wird zur Strahlanalyse in den Wellenfrontsensor geschickt. Nach einem letzten 1:5 Teleskop erreicht der Puls schließlich den Gitterkompressor. Die vier Kompressorgitter prägen dem Puls nun den entgegengesetzten chirp wie der Strecker auf, so daß sich die Pulsdauer auf $\tau \approx 80$ fs verkürzt. Leider hat der Puls auf seinem bisherigen Weg durch 1 m Ti:Saphirkristall, 1 m Pockelszellenkristall, 50 cm Glas und über 100 Spiegelflächen so viel zusätzliche Dispersion gesammelt, daß er nicht ganz auf die

ursprünglichen 45 fs komprimiert werden kann. Hier sind die wichtigsten Pulsdaten zusammengefaßt:

$$\begin{array}{lll} \tau = 80 \text{ fs} & E = 1,2 \text{ J} & \lambda_0 = 795 \text{ nm} \\ d_{\text{FWHM}} = 5 \text{ cm} & \Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 12 \text{ nm} & \text{Pulsfrequenz } 10 \text{ Hz} \end{array}$$

Vom Eintrittsfenster in den Kompressor an werden die Laserpulse unter Vakuum (ca. 10^{-3} mbar) geführt, ansonsten käme es zu Luftionisation, Selbstphasenmodulation und Selbstfokussierung (siehe nächstes Kapitel). Für die Experimente stehen drei Targetkammern zur Verfügung. Bei guter Fokussierung sind Spitzenintensitäten von über $10^{19} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$ erreichbar.

Kapitel 3

Strahleigenschaften eines Laserpulses

3.1 Pulsfrontverkipfung

3.1.1 Ursache für Pulsfrontverkipfung

Als Pulsfront ist die Fläche definiert, auf der zu jeder Zeit die Intensitätsmaxima des Strahlquerschnitts liegen. Sie muß, im Gegensatz zur Phasenfront, nicht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehen, sondern kann relativ zur Phasenfront unter einem kleinen Winkel γ geneigt sein. Pulsfrontverkipfung hat ihre Ursache in der Winkeldispersion $C_a = \left(\frac{d\epsilon}{d\lambda}\right)_{\lambda_0}$, dem sogenannten *angular chirp*. Dies bedeutet, daß sich die Spektralkomponenten, aus denen ein kurzer Puls zusammengesetzt ist, als ebene Wellen unter verschiedenen Winkeln ϵ ausbreiten.

Angular chirp entsteht hinter einem dispersiven Medium also immer dann, wenn die Strahlablenkung im Medium abhängig von der Wellenlänge des Lichtes ist. Ist sie unabhängig davon, kommt es lediglich zur Verschiebung der Pulsfront bezüglich der Phasenfront in Strahlrichtung. Die Verschiebung tritt aufgrund des Unterschieds zwischen Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit auf, was auch als *propagation time difference* (PTD) bezeichnet wird.

Das elektrische Feld einer Spektralkomponente eines in der x - z -Ebene (siehe Abb. 3.1) propagierenden Pulses wird beschrieben mit

$$\begin{aligned} E(\lambda) &= E_0(\lambda) \sin(\omega t - k_x x - k_z z + \phi_0) = E_0(\lambda) \sin \phi \\ k_x &= -\frac{2\pi}{\lambda} \sin \epsilon \\ k_z &= \frac{2\pi}{\lambda} \cos \epsilon, \end{aligned}$$

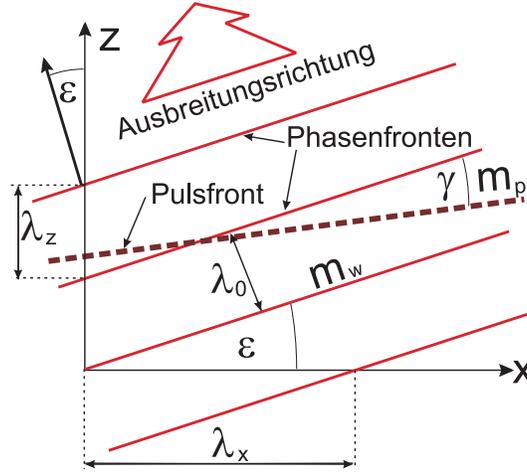


Abbildung 3.1: Dispersion in der x - z -Ebene; die eingezeichneten Phasenfronten beziehen sich auf die Zentralwellenlänge λ_0 . Die Phasenfronten anderer Frequenzen sind relativ dazu leicht verkippt (nicht eingezeichnet).

wobei $k_{x,z}$ die Komponenten des Wellenzahlvektors sind, λ die jeweilige Wellenlänge, ω die Frequenz und ϵ der Ausbreitungswinkel bezüglich der z -Achse ist. Die Kurven konstanter Phase sind festgelegt durch

$$\omega t - k_x x - k_z z = \phi - \phi_0 = \text{const.}$$

und haben gegenüber der x -Achse eine Neigung (den Anstieg) von $m_w = \frac{dz}{dx} = \frac{k_x}{k_z} = \tan \epsilon$. Weil ϵ in einem dispersiven Medium unter Umständen wellenlängenabhängig ist, sind die Phasenfronten verschiedener Wellenlängen gegeneinander leicht geneigt. Allerdings ist diese Phasenfrontverkipfung $\epsilon(\lambda)$ um ein Vielfaches kleiner als die aus $\frac{d\epsilon(\lambda)}{d\lambda}$ resultierende Pulsfrontverkipfung γ , so daß weiterhin von einem kollimierten Strahl gesprochen werden kann. Die Pulsfront kommt an den Stellen zustande, an welchen die Intensität maximal ist, das heißt, wo alle Frequenzkomponenten die gleiche Phase besitzen [7]:

$$\frac{d\phi}{d\omega} = t - \frac{dk_x}{d\omega} x - \frac{dk_z}{d\omega} z = 0.$$

Der Anstieg $\frac{dz}{dx}$ in der Abb. 3.1 ist demnach

$$m_p = -\frac{dk_x}{dk_z} = \tan \epsilon + \frac{k_z}{\cos^2 \epsilon} \frac{d\epsilon}{dk_z}.$$

Diese letzte Formel bezieht sich auf bandbreitenbegrenzte Pulse, bei denen die Pulsfront wie ein schmaler Grat ist. Es kann aber bei einem gechirpten Puls beispielsweise vorkommen, daß an keiner Stelle alle Frequenzkomponenten die gleiche Phase besitzen. Diese Pulsfront ist dann stark verlängert.

Wählt man das Koordinatensystem so, daß $\epsilon = 0$ wird und somit $m_p = -\tan \gamma$ gilt, errechnet sich der Pulsfrontverkipfungswinkel γ zu

$$\gamma \approx \arctan \gamma = \left(\lambda_0 \frac{d\epsilon}{d\lambda} \right) = \left(\lambda_0 C_a \right). \quad (3.1)$$

Dieser Ausdruck stellt den allgemeingültigen Zusammenhang zwischen angular chirp und Pulsfrontverkipfung her und ist unabhängig davon, wie die Dispersion erzeugt worden ist. Die genaue Pulsfrontform hängt von der Verteilung des angular chirp über den Strahlquerschnitt ab.

3.1.2 Pulsfrontverkipfung hinter einem Prisma

Als Beispiel für eine dramatische Verkipfung der Pulsfront sei die Dispersion hinter in einem Prisma betrachtet. Durchläuft der Puls wie in Abb. 3.2 ein solches 45°-Prisma, so wird unter Beachtung von

$$\gamma = \lambda_0 \frac{dn}{dn} \frac{d\epsilon}{d\lambda} \quad , \quad \epsilon = \alpha - \beta + \delta - \sigma \quad , \quad x = \frac{\sin \alpha}{n}$$

die Gleichung (3.1) umgeformt in

$$\gamma = \lambda \frac{dn}{d\lambda} \frac{\sqrt{1-x^2} \sin(45^\circ - \arcsin x) + \cos(45^\circ - \arcsin x)x}{\sqrt{1-x^2 - n^2 \sin^2(45^\circ - \arcsin x) + (\sin \alpha \sin(45^\circ - \arcsin x))^2}}. \quad (3.2)$$

Puls- und Phasenfront stehen hinter dem Prisma in einem Winkel zueinander, der sehr vom Einfallswinkel α abhängt. Je kleiner α ist, desto größer ist γ . Der Puls-

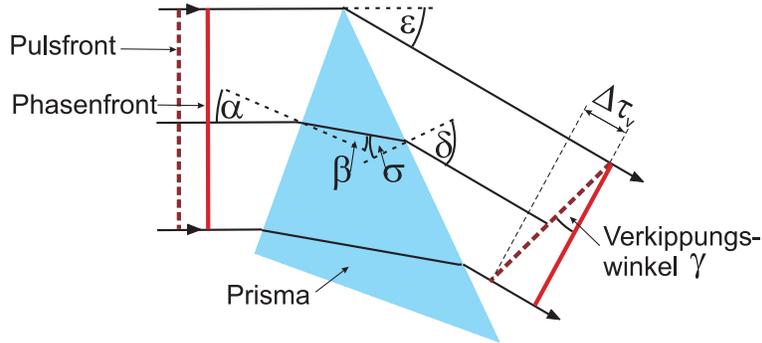


Abbildung 3.2: Eine anfangs parallele Pulsfront ist hinter einem Prisma verkippt

frontversatz $\Delta\tau_v$ über den ganzen Strahlquerschnitt kann vor allem bei ultrakurzen Pulsen ein Vielfaches der Pulsdauer betragen. Bezogen auf den Strahldurchmesser D lautet die Formel

$$\Delta\tau_v = \frac{\lambda}{c} C_a D. \quad (3.3)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit und C_a der angular chirp.

3.1.3 Pulsfrontverkipfung hinter einem Kompressor

In einem CPA-Lasersystem dienen Strecker und Kompressor zur Einstellung der Pulsdauer. Anhand Abbildung 3.3(a) soll knapp das Prinzip erläutert werden. Ein Beugungsgitter 1 zerlegt den Puls in seine Spektralkomponenten. Die verschiedenen Farben laufen hinter einem zweiten Gitter parallel versetzt nebeneinander und werden mit den letzten beiden Gittern 3 und 4 wieder zu einem Puls überlagert. Aus den Abständen der Gitter zueinander ergeben sich für alle Spektralkomponenten unterschiedliche Laufzeiten. Mit einem Strecker werden die Spektralkomponenten zeitlich hintereinander zusammengesetzt (*chirp*). Bei einem Kompressor ist man dagegen bemüht, alle Frequenzen gleichzeitig zu überlagern und somit den Ausgangspuls bandbreitenbegrenzt kurz zu machen.

Nun kann es bei geringfügiger Fehljustage dieser beiden dispersiven Elemente Strecker und Kompressor leicht zu einer Pulsfrontverkipfung kommen. Zueinander nichtparallele Gitter beziehungsweise Gitterlinien verhindern, daß die Frequenzkomponenten gemeinsam in eine Richtung laufen. Wegen der Übersichtlichkeit soll hier nur auf die Dispersionsentstehung hinter einem Gitterpaar im Kompressor eingegangen werden. Eine ausführlichere Behandlung findet sich in der Veröffentlichung von G. Pretzler [8].

Die durch Gitter 1 hervorgerufene Dispersion muß mit dem zweiten Gitter kompensiert werden. Das gelingt nur bei absoluter Parallelität, sowohl der Gitterflächen als auch der Gitterlinien. In Hinsicht auf Abb. 3.3(b) müssen also die Drehwinkel $\delta_{x,y,n}$ Null sein. Verdrehung um einen Winkel δ_y hat zur Folge, daß sich die Spek-

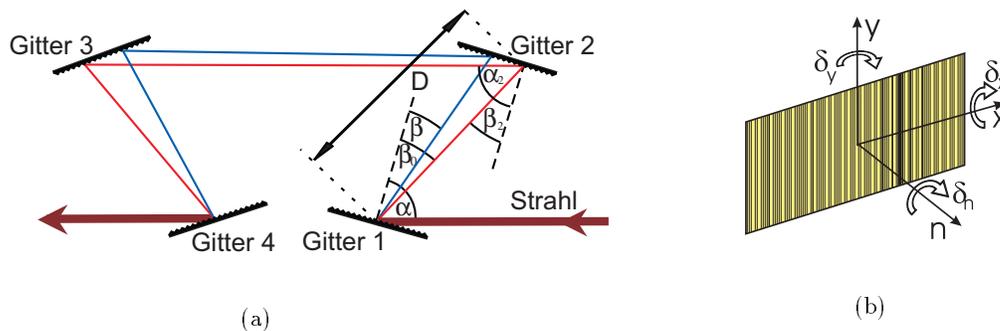


Abbildung 3.3: (a) Winkelbeziehungen in einem 4-Gitter-Kompressor, der zur Rekomprimierung gechirpter Pulse in CPA-Lasersystemen genutzt wird. Die Zentralwellenlänge λ_0 läuft über den roten Weg. Der (Frequenz)-chirp wird über den Abstand D eingestellt. (b) Definition der Nichtparallelität des Gitter 2 relativ zum Gitter 1.

tralkomponenten hinter Gitter 2 unter einem Winkel $\epsilon_x(\lambda) = (\alpha_2 - \alpha) \approx \delta_y \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}$ auseinanderbewegen. Dieser Winkel liegt in der von den Gittern aufgespannten Ebene der Abbildung 3.3(a) und bedeutet einen horizontalen angular chirp von

$$C_{a,x} = \frac{d\epsilon_x}{d\lambda} = \delta_y N \frac{\tan \beta_0}{\cos \alpha}. \quad (3.4)$$

N ist die Gitterkonstante, die Winkel sind in der Abb. 3.3(a) angegeben. Ebenso ruft eine Drehung um die x - Achse sowie eine Rotation um die n - Achse einen senkrechten angular chirp hervor:

$$C_{a,y} = \delta_x N \tan \beta_0 \quad , \quad C_{a,y} = \delta_n N. \quad (3.5)$$

Durch die Verdrehungen ist der Abstand D zwischen den Gittern 1 und 2 nicht mehr überall gleich. Die damit verbundenen Laufzeitunterschiede führen zu einer etwas schlechteren Rekomprimierung und damit verbunden zu einer geringfügigen Verlängerung der Pulsdauer. Diese Pulsdauerverlängerung ist aber, verglichen mit dem Pulsfrontversatz über den gesamten Strahlquerschnitt, vernachlässigbar klein.

Aus der Aufsummierung des angular chirps aller dispersiven Bauelemente kann die endgültige Pulsfrontverkipfung nach Gleichung (3.1) berechnet werden. Für den Fall, daß die Gitter 3 und 4 parallel zueinander sind, also keinen zusätzlichen angular chirp einbringen, gilt

$$\gamma = N \lambda_0 \sqrt{\left(\delta_y \frac{\tan \beta_0}{\cos \alpha}\right)^2 + (\delta_n + \delta_y \tan \beta_0)^2}. \quad (3.6)$$

Man kann umgekehrt auch aus der Messung des Pulsfrontverkipfungswinkels γ auf die schädliche Verdrehung δ der Kompressorgitter rückschließen. Als Beispiel für die Größenordnung der Winkel sei ein Gitter mit der Gitterkonstante $N = 1200 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, dem Einfallswinkel $\alpha = 45^\circ$ und dem Beugungswinkel von $\beta_0 = 14,3^\circ$ für 795 nm betrachtet. Geht man von einer Einstellgenauigkeit von $\delta_y = \pm 0,5^\circ$ aus, ergibt dies einen angular chirp von $C_a = 3,8 \mu\text{rad}/\text{nm}$, und einen Pulsfrontverkipfungswinkel von $\gamma = 3 \text{ mrad}$. Bei 5 cm Strahlquerschnitt bedeutet das gemäß Gl. 3.3 einen Pulsfrontversatz von $\tau_v = 500 \text{ fs}$.

3.1.4 Auswirkung auf den Fokus

Die bildliche Vorstellung, daß zuerst das vordere Ende und anschließend das hintere Ende des verkippten Pulses den Fokus passieren, entspricht nicht der Realität. Vielmehr werden die einzelnen sich in verschiedene Richtungen ausbreitenden Spektralkomponenten in der Brennebene nebeneinander angeordnet, die Fokusfläche

wird vergrößert. Der räumliche Abstand einer Frequenzkomponente zum Fokuspunkt der Zentralwellenlänge beträgt $\Delta v = fC_a(\lambda - \lambda_0)$. Bei einem angular chirp in x -Richtung verteilt sich nach [8] die Intensität für einen beugungsbegrenzt fokussierten Gaußstrahl mit

$$I(x, \lambda) \propto \exp\left(-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}}\right)^2\right) \exp\left(-4 \ln 2 \left(\frac{x - fC_a(\lambda - \lambda_0)}{d_{\text{FWHM}}}\right)^2\right), \quad (3.7)$$

(Brennweite f , Zentralwellenlänge des Pulses λ_0 , beugungsbegrenzter Fokusdurchmesser d_{FWHM} , Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$, Strahldurchmesser D_{FWHM} , Pulsdauer $\Delta\tau_0$).

Weil nun im Brennpunkt nicht mehr die volle spektrale Bandbreite vorhanden ist, verlängert sich wegen der Unschärferelation unweigerlich die tatsächliche Pulsdauer, und zwar um den Faktor

$$\xi = \frac{\Delta\tau}{\Delta\tau_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{C_a \pi \Delta\lambda_{\text{FWHM}} D_{\text{FWHM}}}{2 \ln 2 \lambda_0}\right)^2}. \quad (3.8)$$

Fokusverbreiterung und Pulsdauerverlängerung zusammen verringern die Intensität in der Fokusmitte um ξ^2 . In Bezug auf das letzte Zahlenbeispiel hätte dies für einen 100 fs Puls im Fokus eine Intensitätsabnahme von $\xi^2 = 30$ (!) zur Folge.

Im Falle eines nicht beugungsbegrenzt fokussierten Gaußstrahles wirkt sich die spektrale Aufspaltung im Fokus weniger stark auf die Verlängerung der Pulsdauer aus. Sei der Fokus M -mal größer als beugungsbegrenzt, so entspricht dies dem beugungsbegrenzten Fokus eines Strahles mit einem Strahldurchmesser von D_{FWHM}/M . Bei der Berechnung von (Gl. 3.8) muß dies berücksichtigt werden, das heißt, D_{FWHM} wird durch D_{FWHM}/M ersetzt. Der Intensitätsverlust ξ^2 fällt für einen realen Strahl also geringer aus als für einen idealen Gaußpuls.

3.1.5 Weitere Pulsfrontstörungen

An dieser Stelle soll knapp die Auswirkung von Sammellinsen auf die Pulsfront betrachtet werden [9]. Die Dicke des dispersiven Materials hängt vom Radius der Linse ab. Aufgrund der PTD besitzt die Pulsfront unmittelbar hinter der Linse eine stärkere Krümmung als die Phasenfront, da die paraxialen Strahlen eine längere Zeit durch die Linse benötigen als die Randstrahlen. Der Pulsfrontversatz für einen im Abstand r von der optischen Achse einfallenden Strahl ist nach [10]

$$\Delta\tau_v(r) = \frac{r_0^2 - r^2}{2cf(n-1)} \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda}\right),$$

wobei r_0 der Linsenradius, f die Brennweite, c die Lichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex sind. Deshalb formen sich im Fokalbereich Pulsfrontschleifen. Es

gibt nach dem Fokus eine Stelle, an der zwar die Pulsfront plan ist, aber nicht die Phasenfront.

Bei ultrakurzen Pulsen trägt zur effektiven Pulsdauerverlängerung im Fokus auch noch das zeitliche Auseinanderfließen des Wellenpakets bei. Weiterhin liegen wegen der chromatischen Abberation die Foki der verschiedenen Frequenzanteile nicht am gleichen Ort auf der z -Achse. Mit Achromaten kann dieser Effekt sowie die Schlierenbildung weitestgehend verhindert werden.

Von sogenannten *boundary wave pulses*, die bei ultrakurzen Pulsen aufgrund stark begrenzter Aperturen entstehen, wird berichtet [11]. Beispielsweise geht einem Ultrakurzpuls, der mit einer zu kleinen Linse fokussiert wird, ein spitzer Vorpuls voraus. Und wenn eine verkippte Pulsfront durch einen Spalt tritt, dann erzeugen die am Rande entstehenden Sekundärwellen zusätzliche kleine schräg laufende Pulse.

3.2 Nichtlineare Strahlstörungen

Besonders in Hochleistungslasern stellen Unregelmäßigkeiten im Phasen- und Intensitätsprofil ernst zu nehmende Probleme dar, sei es, daß Bauelemente zerstört werden oder sich die Fokusqualität verschlechtert. Die Ursachen für die Störungen des Strahlprofils sind der nichtlineare Brechungsindex [12], kleine Streuteilchen und Materialverunreinigungen [13], Inhomogenitäten des Brechungsindex' [14], das Pumpprofil bei der Verstärkung und damit auch das Strahlprofil selbst. Im folgenden soll auf die Auswirkungen eingegangen werden. Vorweg sei erwähnt, daß schlechte Strahlqualität immer mit Intensitätsabnahme im Fokus verbunden ist. Dabei führen Selbstfokussierung des ganzen Strahles zur Verschmierung des Fokus, kleinskalige Störungen dagegen verlagern Energie vom zentralen Fokus in höhere Beugungsordnungen. Sie verbreitern aber nicht den Zentralfokus.

3.2.1 Selbstfokussierung

Bei Selbstfokussierung handelt es sich um einen durch das Laserlicht selbst induzierten Linseneffekt (*nonlinear lensing*). Der Grund liegt in der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex n eines nichtlinearen Mediums, gegeben mit $n = n_0 + n_2 I$. Darin sind I die Intensität, n_0 der gewöhnliche und n_2 der nichtlineare Brechungsindex. Ein üblicher Laserstrahl besitzt ein nach außen hin abfallendes Intensitätsprofil. Deshalb bildet sich in solch einem nichtlinearen (Kerr)-Medium ein Brechzahlgradient aus. Die Randstrahlen eilen den achsennahen Strahlen voraus und die Phasenfront krümmt sich nach innen, also ähnlich wie bei einer Linse. Dieser Effekt schaukelt

sich immer weiter auf, da die Leistungsdichte mit abnehmendem Strahlquerschnitt ansteigt. Der Konvergenz wirkt jedoch die Divergenz entgegen, und erst oberhalb einer bestimmten Leistung P_S kommt es wirklich zur Einengung. Setzt man die Divergenz eines Gaußstrahles mit $\theta = \frac{1,22\lambda}{2Rn_0}$ an, ergibt sich eine Schwell-Leistung von [15]

$$P_S = 0,6 \frac{\lambda_0^2}{n_0 n_2}. \quad (3.9)$$

Die Selbstfokussierungslänge ist

$$l_{sf} = \frac{\pi R^2}{\lambda} \sqrt{\frac{P_S}{P - P_S}} \quad (3.10)$$

(Brechungsindex n_0 , nichtlinearer Brechungsindex n_2 , Strahlradius R , Leistung P).

Die Konvergenz ist ersichtbar, wenn man das Medium der Länge L in N Scheiben der Dicke d unterteilt (siehe Abb. 3.4). Der Strahl habe anfangs eine ebene Phasenfront und eine glattes radialsymmetrisches Intensitätsprofil $F(r)$. Die aus dem nichtlinearen Brechungsindex resultierende Phasenverschiebung in der k -ten Scheibe entspricht dem Intensitätsprofil, denn es gilt [16]:

$$\begin{aligned} \Delta B_k &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d n_2 I_k(\mathbf{0}, z) dz \\ \Delta \Phi_k(r) &= -\Delta B_k F_k(r). \end{aligned} \quad (3.11)$$

ΔB ist die durch den nichtlinearen Brechungsindex verursachte Phasenverschiebung und wird meist als B-Integral bezeichnet. Die Phasenverschiebung bezogen auf das Strahlprofil ist mit $\Delta \Phi(r)$ gegeben und führt wegen der Transversalitätsbedingung zu einer insgesamt gekrümmten Phasenfront.

Nun sei der Strahl in ein Bündel einzelner Strahlsegmente zerlegt. Die Phasenkrümmung hat zur Folge, daß sich die Strahlsegmente in unterschiedliche Richtungen (senkrecht zum jeweiligen Phasenfrontabschnitt) fortbewegen. Hatte ein unendlich dünnes Strahlsegment vor dem nichtlinearen Medium die Anfangsposition r_1 , dann errechnen sich Endposition und -winkel hinter dem Medium zu

$$\begin{aligned} r_N &= r_1 + L \sum_k^{N-1} (N-k) \Delta \theta_k \\ \theta_N &= \sum_k^N \Delta \theta_k \\ \Delta \theta_k &= -\Delta B_k \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial F_k(r)}{\partial r} \Big|_{r=r_k}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

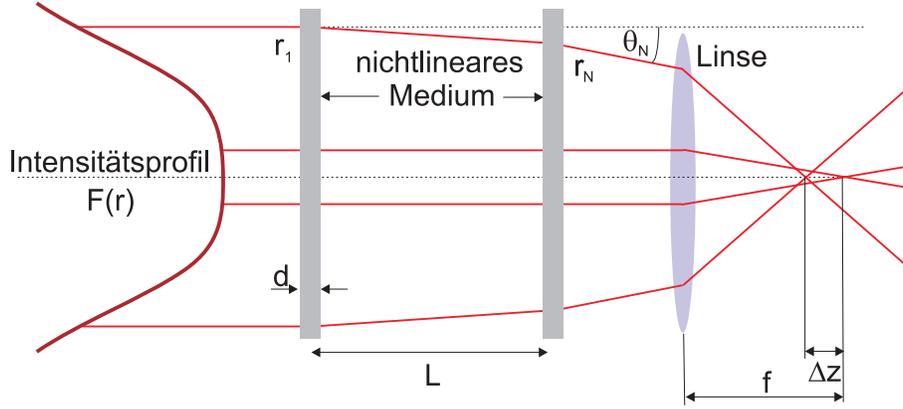


Abbildung 3.4: In der Zeichnung ist das Medium nur in $N = 2$ Scheiben zerlegt. Die Richtung der Strahlsegmente und somit auch ihre Fokusposition wird von der Ableitung des Intensitätsprofils festgelegt (Gl. 3.12).

Nach den Regeln der geometrischen Optik können diese schrägläufigen Strahlen nicht in einem Fokuspunkt vereinigt werden. Die Strahlen treten an der Stelle r durch eine Linse der Brennweite f und passieren danach die optische Achse in einer Entfernung [16]

$$\Delta z = \frac{\lambda B f^2}{2\pi r} \frac{dF(r)}{dr}$$

von der Brennebene strahlaufwärts. Die Fokussfläche vergrößert sich somit linear mit B , dem B-Integral über die gesamte Länge des Mediums.

Jetzt soll eine kleine harmonische, räumliche Anfangsmodulation der Amplitude hinzugenommen werden. \vec{k}_\perp ist die Modulationsfrequenz, δ die Elongation der Störung. Das elektrische Feld vor dem nichtlinearen Medium sei

$$E_{in}(\vec{r}) = E_0 \sqrt{F(\vec{r})} \cdot (1 + \delta \cos \vec{k}_\perp \vec{r})$$

und nimmt nach Durchlaufen desselben und unter der Annahme $\delta \ll 1$ die Form an:

$$E_{out}(\vec{r}) = E_0 \sqrt{F(\vec{r})} e^{-iBF(\vec{r})} \sum_j \alpha_j \cos j \vec{k}_\perp \vec{r}.$$

Die α_j sind Linearkombinationen von Besselfunktionen mit dem Argument $x = 2B\delta F(\vec{r})$, deren ersten Werte lauten [16]

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= J_0(x) + i\delta J_1(x) \\ \alpha_1 &= \delta + 2iJ_1(x) - \delta J_2(x) \\ \alpha_2 &= i\delta J_1(x) - 2J_2(x) - iJ_3(x). \end{aligned}$$

Im Fokus erscheinen die $\alpha_{j \neq 0}$ als nach außen hin abnehmende Nebenmaxima, die dem zentralen Hauptfokus $\alpha_{j=0}$ Energie entziehen. Beispielsweise ergibt sich für die erste Ordnung ein Energieverhältnis von

$$\frac{|\alpha_1|^2}{|\alpha_0|^2} = (1 + 2B^2)\delta^2.$$

Eine Abschätzung des B-Integrals für den letzten Durchgang durch den 4-Pass-Kristall (1 cm Ti:Saphir mit $n_2 = 2,2 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$) führt bei einer Spitzenintensität von $I_0 = 1,5 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ auf $B \approx 0,27$ rad. Energieverluste im Fokus werden bei solch kleinen Phasenunterschieden also vor allem durch die Modulationstiefe δ bestimmt. Erst ein B-Integral größer als 3 gilt als bedenklich. Wird anstatt der Amplitude die Phase moduliert, fällt das obige Energieverhältnis $|\alpha_1|^2/|\alpha_0|^2$ deutlich größer aus.

3.2.2 Strahlzerfall

Bei sehr hohen Laserintensitäten schnürt sich der Strahl nicht mehr als Ganzes ein, sondern zerfällt in mehrere selbstfokussierende Einzelstrahlen, sogenannte Filamente. Die intensitätsabhängigen Nichtlinearitäten sind dann nämlich so groß, daß selbst schwache Modulationen im Strahlprofil sowie Materialinhomogenitäten die Strahleigenschaften sichtlich beeinflussen [17]. Einer linearen Instabilitätstheorie zufolge werden die Störungen exponentiell mit der Propagationslänge verstärkt [18,19]. In den Verstärkungskoeffizient geht neben Intensität und nichtlinearem Brechungsindex auch die Modulationsfrequenz \vec{k}_\perp ein. Für bestimmte \vec{k}_\perp , insbesondere für $k_x = k_y$, ist die Verstärkung maximal. Das Modulationsprofil verschärft sich im weiteren Strahlverlauf, d.h. die Spitzen werden schmaler und die Täler breiter. Wird der Strahl in diesem Zustand fokussiert, dann fehlt im Zentralfokus viel Energie.

Irgendwann interagieren die Moden mit sich selbst und bilden jeweils ein Filament aus. Die Selbstfokussierungslänge l_{sf} hängt reziprok von der Leistung ab, im Gegensatz zur Selbstfokussierung des ganzen Strahles, bei der die Leistung unter der Wurzel eingeht (Gleichung 3.10). Die Filamente haben Durchmesser zwischen $10 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ und können, solange die Selbstfokussierung die beugungsbedingte Divergenz überwiegt, über lange Strecken stabil sein. Da die Energie in jeder Zelle gleich ist [20,21], nimmt bei Erhöhung der gesamten Strahlintensität die Anzahl der Filamente zu. Sie schädigen optische Komponenten (hot spots), und der Strahl kann nicht weiter verwendet werden.

Das Jenaer LIDAR-Projekt (*Light-Detection and Ranging*) hingegen nutzt die kontrollierte Filamententstehung für Atmosphärenexperimente aus [22]. Dazu wird der TW-Laserpuls in Luft fokussiert. Weil sich bei ultrahohen Intensitäten sogar

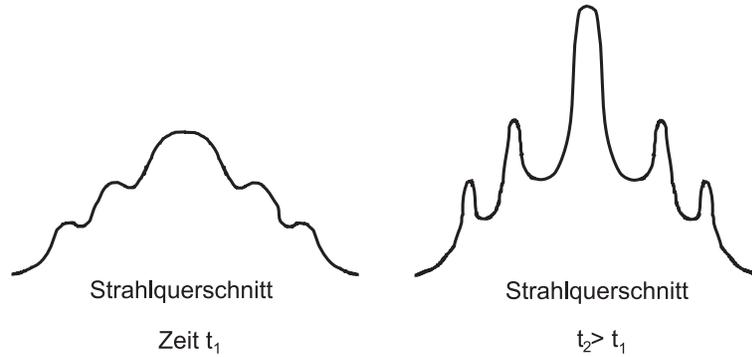


Abbildung 3.5: Durch das Anwachsen von Intensitätsmodulationen engen sich die Intensitätsspitzen zunehmend ein und bilden Filamente aus.

Luft wie ein nichtlineares Medium verhält ($n_2 = 5,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$), entsteht ein über lange Strecken (bis zu 12 km) stabiler Lichtkanal. Das im Kanal aufgrund von Ionisation erzeugte Plasma verringert den Brechungsindex, der Kerr-Effekt dagegen erhöht diesen. Beide Wirkungen heben sich gegenseitig auf, so daß das Filament stabil ist, also weder divergiert noch konvergiert. Außerdem wurde eine durch Selbstphasenmodulation hervorgerufene enorme Verbreiterung des Spektrums beobachtet. Es reicht kontinuierlich von ungefähr $\lambda=300$ nm bis $\lambda=4500$ nm. Somit steht, den Laser in den Himmel gerichtet, eine hervorragende Weißlichtquelle für atmosphärische Spektroskopie zur Verfügung.

3.2.3 Strahlqualität

Eine wichtige räumliche Kenngröße für Laserstrahlen stellt das *space-beamwidth-product* (SBP) dar, ganz analog zum *time-bandwidth-product* in der Zeitdomäne. Das SBP gibt Auskunft über das Divergenzverhalten. Um einen Vergleich zwischen realem Strahl und idealem Gaußstrahl (TEM_{00}) ziehen zu können, werden beide *space-beamwidth-products* ins Verhältnis zueinander gesetzt [23]:

$$M^2 \equiv \frac{SBP_{\text{real}}}{SBP_{\text{ideal}}} = 4\pi\sigma_0\sigma_s.$$

Der Qualitätsfaktor M^2 ist für jeweils eine transversale Koordinate festgelegt und immer größer als Eins. Wie stark das räumliche Intensitätsprofil $I(x, y, z)$ am Ort der Taille ($z = z_0$) von der Gaußform abweicht drückt die Schwankung σ_0 aus; die

Schwankung des Fourierspektrums (und somit der Divergenz) steckt in σ_s . Bezogen auf eine Koordinate (x) sind σ_0 und σ_s wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}\sigma_{0x} &\equiv \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 I(x, y, z_0) dx dy} \\ \sigma_{s_x} &\equiv \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (s_x - \bar{s}_x)^2 I(s_x, s_y, z) ds_x ds_y}.\end{aligned}$$

Hier bedeutet $s_{x,y} = \frac{k_{x,y}}{2\pi}$ die Wellenlänge der transversalen Raumfrequenzen, die überstrichenen Werte sind die jeweiligen Mittelwerte.

Wie kann M^2 interpretiert werden? Ein einfacher Ausdruck für die Taille D_0 und Divergenz Θ eines realen Strahls ist

$$D_0\Theta = M^2 d_{\text{ideal}}\theta_{\text{ideal}}. \quad (3.13)$$

Im Falle gleicher Taillegröße divergiert ein realer Strahl M^2 -mal schneller als ein idealer Gaußstrahl mit einer Taille d_{ideal} und der Divergenz θ_{ideal} . Die Rayleigh-Länge $z_{R_x} = D_0/\Theta$ des realen Strahles ist um den Faktor $\frac{1}{M^2}$ kürzer und für den Strahldurchmesser gilt

$$D_x(z) = D_{0x} \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_{R_x}}\right)^2}. \quad (3.14)$$

z_0 ist der Ort der Taille. Im Falle gleicher Divergenz im Fernfeld ($D_{\text{real}}(z) = D_{\text{ideal}}(z)$) würden der Tailledurchmesser und die Rayleigh-Länge des realen Strahls M^2 -mal größer sein als die des idealen. Diesen Fall hat man beispielsweise bei Fokussierung hinter einer Linse. Strahlen, für die $M_x^2 \neq M_y^2$ gilt, werden als asymmetrisch bezeichnet. Liegen die Orte der Tailen für beide Koordinaten nicht zusammen ($z_{0x} \neq z_{0y}$), nennt man das Astigmatismus.

Ein "schlechter" Strahl kann in seiner Form mit einer Superposition aus höheren Hermite-Gauß-Moden (TEM_{nm} , $(n,m) \neq (0,0)$) angenähert werden [24]. Die Taillegröße sowie der Divergenzwinkel des Strahls sind ungefähr proportional zur Quadratwurzel der Anzahl N der Moden. Die reelle Zahl $N = M^2$ gibt die erforderliche Modenzahl an, die den realen Strahlparametern Divergenz und Taillegröße entspricht. Große Werte von N beziehungsweise M^2 bedeuten also, daß der Strahl viele höhere Moden besitzt und somit qualitativ wenig Ähnlichkeit zu einem idealen, einmodigem Gaußstrahl besteht.

Höhere Moden ändern bei Propagation nicht ihre Form, sondern nur ihre Größe. Da nicht jede Mode zur Maximalintensität beiträgt, hat eine Vergrößerung des Fokusedurchmessers um M^2 nicht zwingend einen Intensitätsverlust um M^4 zur Folge.

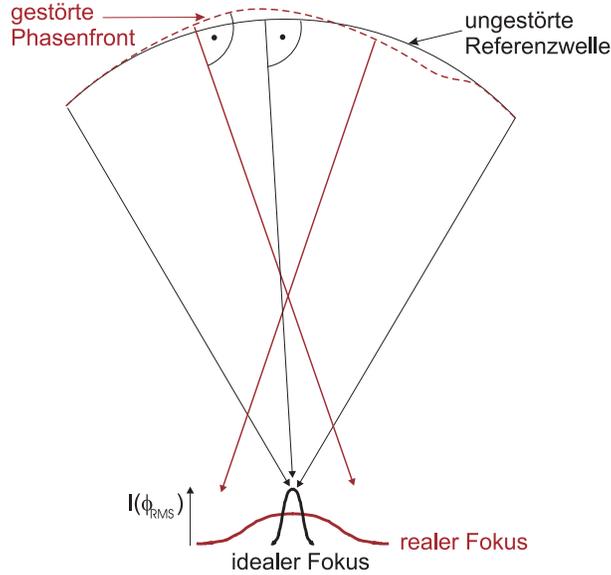


Abbildung 3.6: Verdeutlichung des Konvergenzverhaltens einer idealen und einer welligen Phasenfront hinter einer Fokussierungsoptik. Die Ausbreitungsrichtung des Lichts (Pfeile) steht senkrecht zum jeweiligen Phasenfrontabschnitt.

Die bisherige Betrachtung sollte zeigen, daß sich die Verteilung der elektrischen Feldstärke über den Strahlquerschnitt auf die Fokusgröße auswirkt (Fouriertransformation eines Amplitudengitters). Dabei ist von einer weitestgehend glatten Phasenfront ausgegangen worden. Um auch den Beitrag einer welligen Phasenfront auf die Fokusintensität zu erfassen, ist als Maß für die Fokussierbarkeit eines Strahles die *Strehlratio* S_R definiert. Sie gibt das Verhältnis an von real erreichbarer maximaler Fokusintensität eines in der räumlichen Phase gestörten Strahles zum theoretischen Wert ohne diese Phasenstörung, aber bei gleicher Apertur. Weil die Lichtausbreitung in jedem Punkt senkrecht zur Phasenfront erfolgt, bewegen sich einige Abschnitte einer welligen Phasenfront nicht genau auf den beugungsbegrenzten Fokus zu (siehe Abb. 3.15). Dadurch geht dem zentralen Fokusbereich Energie verloren und die maximal erreichbare Intensität sinkt ab. S_R ist folgendermaßen mit dem Schwankungsquadrat Φ_{RMS}^2 (das entspricht der Rauigkeit) der Phasenfront liert [25]:

$$S_R = \frac{I_{\text{real}}}{I_{\text{theo}}} = e^{-\left(\frac{2\pi\Phi_{\text{RMS}}}{\lambda}\right)^2} \quad (3.15)$$

$$\Phi_{\text{RMS}}^2 = \frac{\int_{\text{Apertur}} I(x, y) (\Phi(x, y) - \bar{\Phi})^2 dx dy}{\int_{\text{Apertur}} I(x, y) dx dy}.$$

Die Strehlratio S_R kann also maximal den Wert Eins annehmen. Die obere Formel (Gl. 3.15) ist nur bis ca. $S_R > 0,1$ anwendbar, wo der Fehler bereits bei über 10% liegt [26]. Optiken, die höchstens einen Wellenfrontfehler von $\Phi_{\text{RMS}} < \lambda/14$ verursachen (entspricht $S_R > 0,8$), werden als durchaus gut eingestuft.

Wie stark sich die reale Fokusintensität vermindert hängt also von Strehlratio (Phasenmodulation) und M^2 (Amplitudenmodulation) zusammen ab.

3.3 Räumliche Fouriertransformation

Um sich die Auswirkungen von Phasen- und Amplitudenmodulationen sowie die Funktionsweise des Raumfrequenzfilters zu verdeutlichen, soll ein kleiner Exkurs zur Fouriertransformation unternommen werden.

Beugungserscheinungen haben ihre Ursache in der Wellennatur des Lichtes. Trifft eine ebene Welle auf eine Apertur, dann gehen von dieser quasisiebene Elementarwellen aus. Mit der Fouriertransformation der Apertur wird berechnet, wieviel Licht sich in jede Richtung ausbreitet, das heißt, es wird das Winkelspektrum bestimmt [27]. Allerdings ist das (Fraunhofer'sche) Beugungsbild nur in genügend großer Entfernung klar erkennbar, weil dann die verschiedenen Raumfrequenzen nicht mehr überlappen. Bei Verwendung einer Sammellinse kann das Spektrum in die Nähe gerückt werden, genauer gesagt erscheinen die Raumfrequenzen in der Brennebene. Fokussierung bedeutet, daß parallele Strahlen ihren Winkeln bezüglich der optischen Achse nach in der Brennebene angeordnet werden. Wegen der *von-Bieren*-Bedingung [28] besteht ein linearer Zusammenhang zwischen den Ortskoordinaten (x_f, y_f) der Brennebene und den Wellenzahlkoordinaten (k_x, k_y) des abgebildeten Lichtes:

$$x_f = \frac{f}{k_0} k_x \quad , \quad y_f = \frac{f}{k_0} k_y .$$

k_0 ist die Wellenzahl des Lichtes und f die Brennweite der Linse. Die Intensitätsverteilung auf der Brennebene ist [29]

$$I(x_f, y_f) = \frac{I_0}{\lambda^2 f^2} \left[\iint_A t(x, y) e^{-i \frac{2\pi}{\lambda f} (x x_f + y y_f)} dx dy \right]^2 .$$

I_0 ist die Intensität der einfallenden ebenen Welle, und das Flächenintegral stellt die Fouriertransformierte der beugenden Apertur A mit der Transmissionsfunktion $t(x, y)$ dar. In der Brennebene laufen alle Strahlen parallel zueinander. Große Wellenzahlen liegen weiter weg von der optischen Achse als kleine.

Um das Fokusbild eines Laserpulses zu erhalten, muß für $t(x, y)$ die Form des Intensitäts- und Phasenprofils eingesetzt werden. Scharfe Kanten oder kleinperiodische Modulationen (beispielsweise durch Staub verursacht) im Profil bedingen

hohe Raumfrequenzen und somit Energieverlagerung aus dem beugungsbegrenzten Fokus in äußere Bereiche der Brennebene. Die Größe des zentralen Fokus vergrößert sich nur durch Modulationen mit großer Periode, da deren Beugungsordnungen mit der nullten Ordnung überlappen. Eine Blende in der Fokusebene filtert die hohen Raumfrequenzen heraus (Tiefpass). Wird der Strahl mit einem Linsenobjekt wieder kollimiert, weist er keine groben Unebenheiten mehr auf. Auf diese Art der Strahlreinigung beziehungsweise Strahlglättung wird ausführlich in Kapitel 5 eingegangen.

Der im Raumfrequenz Tiefpass entstehende Energieverlust bleibt bei nicht zu großen Strahlstörungen gering, solange der Blendendurchmesser D größer als der Durchmesser des beugungsbegrenzten Fokus d_0 ist. Im Falle eines glatten Gaußstrahles $I = I_0 \exp\left[-8\frac{r^2}{d_1^2}\right]$ mit d_1 als $1/e^2$ - Durchmesser und der Relation

$$d_0 = 4\frac{f\lambda}{\pi d_1}, \quad (3.16)$$

ergibt sich für die Energietransmission der Ausdruck

$$T = 1 - e^{-2\frac{D^2}{d_0^2}}. \quad (3.17)$$

Ansich ist es unbedeutend, wie groß der Energieverlust ausfällt. Denn die höheren Raumfrequenzen tragen ohnehin nicht zur Intensität des Zentralfokus nachfolgender Experimente bei. Wenn aber ein unregelmäßiger Strahl weiter verstärkt wird, wachsen bereits existierende Intensitätsspitzen beziehungsweise nicht herausgefilterte hohe Raumfrequenzen natürlich mit an. Als Folge davon entstehen lokal Intensitätsüberhöhungen (hot spots), die optische Teile zerstören können. Der Verstärkung wird somit bereits eine Grenze gesetzt, obwohl der Strahl wenig Energie besitzt. Dagegen kann ein geglätteter Strahl weit mehr Energie enthalten, ehe sein Intensitätsmaximum die Zerstörschwelle der Optiken erreicht. Speziell bei Hochintensitätslasern sollte darum von Anfang an auf ein sauberes Strahlprofil geachtet werden, auch wenn dies vorerst mit etwas Energieverlust erkauft werden muß.

Kapitel 4

Meßinstrumente

4.1 Der Pulsfrontdetektor

4.1.1 Das Prinzip der Verkippungsmessung

Zur Messung des Pulsfrontverkippungswinkels eignet sich ein modifiziertes Mach-Zehnder-Interferometer (MZI). Mit einem normalen MZI wäre keine Pulsfrontverkippung sichtbar, da die Pulsfronten der wieder überlagerten Teilpulse gleiche räumliche Orientierung hätten. Beim modifizierten MZI erfährt der Puls in einem Strahlarm *eine* Spiegelung mehr als im anderen. Durch die zusätzliche Spiegelung stehen beide Fronten unter einem Winkel zueinander, der genau doppelt so groß ist wie der Verkippungswinkel (siehe Abb. 4.1(a)). Die rechte Seite des einen Pulses liegt über der linken Seite des anderen und umgekehrt. Kontrastreiche Streifen treten nur da auf, wo die interferierenden Feldamplituden annähernd gleich groß sind, wo also die Wellenpaketzentren übereinander liegen. Indem nun mit einem Schrittmotor die Weglänge eines Teilstrahls verändert wird, ändert sich bei einer verkippten Pulsfront auch der Ort des Interferenzgebietes der beiden überlappenden Teilstrahlen. Die kontrastreichen Streifen wandern horizontal über den Strahlquerschnitt, und zwar umso langsamer, je größer die Verkippung ist. Liegt keine Verkippung vor, erscheinen und verschwinden die Interferenzen gleichmäßig über den gesamten Strahlquerschnitt verteilt.

Für die Verkippungsmessung kommt es nur darauf an, wie schnell die *kontraststarken* Bereiche durchlaufen. Der Verkippungswinkel γ berechnet sich aus der Kontrast-Durchlaufstrecke Δs und der zugehörigen Strahlarmveränderung Δm zu

$$\gamma = \arctan \frac{\Delta m}{2\Delta s} . \quad (4.1)$$

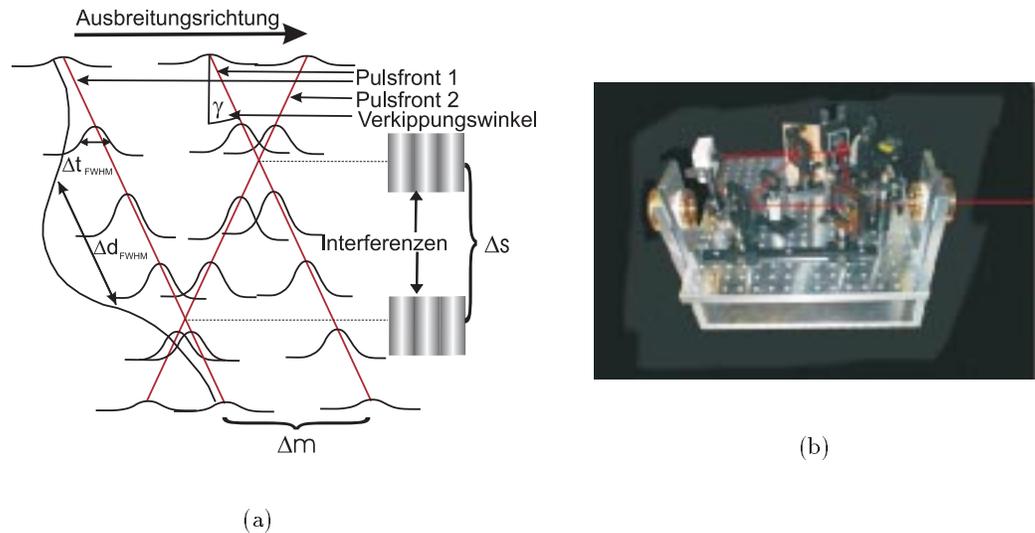


Abbildung 4.1: (a) Pulsfront 1 überlagert mit Pulsfront 2 bei zwei Motorstellungen. Die entstehenden Interferenzen erscheinen auf der Kamera im Abstand Δs . Die gaußförmigen Kurven sollen das Intensitätsprofil des Strahles darstellen. (b) Der Pulsfrontdetektor in horizontaler Stellung.

Es sei betont, daß die Interferenzmuster durch Überlagerung der gegeneinander geneigten Phasenfronten entstehen. Wo kontrastreiche Gebiete entstehen, hängt dagegen von den Pulsfronten ab. Mit diesem Pulsfrontdetektor können keine Pulsfrontkrümmungen eindeutig festgestellt werden, lediglich ebene Verkippungen. Zudem gelingt eine Messung nur mit einigermaßen axialsymmetrischen Pulsen, denn wenn rechte und linke Pulsseite sehr unterschiedliche Intensitäten aufweisen, verschwindet der Kontrast.

4.1.2 Aufbau des Pulsfrontdetektors

Der eintreffende Laserpuls wird an einem Strahlteiler in zwei Anteile aufgespalten, die an einem zweiten Strahlteiler wieder zusammengesetzt werden (siehe dazu Abb. 4.2). Die dabei entstehenden Interferenzen werden auf der CCD-Kamera beobachtet. Mit der Blende 1 wird der verwendete Strahldurchmesser festgelegt. Die Linse dient dazu, den Strahl zu verkleinern, denn die Apertur der Kamera ist viel kleiner als Blende 1.

Die Grundplatte des Pulsfrontdetektors ist an zwei Aufhängepunkten beweglich gelagert und kann so um 90° gedreht werden. Dadurch wird auch senkrechte Pulsfrontverkippung meßbar, denn in der horizontalen Stellung kann nur horizontale

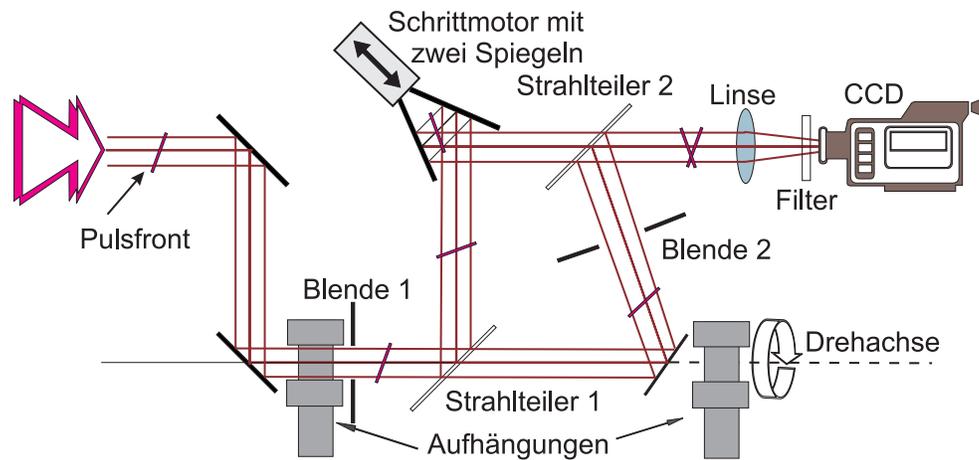


Abbildung 4.2: Schema des Pulsfrontdetektors

Verkippung beobachtet werden. Das geht aus der Geometrie des MZI's hervor: Die Invertierung der Pulse geschieht an der Ebene, die senkrecht zur Ebene des Strahlenganges steht und die Ausbreitungsrichtung enthält. Mit horizontaler Verkippung ist die Drehung der Pulsfront um eine im Labor senkrecht stehende Achse definiert. Um nach jedem Drehen der Grundplatte aufwendiges Justieren zu vermeiden, muß der Strahl entlang der Drehachse eintreffen. Dazu dient Blende 2, die während der Messungen aber ganz geöffnet ist. Mit dem Schrittmotor (und den darauf montierten Spiegeln) werden die Laufzeiten in beiden Strahlarmen annähernd abgeglichen. Er wird über einen Computer mikrometergenau angesteuert.

Hinter der zweiten Teilerplatte überlagern die beiden Pulse unter einem sehr kleinen Winkel, so daß gut erkennbare Interferenzstreifen entstehen. Die Streifen müssen parallel zur Ebene des Strahlenganges (4.2) verlaufen, denn läge der Überlagerungswinkel in dieser Ebene (senkrechte Streifen), würde das eine zusätzliche Verkippung suggerieren.

Der Detektor befindet sich hinter dem Kompressor (Abb. 2.1). Man nutzt den durch einen dielektrischen Spiegel transmittierten Anteil des Ti:Sa-Lasers. Somit ist es möglich, daß die Pulsfrontverkippungsmessung parallel zu laufenden Experimenten durchgeführt werden kann.

4.1.3 Pulsfrontverkippung des TW-Laserpulses

Der Zweck der folgenden Messungen ist es, eine eventuelle Pulsfrontverkippung des komprimierten Laserstrahles aufzudecken und sie durch Drehen der Kompressor-

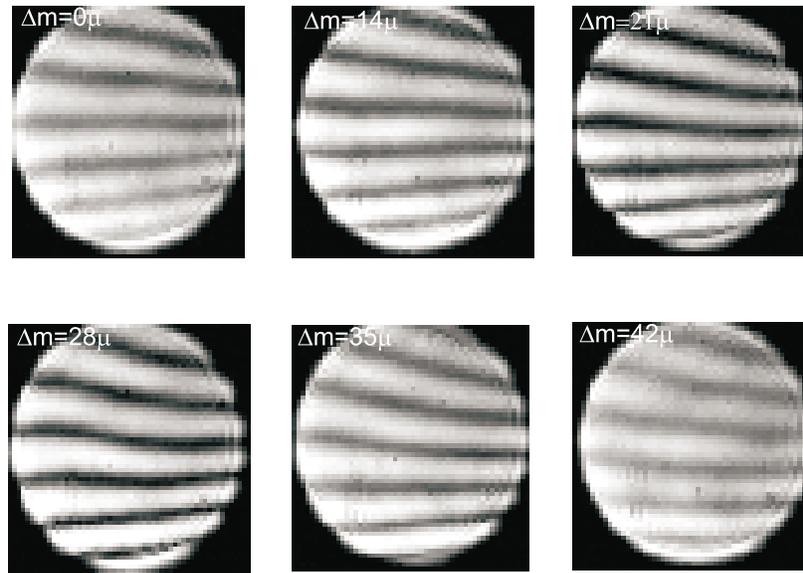


Abbildung 4.3: Interferenzen in horizontaler Detektorstellung. Δm gibt die Längenänderung eines Strahlarms an. Der Strahldurchmesser beträgt 2 cm.

gitter zu beseitigen. Mit Hilfe des Pulsfrontdetektors können kleine Abweichungen von der Parallelität zweier Gitter bis zu einer Größenordnung von $0,1^\circ$ empfindlich registriert werden. Diese Abweichungen entstehen bei der Gitterjustage.

In der horizontalen Stellung des Detektors wurde die Serie der Abb. 4.3 aufgenommen. Die Interferenzen tauchen allmählich auf und verschwinden wieder genauso, ein Durchwandern ist nicht zu erkennen. Die Pulsfront ist in horizontaler Richtung also nicht meßbar verkippt.

Anders sieht es bei hochgeklappter Detektorstellung (siehe Abb. 4.4) aus, denn jetzt bewegt sich das Interferenzgebiet deutlich in Abhängigkeit von der Schrittmotorstellung. Bei einer Blendenöffnung von 2 cm und einer Durchlaufgeschwindigkeit von ca. 0,33 mm pro Mikrometer Gangunterschied ergibt sich nach (4.1) ein vertikaler Pulsfrontverkippfungswinkel von rund

$$\gamma \approx 1,5 \text{ mrad}.$$

Das bedeutet, der Laserstrahl hatte hinter dem Kompressor einen vertikalen angular chirp von

$$C_{a,y} \approx 1,88 \frac{\mu\text{rad}}{\text{nm}}$$

und nach (3.3) einen Pulsfrontversatz über den Strahlquerschnitt von $\Delta\tau_v = 250$ fs beziehungsweise $75 \mu\text{m}$. Letzteres Ergebnis scheint auf den ersten Blick ziemlich groß

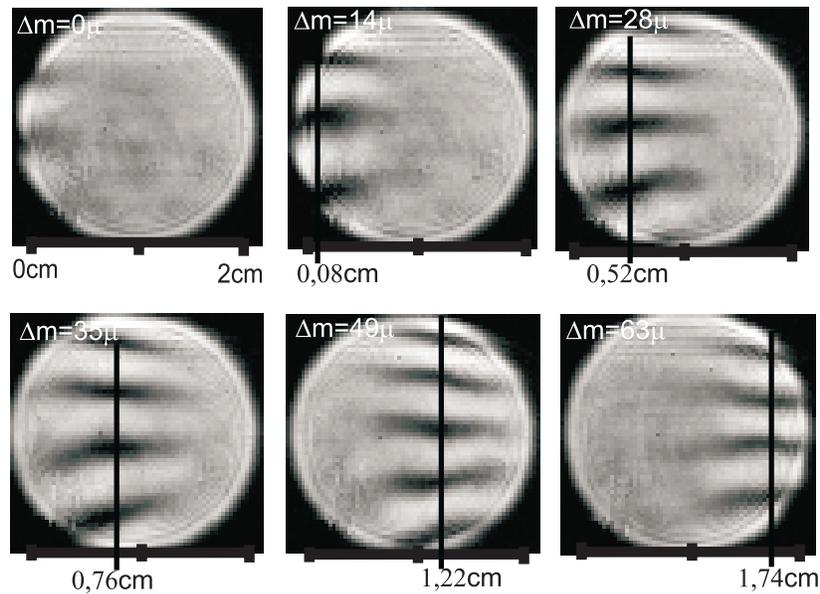


Abbildung 4.4: Interferenzen in vertikaler Detektorstellung. Aus der Position des Kontrastmaximums (schwarze Linie) ergibt sich Δs . Der ausgeleuchtete Strahldurchmesser beträgt 2 cm.

zu sein. Es muß aber bedacht werden, daß die Pulse dünne Lichtscheibchen sind (mit einem Verhältnis Durchmesser zu Dicke von ungefähr 2000:1) und deswegen selbst bei kleinen Verkippungswinkeln der Pulsfrontversatz über den Strahlquerschnitt größer als die Pulsdauer sein kann.

Die Formel (3.8) mit den entsprechenden Werten des Laserstrahls ($\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 12 \text{ nm}$, $d_{\text{FWHM}} = 5 \text{ cm}$) versehen ergibt eine Vergrößerung der Fokuspulsdauer und -fläche jeweils um den Faktor $\xi = 3,4$ sowie ein Absinken der maximalen Fokusintensität um das 11,5-fache.

Die Meßergebnisse sind leider mit einer großen Unsicherheit behaftet. Weil ein wirklich gleichmäßiges Ausleuchten der Kamera schwer möglich ist, kann die Position des Kontrastmaximums nur geschätzt werden, wodurch der Winkelfehler entsprechend wächst. Nimmt man die Ungenauigkeiten an

$$\frac{\Delta(d_{\text{FWHM}})}{d_{\text{FWHM}}} = 10\% \quad , \quad \frac{\Delta(\Delta\lambda_{\text{FWHM}})}{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}} = 5\% \quad , \quad \frac{\Delta(\Delta s)}{\Delta s} = 10\%$$

so bedeutet dies beispielsweise für den Intensitätsverlust einen Fehler von

$$\frac{\Delta\xi^2}{\xi^2} = 50\% .$$

Die in weiteren Messungen ermittelten Pulsfrontverkippungswinkel lagen immer zwischen $\gamma = (1 - 1,5) \text{ mrad}$.

Schräges Strahleinkoppeln in den Kompressor beeinflußt den Verkippungswinkel nicht merklich; das macht wegen Gleichung (3.6) nur wenige Prozent aus. Allerdings wird dadurch der Komprimierungsgrad herabgesetzt. Im Anschluß an die Messungen ist die Pulsfrontverkippung durch leichtes Drehen am letzten Kompressorgitter beseitigt worden.

4.1.4 Pulsfrontverkippung hinter einem Prisma

Die aufgrund von Dispersion verursachte Pulsfrontverkippung ist besonders deutlich sichtbar, wenn der Laserpuls durch ein Prisma geschickt wird. Mit der Durchlaufgeschwindigkeit $\frac{\Delta s}{\Delta m} \approx 0,023 \frac{\text{mm}}{\mu\text{m}}$ (siehe Abb. 4.5) kommt man auf folgende Werte:

$$\gamma \approx 22 \text{ mrad} \quad , \quad C_{a,x} = 27,4 \mu\text{rad}/\text{nm} \quad , \quad \xi^2 \approx 2200 \text{ .}$$

Jedoch ist auch hier das Ergebnis stark fehlerbehaftet, vor allem deshalb, weil der Stellungswinkel des Prismas nicht so exakt gemessen werden konnte ($\Delta\alpha = \pm 2^\circ$). Für BK7 ist $dn/d\lambda = -2 \cdot 10^{-5} \text{ nm}^{-1}$. Der theoretische Wert nach (Gl. 3.2) liegt bei $\gamma = 23,2 \text{ mrad}$.

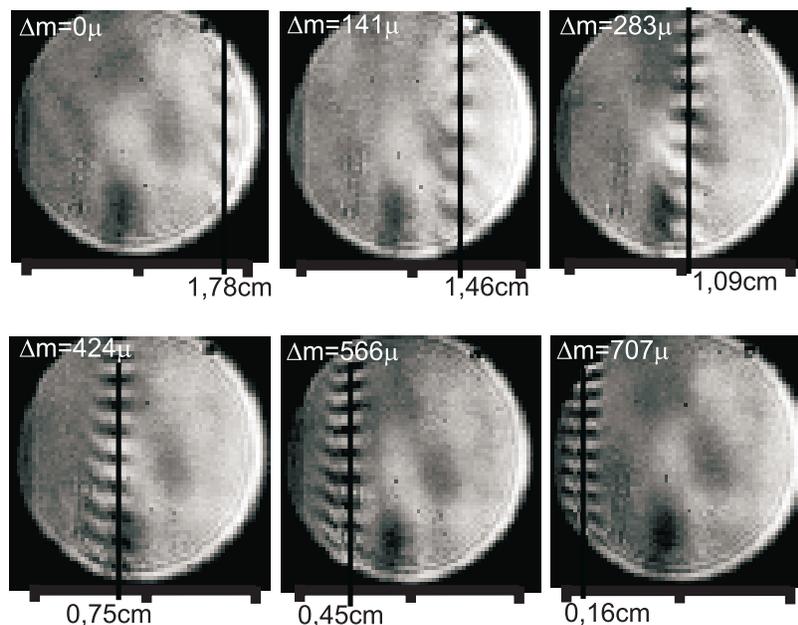


Abbildung 4.5: Interferenzen in horizontaler Detektorstellung. Der ausgeleuchtete Strahldurchmesser beträgt 2 cm, das 45°-Prisma steht unter ca. $\alpha = 15^\circ$ im Strahl.

4.2 Der Wellenfrontsensor

4.2.1 Funktionsweise

Für die Strahlanalyse steht das System CLAS-2D (*Complete Light Analysis System*) zur Verfügung, bestehend aus einer SHACK-HARTMANN-Platte, einer CCD-Kamera und einem Datenverarbeitungsprogramm. Die SHACK-HARTMANN-Platte ist eine Matrix aus 88×66 Mikrolinsen gleicher Brennweite (Abb. 4.6). Jede Linse ist im Durchmesser nur $72 \mu\text{m}$ groß. Hinter der Matrix befindet sich in der Fokusebene die CCD-Kamera.

Die Mikrolinsen zerlegen eine eintreffende Wellenfront in N_L Subaperturen, die dann jeweils einen Fokus auf dem CCD-Schirm bilden. Jeder einzelnen Linse sind mehrere CCD-Pixel zugeordnet, mit denen die Lage des Fokus sehr exakt bestimmt werden kann. Dadurch lassen sich die einzelnen Propagationsrichtungen der Subaperturen errechnen, aus deren Gesamtheit schließlich die Wellenfront und viele Strahlparameter ableitbar sind.

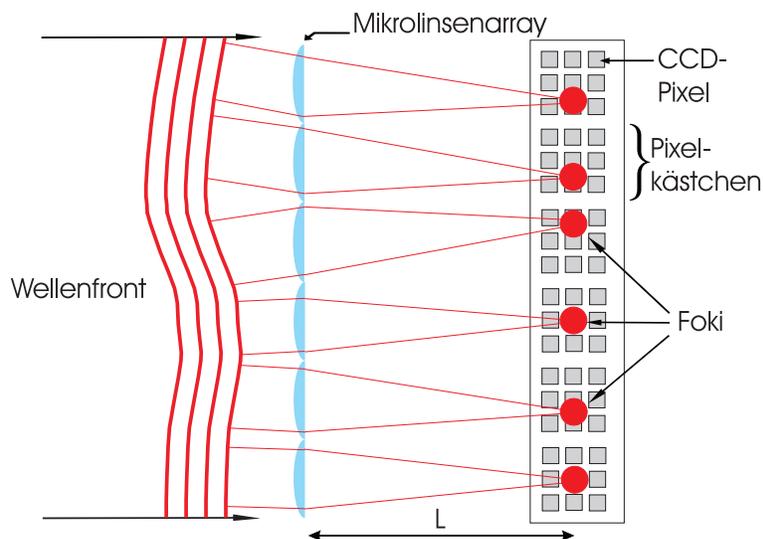


Abbildung 4.6: Schema des SHACK-HARTMANN-Sensors. Die Abmessungen der CCD-Pixel betragen ca. $10 \mu\text{m}$.

Um eine Wellenfront zu rekonstruieren, führt das Programm folgende Schritte aus [30]:

1. Die genaue Lage $\rho_{x,l}$ des Fokus in einem Pixelkästchen W_l wird mit dem *center-of-mass* Algorithmus festgestellt. Das heißt, aus der Energieverteilung der einzelnen CCD-Pixel errechnet sich der Energieschwerpunkt, also die Position

des Fokus. Ist $I_{i,j}$ die Energie eines Pixels (i,j) , so lautet die Gleichung für die x -Koordinate:

$$\rho_{x,l} = \frac{\sum_{(i,j) \in W_l} I_{ij} x_i}{\sum_{(i,j) \in W_l} I_{ij}}.$$

Die vielen Foki aller W_l werden auf dem Computerbildschirm als Punktmenge angezeigt (*centroids*).

2. Aus der Lage der Foki werden sogenannte Neigungsvektoren bestimmt. Ihre Länge und Richtung hängen ab vom Abstand eines Fokuspunktes zu dem Punkt, wo sich der Fokus einer ebenen (Referenz-) Welle befände. Diese Vektoren kann man als Richtungswinkel auffassen, die von den jeweiligen Propagationsrichtungen und der "Normalrichtung" einer ebenen Welle gebildet werden. Die Formel für eine Koordinate lautet:

$$\theta_{x,l} = \frac{\rho_{x,l} - \rho_{x,l}|_{Ref}}{L} = \frac{\partial \phi}{\partial x_l}. \quad (4.2)$$

L ist die Brennweite der Mikrolinsen, $\theta_{x,l}$ und $\theta_{y,l}$ sind die gemessenen Strahlneigungen für das Licht, welches durch eine Mikrolinse l läuft.

3. Letztendlich wird die vollständige Wellenfront rekonstruiert. Dazu ist die DGL

$$\vec{\nabla} \phi = \frac{\partial \phi}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial \phi}{\partial y} \vec{e}_y$$

zu lösen. $\vec{\nabla} \phi$ ist der Gradient der Wellenfront, $\vec{e}_{x,y}$ sind Einheitsvektoren in der CCD-Ebene. Die Phase ϕ_l eines Wellenfrontsegmentes ergibt sich durch Polynomialentwicklung [31]. $\frac{\partial \phi}{\partial x}$ wird mit den erhaltenen ϕ_l unter Benutzung der Methode der kleinsten Quadrate angenähert. Der Satz aller ϕ_l erscheint auf dem Computerbildschirm als sogenannte *slopes*.

Die Kenntnis der Phasenfront und des Intensitätsprofils erlaubt die Ableitung vieler wichtiger Strahleigenschaften, wie zum Beispiel Strahlgröße, Divergenz, Tailenradius und -position, Wellenfrontfehler, Strehlratio und M^2 . Weiterhin ist es möglich, den Strahl für beliebige Entfernungen zu berechnen. Mit dem Wellenfrontsensor kann Licht in einem Bereich von 400 nm bis 900 nm analysiert werden.

Bevor eine Wellenfront aufgenommen werden soll, ist es für Verwendung der Gleichung 4.2 nötig, eine Referenzwellenfront einzulesen. Im allgemeinen ist dies eine ebene Welle, die vom Hersteller in einer Datei mitgeliefert worden ist. Durch zusätzliche optische Elemente oder Instabilitäten erzeugte Wellenfrontänderungen zwischen zwei Aufnahmen können gut gesehen werden, indem eine eigene Aufnahme als Referenzwelle dient.

4.2.2 Aufnahmen mit dem Wellenfrontsensor

Die Abbildung 4.7 zeigt einen gemessenen TEM_{00} -Mode eines HeNe-Lasers. Die Intensität ist gaußförmig über den Strahlquerschnitt verteilt. An der schüsselartig gekrümmten Phasenfläche ist zu erkennen, daß der Strahl divergiert. Die Strahlqualität kommt mit einer Strehlratio von fast Eins einem idealen Strahl sehr nah (siehe Tab. 4.1). Wenn derselbe Laserstrahl mit einem Teleskop aufgeweitet wird,

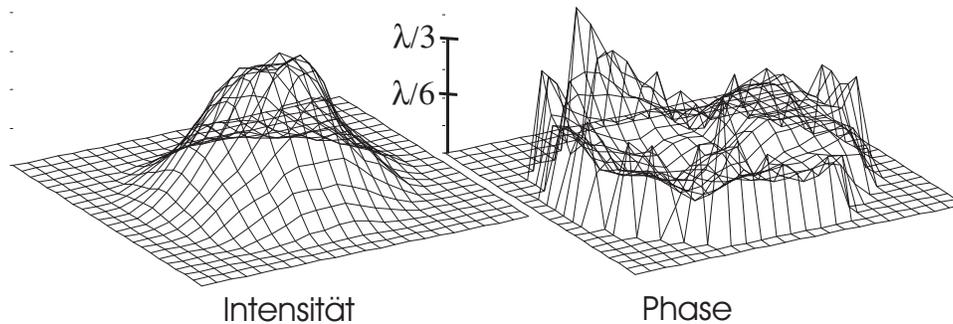


Abbildung 4.7: Intensitäts- und Phasenprofil eines guten Helium-Neon-Lasers

verschlechtert sich die Strahlqualität etwas, und zwar auf $S_R = 0,85$. Hierfür gibt es zwei mögliche Erklärungen. Einerseits bringt natürlich jede Optik zusätzliche Phasenfrontfehler ein. Und zum anderen erhöht sich durch das Aufweiten die Auflösung des Wellenfrontsensors, so daß nun auch feinere Phasenrauhigkeiten erkennbar sind. Nach wie vor weist das Strahlprofil des HeNe-Lasers aber keine scharfen Modulationen auf (siehe Abb. 4.8).

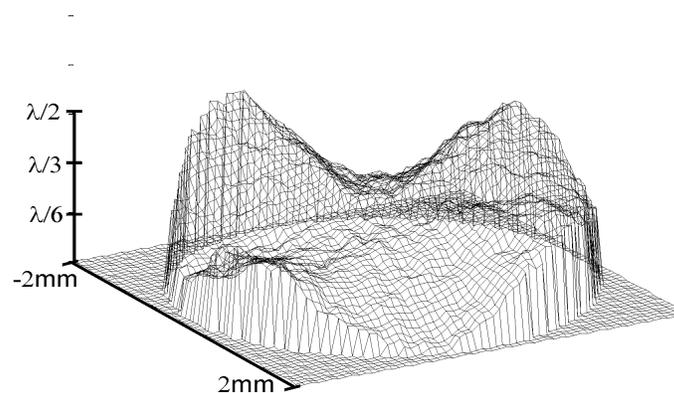


Abbildung 4.8: Zentraler Ausschnitt des Phasenprofils eines Helium-Neon-Lasers, der mit einem Teleskop auf einen $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 1 cm aufgeweitet worden ist.

Das Strahlprofil des Laserpulses wie er aus dem Oszillator kommt ist in Abb. 4.9 zu sehen. Sowohl das Intensitäts- als auch das Phasenprofil sind glatt. Zwar erscheint die Wellenfront rauh, doch betragen die Modulationstiefen nur Bruchteile der Wellenlänge.

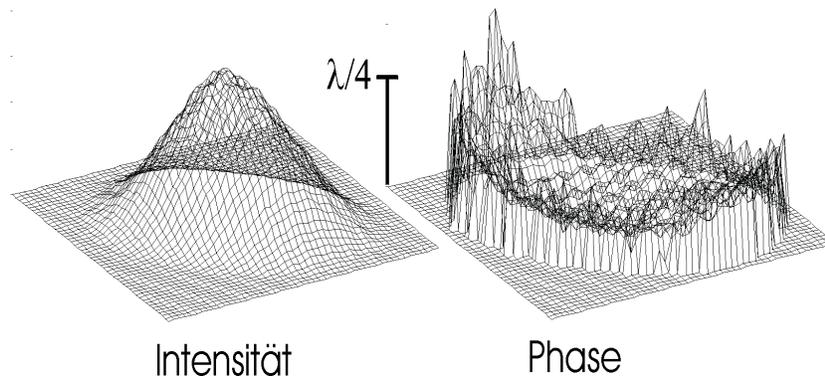


Abbildung 4.9: Intensitäts- und Phasenprofil des Tsunamis hinter dem Strecker

Tabelle 4.1: Ausgewählte Strahlwerte eines HeNe-Lasers und des gestreckten Tsunamis

Strahlparameter	HeNe- Laser		Tsunami	
	x	y	x	y
$1/e^2$ Radius (mm)	$0,3 \pm 0,03$	$0,3 \pm 0,03$	$0,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
Divergenz (mrad)	$0,13 \pm 0,03$	$0,06 \pm 0,02$	$0,27 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,03$
M^2	$1,43 \pm 0,05$	$1,5 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,1$	$4,1 \pm 0,5$
Wellenfrontfehler (RMS in λ)	$0,03 \pm 0,003$		$0,062 \pm 0,008$	
Strehlratio S_R	$0,96 \pm 0,02$		$0,86 \pm 0,05$	

Auf seinem weiteren Weg durch das Lasersystem sammelt der Strahl Störungen auf. Das Intensitätsprofil reagiert empfindlich auf das Pumpprofil der POWERLITES. Eine leichte Drehung am Verdopplerkristall in einem Pumpplaser ändert sowohl die Energie als auch den Mode des Pumpstrahls. Das beeinflusst wiederum die Verteilung der Besetzungsinversion im Ti:Sa-Verstärkerkristall und somit das Strahlprofil des verstärkten Pulses selbst. Durch günstiges Einstellen der Verdopplerkristalle kann ein allzu unregelmäßiges TW-Strahlprofil vermieden werden, allerdings ist auf diese Weise keine bessere Intensitätsverteilung als auf dem rechten Bild der Abb. 4.10 zu

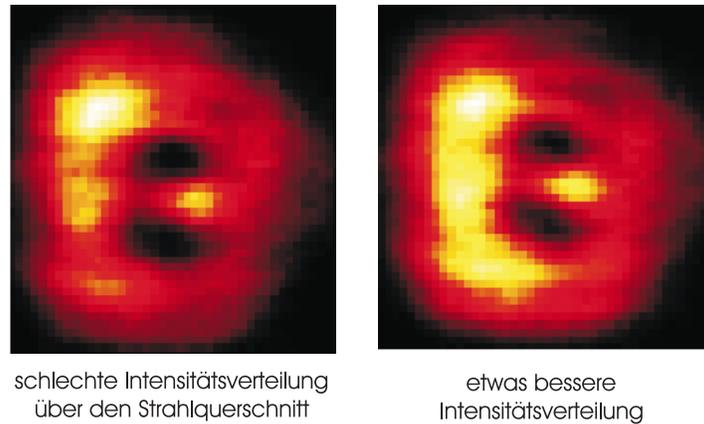


Abbildung 4.10: Das Intensitätsprofil des TW-Laserpulses wird vor allem von den Strahlprofilen der beiden Pump Laser im 4-Pass bestimmt. Vor dem 4-Pass ist das Strahlprofil gaußförmig, dahinter hat es die abgebildete Form. Die abgebildeten Strahlen sind mit unterschiedlichen Pumpprofilen erzeugt worden.

erreichen. Eine Verbesserung des TW-Strahlprofil läßt sich auch nicht mit Positionsveränderung der Pumpstrahlen im Verstärkerkristall erzielen.

Den Ergebnissen des Wellenfrontensensors ist aber nicht ohne Vorsicht zu trauen. Der Sensor bezieht nur Pixel mit einer gewissen Mindestenergie in den Rekonstruktionsalgorithmus ein (sogenannte *areas of interest*). Der Schwellwert dieser Mindestenergie kann eingestellt werden. Liegt er zu hoch, so erfaßt der Sensor nur die intensiven Strahlgebiete und die errechneten Werte gelten nicht für den vollen Strahl. Bei zu niedriger Schwelle können Rauscheffekte die Meßergebnisse verfälschen. Die mit dem Wellenfrontensensor erhaltenen Werte schwankten je nach Filterstärke und Schwellwerteinstellung innerhalb der in Tabelle 4.1 angegebenen Fehlergrenzen.

Besonders empfindlich auf solches Rauschen reagiert der M^2 -Parameter [32], der über die *second moments* berechnet wird. Kleine unregelmäßige Energie- und Raumfrequenzverteilungen haben große Wirkung auf das Ergebnis. Deshalb muß vom Wellenfrontensensor immer ein schlechteres M^2 erwartet werden, als es der Strahl in Wirklichkeit hat. Die Abweichung für M^2 vom tatsächlichen Wert ist also dann am geringsten, wenn der Schwellwert so eingestellt ist, daß M^2 am kleinsten ist.

Um einen Vergleich zu haben, wurde das M^2 eines Helium-Neon-Lasers mit der Schneidmethode manuell bestimmt (Formeln und Meßmethode im Anhang). Das Ergebnis für eine Koordinate war $M_x^2 = 1,52 \pm 0,03$. Um Ablesefehler zu reduzieren ist bei der Vermessung mit der Hand ein Aufweitteleskop vor den Laser geschraubt worden, was aber keinen Einfluß auf M^2 hat.

Kapitel 5

Das Raumfrequenzfilter

5.1 Aufbau und Wirkungsweise

Das Raumfrequenzfilter (RFF) stellt sozusagen das physikalische Herzstück dieser Diplomarbeit dar. Es dient der Strahlreinigung, das heißt Unebenheiten im Phasen- und Intensitätsprofil werden beseitigt. Daß der TW-Laserpuls einer Strahlreinigung bedarf, beweist Abb. 4.10.

Wie bereits am Ende von Kapitel 3 erwähnt worden ist, bedeuten scharfen Kanten oder Modulationen des räumlichen Strahlprofils immer hohe Raumfrequenzen. Bei Fokussierung erscheinen die Raumfrequenzen, je nach ihrer Größe, an verschiedenen Orten in der Brennebene. Wird hinter der Brennebene wieder kollimiert, so hat sich am Strahlprofil nichts geändert. Das gezielte Unterdrücken bestimmter Raumfrequenzen mit in der Brennebene befindlichen Transmissionsmasken bietet die Möglichkeit, das Strahlprofil in seiner Form zu verändern. Sollen speziell nur niedrige Raumfrequenzen weiterhin zum Strahl beitragen, so reicht eine einfache Blende auf der optischen Achse aus, die alle Raumfrequenzen oberhalb eines durch ihren Radius festgelegten Wertes herausfiltert. Der Aufbau eines solchen Tiefpassfilters soll im folgenden anhand der Abbildung 5.1 erklärt werden.

Wie auf Abb. 2.1 im Kapitel 2 zu sehen ist, steht das Raumfrequenzfilter im Strahlengang zwischen dem 4-Pass und der letzten Verstärkerstufe, dem 2-Pass. Der Laserstrahl trifft unter kleinem Winkel auf einen dielektrisch beschichteten Hohlspiegel ($f=1\text{m}$) und tritt kurz danach in den Vakuumtopf ein (siehe Abb. 5.1). Ein- und Austrittsfenster sind unter dem Brewsterwinkel angebrachte 4 mm starke, unbeschichtete Quarzscheiben. Das Vakuum ist nötig, da es bei den hohen Fokusintensitäten sonst zu optischem Luftdurchschlag kommen würde. Die filternde Blende ist in der Brennebene des Hohlspiegels montiert. Sie kann von außen über die Dreh-

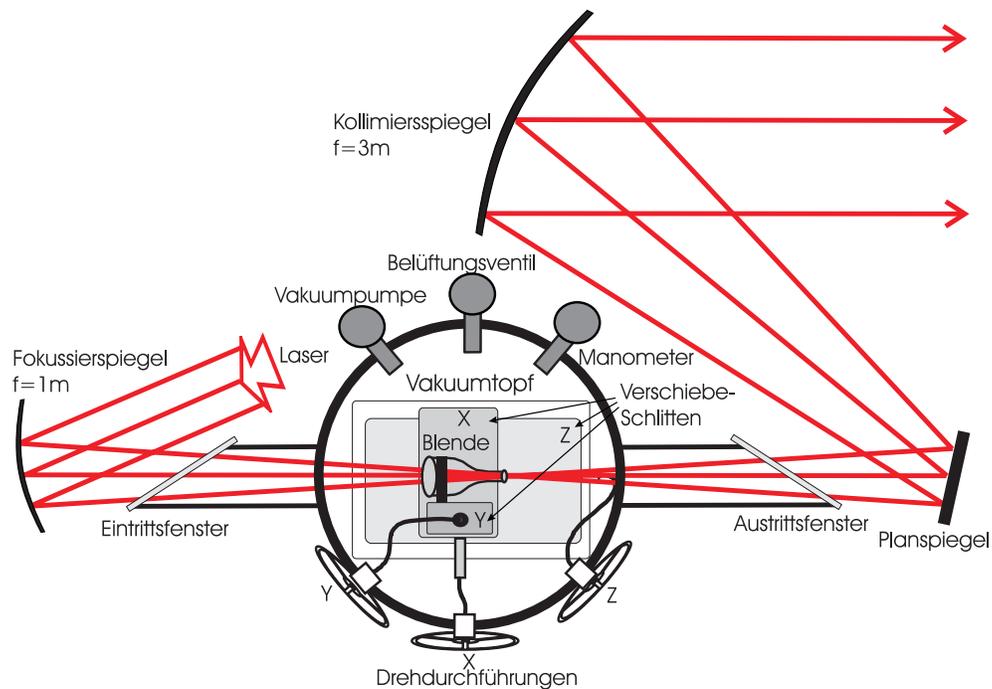


Abbildung 5.1: Grundriss des Raumfrequenzfilters, nicht maßstabsgerecht. Der Vakuumpumpe hat einen Durchmesser von 22 cm.

durchführungen mit den Verschiebeschlitten in alle drei Raumrichtungen bewegt werden. Ein zweiter Hohlspiegel ($f=3\text{ m}$) kollimiert den Strahl. Das Raumfrequenzfilter dient also zugleich als 1:3 Teleskop, mit dem die optimale Strahlgröße für den 2-Pass eingestellt wird.

Ein Problem nach dem Zusammenbau des Raumfrequenzfilters war die Platzierung auf dem Lasertisch, wo es ohnehin schon eng gewesen ist. Deshalb verlaufen die Strahlen durch das Raumfrequenzfilter ca. 30 cm über dem Strahlengang des Lasers, wie das auf dem Foto 5.8 ersichtlich ist.

Nach den ersten Laserschüssen traten immer wieder Schäden auf dem Fokussierspiegel auf. Wahrscheinlich lag dies daran, daß sich über längere Strahlstrecken bereits Beugungsmaxima ausbilden, herrührend von den beschriebenen Phasen- und Intensitätsmodulationen. Und tatsächlich traten auf dem Fokussierspiegel keine Schäden mehr auf, nachdem am Zylinderspiegel so kräftig gedreht wurde, daß der hinter dem 4-Pass ovale Strahl vor dem Raumfrequenzfilter fast rund war. Wegen dieser zusätzlichen Divergenz entstehen offenbar keine zerstörerischen Interferenzen mehr. Die ovale Strahlform läßt sich mit der 4-Pass-Geometrie (Abbildung 5.2) begründen.

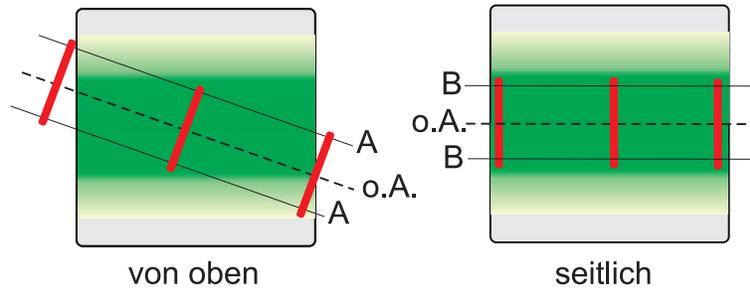


Abbildung 5.2: Die Besetzungsinversion nimmt zumindest am Rande nach außen hin ab. Weil der Laserpuls horizontal schräg durch den Kristall läuft, werden die Strahlbereiche A weniger verstärkt als die Bereiche um B. Das Ergebnis nach vier Durchläufen ist ein senkrechtes Oval.

Interessanterweise bleibt der Strahl selbst 20 m hinter dem Raumfrequenzfilter rund, geht also nicht in ein horizontales Oval über. Dafür gibt es eine einfache Erklärung. Auf dem Fokussierspiegel fällt der Puls unter einem fast horizontalen Winkel von 8° ein. Wegen des daraus resultierenden Astigmatismus hätten, im Falle eines parallelen einfallenden Strahls, die vertikalen (sagitalen) Strahlanteile eine kürzere Brennweite als die horizontalen (tangentialen). Da aber der Zylinderspiegel (in Abb. 2.1 hinter dem 4-Pass) dem Strahl schon vor dem Raumfrequenzfilter horizontale Divergenz aufprägt, wird der Astigmatismus offenbar ausgeglichen, das heißt alle Strahlen treffen sich in *einem* Fokus. Befindet sich der Fokus in der Brennweite des Kollimierspiegels, verlassen alle Strahlen das Raumfrequenzfilter parallel. Die anhand der Strahlverbreiterung abgeschätzte Divergenz hinter dem Zylinderspiegel ist knapp dreimal so groß, wie die Divergenz, die für die Behebung des Astigmatismus nötig wäre. Der Einfallswinkel auf den Kollimierspiegel ist kleiner als 4° , so daß dessen Astigmatismus vernachlässigt werden kann.

Die Lage des Fokus im Raumfrequenzfilter hängt sehr von der Pumpenergie für den 4-Pass ab. Der Unterschied der Fokuspositionen auf der optischen Achse mit und ohne 4-Pass-Verstärkung beträgt ca. 7 cm. Die Ursache für die Verschiebung liegt in der temperaturabhängigen Brechzahländerung des Verstärkerkristalls. Die durch das Pumpen mit den POWERLITES im Kristall entstehende Wärme führt zu einer radial nach außen hin abnehmenden Temperatur. Daraus resultiert ein Brechzahlgradient, der wie eine Linse wirkt (*thermal lensing*). Dieser Effekt rührt nicht vom Strahl selbst, sondern von den Pumplasern her. Denn im Raumfrequenzfilter ist die Fokusposition unabhängig von der Intensität des Seedpulses, verschiebt sich aber, wenn statt mit beiden nur mit einem POWERLITE oder gar nicht gepumpt

wird. Die zusätzliche Konvergenz tritt vor allem in waagerechter Richtung auf. Um den so entstehenden Astigmatismus zu verhindern, ist hinter den 4-Pass ein Zylinderspiegel gestellt worden (siehe dazu Kapitel 2). Die Achse des Spiegels verläuft senkrecht, wodurch dem Strahl nur waagerechte Divergenz hinzugefügt wird.

Das Intensitätsprofil der Laserpulse ist sehr unregelmäßig, wie man in der Abb. 4.10 sehen konnte, so daß es schwer ist, einen exakten Durchmesser festzulegen. Der vom Wellenfrontsensor angegebene Wert bezieht sich auf den Gaußanteil des Strahlprofils, worauf sich auch die folgenden Strahldurchmesser beziehen:

Pulsdauer	$\tau = 130 \text{ ps}$
Gesamtenergie	$E = 0,35 \text{ J}$
durchschnittliche Leistung	$P = 2,7 \text{ GW}$
1/e ² - Durchmesser vor RFF	$d_{1x} = 3,4 \text{ mm} , d_{1y} = 3,8 \text{ mm}$
maximale Strahlintensität	$I_0 = 5,3 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$
Fokusbereich (theoretisch)	$d_{0x} = 300 \mu\text{m} , d_{0y} = 270 \mu\text{m}$
maximale Fokusintensität (theor.)	$I_{\text{max}} = 8,5 \cdot 10^{12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$
Durchmesser hinter RFF	$d_{2x} = 10,2 \text{ mm} , d_{2y} = 11,4 \text{ mm}$

Der zur Strahlanalyse nötige Wellenfrontsensor befindet sich, wie in der Abb. 2.1 zu sehen ist, hinter einem dielektrischen Spiegel, einem Abschwächer, einem Teleskop und einem Graufilter. Das Teleskop verkleinert den Strahl um einen Faktor 5,5, so daß er ganz in die Sensorkamera (Maße: 6,5 mm × 4,5 mm) paßt. Der Abschwächer senkt die Intensität auf ca. 10^{-6} und das Graufilter entfernt störendes Raumlicht. Während der Experimente wurde hinter dem Raumfrequenzfilter ein 6 m-Kollimierspiegel verwendet. Aus experimentiertechnischen Gründen erfolgte die Aufnahme der TW-Laserpulse ohne die Komponenten 2-Pass und 1:5 Teleskop. Denn der Strahl erwies sich hinter dem 6 m-Spiegel für den 2-Pass als etwas zu groß. Deshalb wird in Zukunft ein 4-m Kollimierspiegel zum Einsatz kommen. Mit einem (sichtbaren) HeNe-Laser wurde soweit vorjustiert, daß die Linsen senkrecht und mittig auf der optischen Achse stehen. Das ist wichtig, um Abbildungsfehler wie beispielsweise Verzerrungen zu vermeiden.

5.2 Konische Blenden

Anstatt herkömmlicher zylinderförmiger Blenden kommen in diesem Raumfrequenzfilter konische Quarzröhrchen zum Einsatz. Unerwünschte Strahlanteile werden an

der Blendeninnenseite reflektiert oder gebrochen und tragen nicht weiter zum Laserpuls bei. Dadurch kommt es kaum zu Absorption; zudem ist die Wechselwirkungsfläche viel größer als bei konventionellen Blenden und das entstehende Plasma ist vergleichsweise kalt und langsam. Das mit normalen Blenden durch Absorption an der Frontseite erzeugte Plasma breitet sich schnell in Richtung Strahlachse aus und führt bei ns-Pulsen zu Strahlverschluß. Die Intensitätsschwelle für Plasmaerzeugung liegt im Bereich von $I_{\text{pl}} = 10^9 - 10^{11} \text{ W/cm}^2$, die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt ungefähr $v_{\text{plasma}} = 10^5 \text{ m/s}$ [33]. Strahlverschluß bedeutet, daß der hintere Teil des Laserpulses vom Plasma absorbiert wird, was vor allem bei langen Pulsen zu drastischem Energieverlust führt. Zwar sind die Laserpulse kurz genug (ca. 0,2 ns), als daß die Propagation direkt durch Strahlverschluß gestört würde, doch das abgetragene Material würde das Vakuum verunreinigen. Dies gilt es zu vermeiden, denn Verunreinigungen begünstigen den optischen Luftdurchschlag und können das Strahlprofil modulieren. Zudem werden durch wiederholte Absorption die Blenden zerstört.

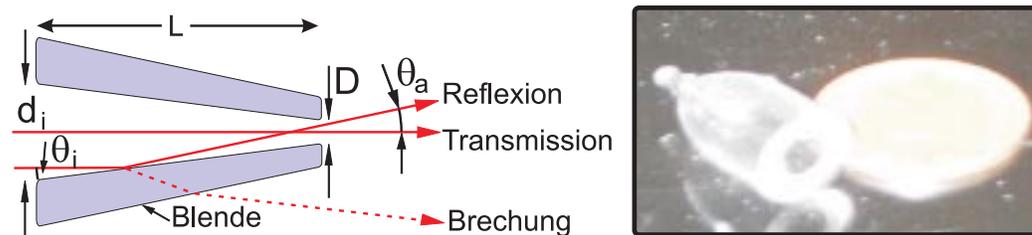


Abbildung 5.3: Links ist die Form der konischen Blenden sowie der Strahlenverlauf skizziert. Zum Größenvergleich befindet sich auf dem rechten Photo neben der Blende ein Zweifennigstück.

Die drei Parameter Eintrittsöffnung d_i , Austrittsöffnung D sowie Länge L bestimmen die Form der Blende (Abb. 5.3) und müssen auf den erwünschten Strahlreinigungseffekt abgestimmt sein. Durch die Brennweite f_1 des Fokussierspiegels und den Ausgangsdurchmesser D der Blende wird festgelegt, welche Strahlen das Raumfrequenzfilter ungestört passieren und welche nicht. Der maximale Divergenzwinkel, den ein Strahl haben darf, um ungestört die Blende zu passieren, ist

$$\theta_{\text{max}} = \frac{k_r \text{ max}}{k_0} = \frac{D}{2f_1}. \quad (5.1)$$

Raumfrequenz k_r und Divergenzwinkel eines Strahls vor dem Fokussierspiegels hängen wegen (Gl. 3.3) linear miteinander zusammen. k_0 ist die Zentralwellenzahl des La-

serlichtes. Strahlen mit einer größeren Divergenz werden an der Blendeninnenseite reflektiert unter dem Winkel

$$\theta_a = 2\theta_i \approx \frac{d_i - D}{L} .$$

Der Ausdruck gilt, wenn sich die Blende axialsymmetrisch auf der optischen Achse befindet und alle Strahlen im Fokus parallel laufen. Bei Astigmatismus ist das nicht der Fall. Die reflektierten Strahlen - das heißt die hohen Raumfrequenzen - treffen anschließend nicht auf den Kollimierspiegel, und das gebrochene Licht verteilt sich hinter der Blende diffus, da das Blendenmaterial nicht gleichmäßig dick ist. Somit fehlen dem wieder kollimierten Laserpuls die hohen Raumfrequenzen, die er vor dem Raumfrequenzfilter noch besessen hat.

Das Verhältnis d_i/D sollte kleiner als 3 sein. Dadurch werden Mehrfachreflexionen vermieden, die zu Energiekonzentration an der Austrittsöffnung führen und das Glas zerbersten lassen können. Herstellungsbedingt erfüllen nicht alle unserer eingesetzten Blenden diese letzte Bedingung. Weil aber Mehrfachreflexionen nur die energiearmen höheren Raumfrequenzen betreffen, muß erst bei kleinen Blenden mit Komplikationen gerechnet werden. Die Abmessungen der Bauteile sind

$$\begin{aligned} f_1 &= 1 \text{ m} & L &= (4 \dots 8) \text{ mm} \\ d_i &= 3 \text{ mm} & D &= (50 \dots 1400) \mu\text{m} \quad . \end{aligned}$$

Die Bandbreite des hier vorgestellten Tiefpasses liegt für die kleinste Blende bei $k_r = \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ und für die größte Blende bei $k_r = \pm 55 \text{ cm}^{-1}$. Strahlen mit höherer Raumfrequenz als k_r werden herausgefiltert.

5.3 Optischer Luftdurchschlag

Die sehr hohe Fokusintensität ($\sim 10^{12} \dots 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) im Raumfrequenzfilter erfordert eine Evakuierung der Kammer, da es andernfalls zu optischem Luftdurchschlag (*optical breakdown*) kommt. Luftdurchschlag erfolgt in zwei Schritten. Zuerst müssen Elektronen erzeugt werden. Sind keine freien Elektronen vorhanden, so entstehen erste freie Elektronen allein durch Multiphotonenionisation [34]. Ihre Erzeugungsrate ist proportional zur Laserintensität, während die Verlustrate (Rekombination und Diffusion aus dem Fokalebereich hinaus) weitestgehend unabhängig hiervon ist. Anschließend absorbieren diese wenigen Elektronen aufgrund des Effektes der inversen Bremsstrahlung Energie aus dem Laserfeld und werden dadurch stark beschleunigt. Sie können nun in einem lawinenartigem Prozess weitere Moleküle ionisieren. Die Vervielfachung muß so schnell ablaufen, daß während des Pulses genügend Plasma

erzeugt wird. Sind Elektronen in genügend großer Anzahl vorhanden, absorbieren sie schließlich so viel Energie, daß sich das Plasma schlagartig aufheizt. Infolge dessen bildet sich eine Schockwelle aus und es leuchtet gleichzeitig ein Funke auf (Rekombination der geladenen Teilchen).

Elektronen können nur in der Nähe von Streuzentren (in Luft sind das vor allem Moleküle) Photonen absorbieren. Unter Annahme des klassischen Freie-Elektronen Modells ist der Energieaufnahme am höchsten, wenn die Verweilzeit τ des Elektrons am Molekül (*momentum transfer collision time*) gleich einer Schwingungsperiode ω des Laserfeldes ist [34]:

$$\omega\tau = 1. \quad (5.2)$$

In die Verweilzeit geht der Gasdruck p invers ein ($\tau \propto 1/p$). Bei niedrigem Druck ($\omega\tau \gg 1$) halten sich die Elektronen zwar lange an den Molekülen auf, wegen der geringen Dichte kommt es aber zu relativ wenigen Interaktionen, was dem Lawinenprozeß nicht förderlich ist. Herrscht dagegen ein hoher Druck ($\omega\tau < 1$), dann reicht die Verweildauer nicht aus, um genügend Energie zu absorbieren. Die Intensitätsschwelle für den Luftdurchschlag in Abhängigkeit vom Druck hat demnach ein Minimum - das *Paschen-Minimum* - und steigt für hohe Drucke tatsächlich wieder an. Alle Parameter zusammen ergeben die Formel [34]

$$I_{\text{kritisch}} = \frac{m_e c E_{\text{ion}} (1 + (\omega\tau)^2)}{2\pi e^2 \tau} \left(g + \frac{1}{\tau_p} \ln \left(\frac{\rho_{\text{cr}}}{\rho_0} \right) \right). \quad (5.3)$$

ρ_{cr} ($\sim 10^8/\text{cm}^3$) ist die untere kritische Elektronendichte, bei welcher der Lawinenprozeß schnell genug abläuft, um noch während des Laserpulses ein ausreichendes Plasma zu produzieren. ρ_0 ist die durch Multiphotonenionisation erzeugte Elektronendichte, τ_p ist die Pulsdauer, E_{ion} die Ionisierungsenergie der Moleküle und Atome, c ist die Lichtgeschwindigkeit, e ist die Elementarladung, m_e ist die Elektronenmasse und g stellt die Elektronenverluste durch Diffusion und Rekombination dar.

Die Gleichung (5.3) dient als Orientierung für den Luftdurchschlag. Wann es im Experiment wirklich dazu kommt, kann wegen zweier wesentlicher Unsicherheiten nicht sehr genau gesagt werden. Zum einen handelt es sich um einen hochgradig nichtlinearen Prozeß, der empfindlich auf Intensitätsschwankungen des Laserfeldes reagiert. Zum anderen wird durch mikroskopisch kleine absorbierende Partikel (Verunreinigungen) oder leicht ionisierbare Elemente die Effektivität der primären Elektronenerzeugung immens gesteigert.

Im Experiment entstehen die ersten Funken bei $p_{\text{exp}} \approx 150$ mbar. Ihre Helligkeit schwankt sehr stark bei unveränderter Laserintensität, was sicherlich mit der 5 % Puls-zu-Puls-Schwankung des Lasers zusammenhängt. Während der Strahlreinigung ist das Raumfrequenzfilter auf ca. $p = 20$ mbar abgepumpt. Allerdings leuchtet auch dann in den kleineren Blenden immer Plasma auf. Dieses Plasma resultiert aus der Wärmeabsorption an den Blendeninnenseiten, wird also ganz anders als das Plasma des Luftdurchschlags erzeugt. Offenbar verfliegen die von einem Puls abgetragenen Partikel bis zum nächsten Puls (nach 0,1s) schnell genug, denn Luftdurchschlag ist nicht zu verzeichnen.

5.4 Strahlreinigungseffekt

Die nun folgenden Serien verdeutlichen den Strahlreinigungseffekt. Auf der Abbildung 5.4 ist gezeigt, wie sich das Intensitätsprofil mit abnehmendem Blendendurchmesser D verbessert. Begleitend dazu das Strahlprofil in Draufsicht (Abb. 5.5).

Wie zu erwarten war, formt das Raumfrequenzfilter sogar ein unregelmäßige Intensitätsgebirge zu einem gaußähnlichen Puls, axialsymmetrisch und ohne unregelmäßige Intensitätsspitzen. Die eingesetzten konischen Blenden halten der Intensitätsbelas-

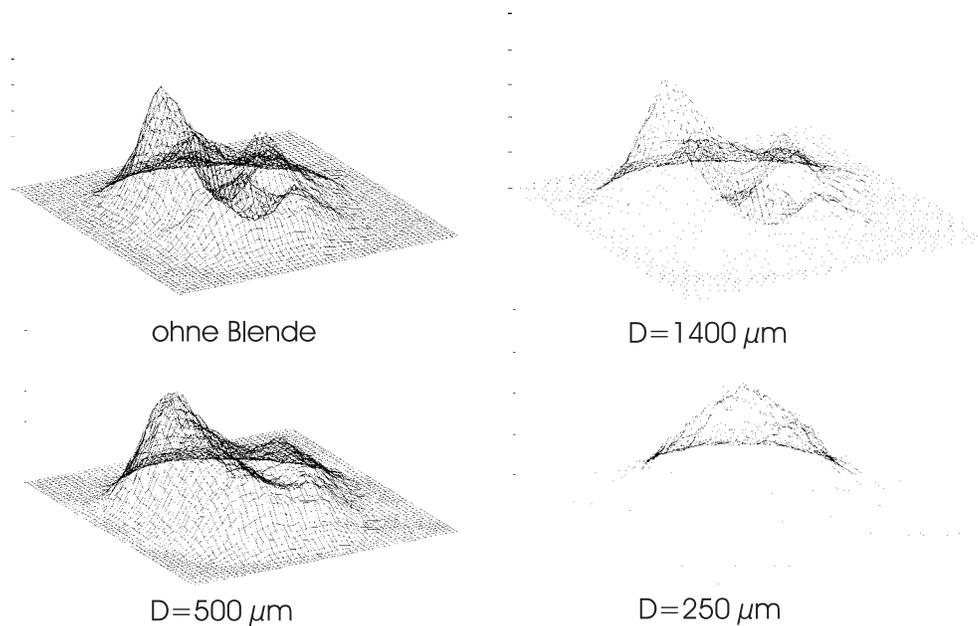


Abbildung 5.4: Abhängigkeit des Intensitätsprofils vom Durchmesser D der Blende im Raumfrequenzfilter.

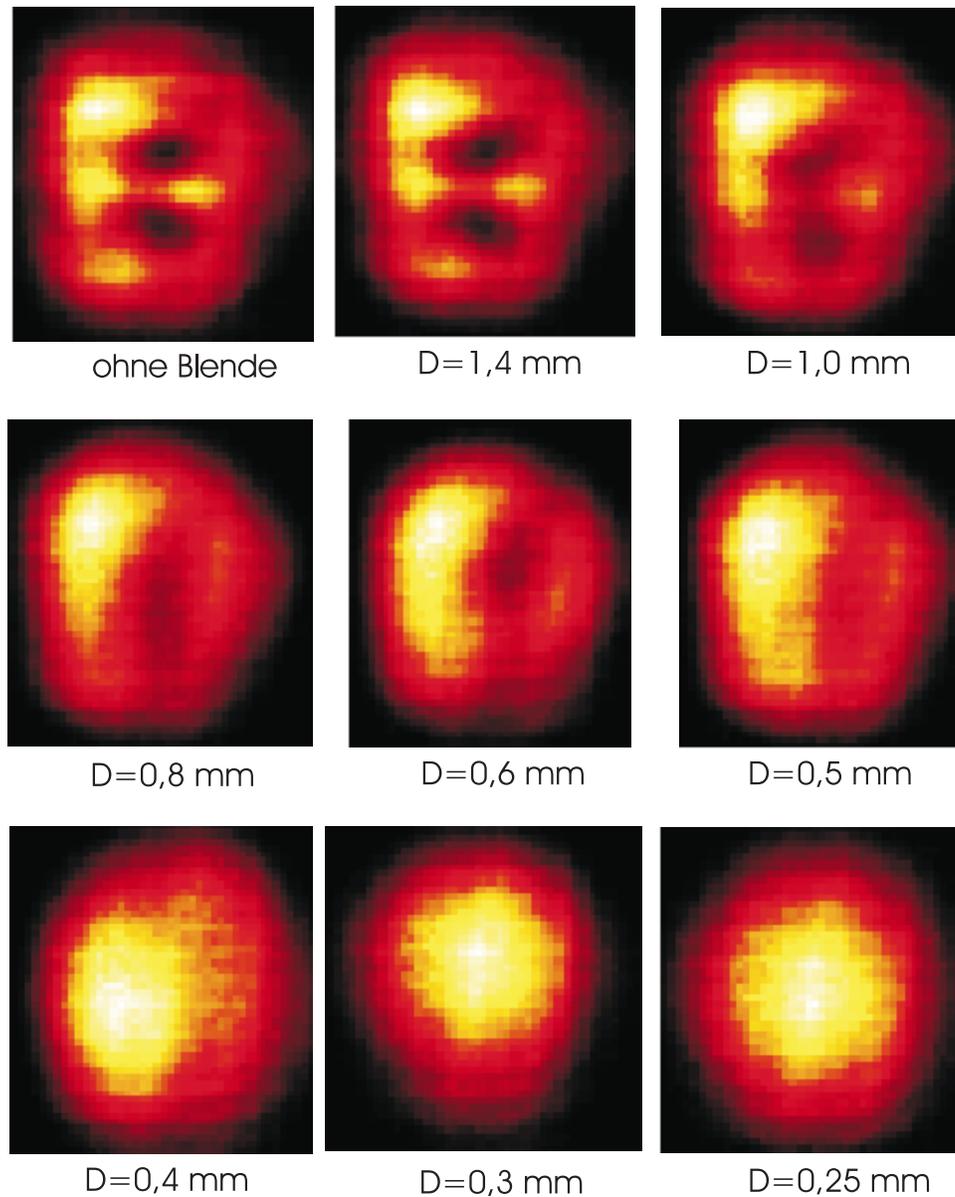


Abbildung 5.5: Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt in Abhängigkeit Blenden-durchmesser D des Raumfrequenzfilters. Die Intensität des Strahles hinter dem Raumfrequenzfilter verteilt sich auf einen Fleck von knapp 2 cm Durchmesser.

stung weitestgehend stand. Lediglich Blenden mit einem Durchmesser unter $400 \mu\text{m}$ werden nach einigen Tausend Laserpulsen um ca. ($10 \dots 30 \mu\text{m}$) aufgeweitet.

Abbildung 5.6 zeigt, daß sich das Phasenprofil mit der Raumfrequenzfilterung nicht sonderlich verändert. Es sind keine auffallenden Unebenheiten oder Ansätze zum Strahlzerfall zu erkennen. Wie auf den oberen Aufnahmen der Abb. 5.5 zu

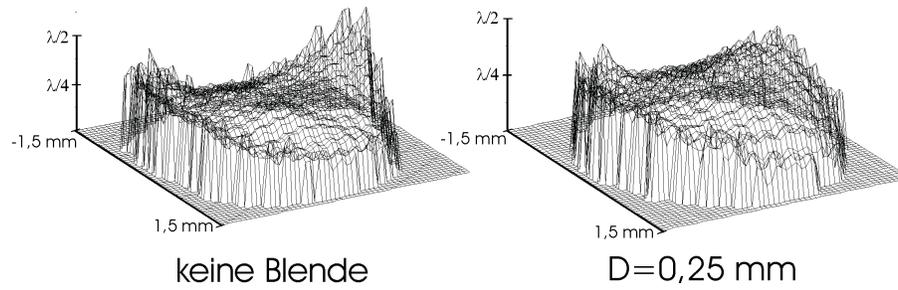


Abbildung 5.6: Das gemessene Phasenprofil ohne und mit Raumfrequenzfilterung.

sehen ist, verteilt sich die Intensität und damit verknüpft die Phasenverschiebung (B-Integral) in millimetergroßen Strukturen über den Strahl. Dadurch wird die Phasenfront leicht gewellt, aber nicht rauh. Eine Abschätzung des B-Integrals (Gl. 3.11) für den Weg durch 1 cm Ti:Saphir ($n_2 = 2,2 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$) und 1,4 cm Quarzfenster ($n_2 = 3 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$) führt bei einer Spitzenintensität von $I_0 = 5,3 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ auf Phasenunterschiede von $B \approx 0,5$ rad. Diese geringen Phasenunterschiede sind in den Bildern 5.6 nicht erkennbar. Die sattelförmige Wellenfront wird durch den Astigmatismus des Laserstrahles bedingt.

Offenbar wird das Wellenfrontprofil nicht durch kleinskalige Modulationen merklich gestört, denn die phasenfehlerabhängige Strehlratio (Gl. 3.15) weist sowohl für den ungereinigten als auch für den gereinigten Strahl einen Wert über $S_R = 0,8$ auf (Tab. 5.1). Das ist für Hochintensitätslaser ein ziemlich guter Wert, der in anderen Labors erst mit adaptiver Optik erreicht wird [35]. Die Puls-zu-Puls-Schwankung im Phasenprofil ist mit $\Phi_{\text{RMS}} \approx 0,03 \lambda$ so gering, daß nicht von starken zufälli-

Tabelle 5.1: Vergleich der Strahlwerte hinter dem Raumfrequenzfilter ohne und mit Strahlreinigung.

Strahlparameter	ohne Blende		Blende $D = 0,25$ mm	
	x	y	x	y
$1/e^2$ - Durchmesser (mm)	$10,0 \pm 0,8$	$11,4 \pm 0,9$	$8,7 \pm 0,6$	$9,5 \pm 0,6$
M^2	$3,6 \pm 0,05$	$6,0 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,3$	$4,8 \pm 0,7$
Wellenfrontfehler (RMS in λ)	$0,066 \pm 0,004$		$0,062 \pm 0,005$	
Strehlratio S_R	$0,84 \pm 0,02$		$0,86 \pm 0,02$	
Tiefpassbreite $\theta_{\text{max}}(\mu\text{rad})$	∞		125	

gen Instabilitäten gesprochen werden kann. Möglicherweise bleiben aber wegen der Auflösungsgrenze des Wellenfrontensors kleine Modulationen unentdeckt. Deren Existenz ließe sich in direkten Fokussierungsmessungen nachweisen.

Insoweit stellt das unregelmäßige Intensitätsprofil das einzige erkennbare Problem dar. Mit dem Raumfrequenzfilter kann es beseitigt werden. Der Energieverlust hält sich in Grenzen, wie die Abbildung 5.7 zeigt. Aus der regressiven roten Kurve ergibt sich über die Gl. 3.16 ein $1/e^2$ -Strahldurchmesser vor dem Raumfrequenzfilter, der ca. 1,5-mal kleiner ist als der tatsächliche Wert. Dies läßt ein M^2 von ungefähr 1,5 vermuten. Die vom Wellenfrontsensor berechneten M^2 -Werte der Tab. 5.1 sind demnach zu groß.

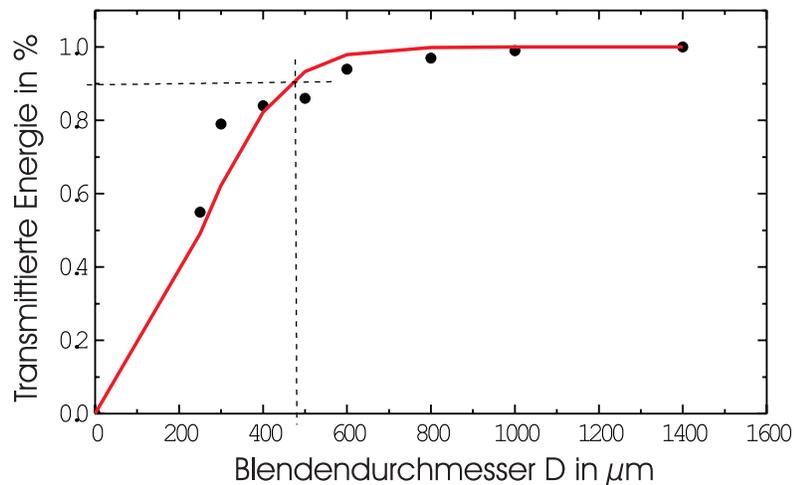


Abbildung 5.7: Vom Raumfrequenzfilter durchgelassene Energie in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser D . Die an die Meßpunkte angenäherte rote Kurve entspricht der theoretischen Transmission eines idealen räumlichen Gaußstrahles mit dem $1/e^2$ -Fokusdurchmesser von $430 \mu\text{m}$.

Für den routinemäßigen Betrieb scheint ein Blendendurchmesser von $D = 0,5 \text{ mm}$ geeignet zu sein. Nach Gleichung (5.1) entspricht dies einer Tiefpassbreite von $\theta_{\text{max}} = 250 \mu\text{rad}$. Der Energieverlust von 10 %, keine Aufweitung der Blende sowie ein akzeptables Strahlprofil bilden dabei einen guten Kompromiß.

Wie kann man aber die Formung eines relativ gaußähnlichen Pulses aus einem so unregelmäßigen Strahlprofil vor dem Raumfrequenzfilter erklären? Die vier Intensitätsspitzen des ungereinigten Strahles (siehe oberes linkes Bild der Abb. 5.4)

werden als parallel laufende Einzelpulse betrachtet. Jeder hat einen Durchmesser, der ungefähr zwei bis drei Mal kleiner ist als der gesamte Strahlfleckdurchmesser von ca. 4 mm ... 5 mm. Infolge dessen ist aber auch im Fokus jeder Einzelpuls zwei- bis dreimal größer als der des ungestörten Strahles. Durch den Abschneideffekt der Blende werden die Pulse nach der Kollimierung verbreitert sein. Die Überlagerung ergibt das aufgenommene glatte Profil. Würde eine Blende einsetzen, die der Fokusgröße des vollen ungestörten Strahles entspräche ($D \approx 200 \mu\text{m}$), käme hinter dem Raumfrequenzfilter nur ein Bruchteil der Eingangsenergie heraus und die Blende ginge kaputt.

In früheren Experimenten mit Raumfrequenzfiltern [16] wurden zylinderförmige Blenden verwendet, welche 10- bis 20- mal größer waren als der beugungsbegrenzte Fokus des vollen Strahls. Der Einsatz konischer Blenden erlaubt heute aber sogar bei den langen ($\tau = 20 \text{ ns}$) und energiereichen (20 kJ) Laserpulsen der Laserfusionsanlage NIF kleine Blendendurchmesser. Die in [36] beschriebenen Blenden erzeugen ein ähnliches Tiefpassverhalten wie das hier vorgestellte Raumfrequenzfilter.

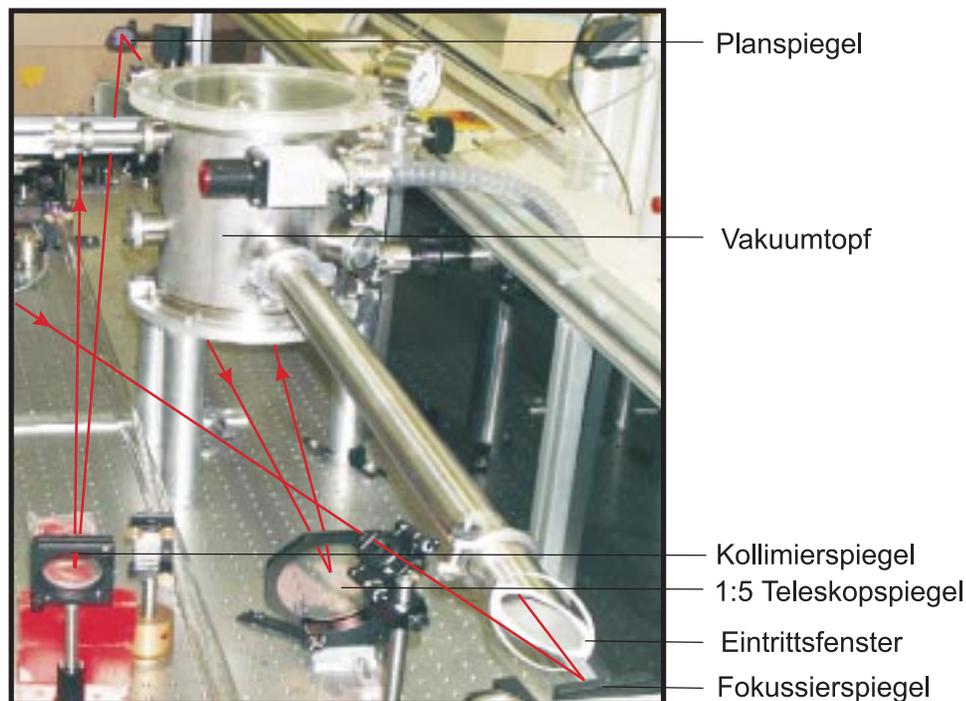


Abbildung 5.8: Das Raumfrequenzfilter auf dem Lasertisch. Vorn rechts das Eintrittsfenster für den Strahl, links der Kollimierspiegel. Unter dem Vakuumtopf verlaufen die Strahlen des letzte 1:5 Teleskops.

5.5 Fokussierung

Abschließend soll untersucht werden, ob und wie sich der Effekt der Strahlreinigung auf die Fokussierbarkeit des Ti:Sa-Laserpulses auswirkt. Dazu wird der Strahl nach dem Kompressor in einer Targetkammer mit einem goldbeschichteten off-axis Parabolspiegel der Brennweite $f = 10$ cm fokussiert. Die Reflexion erfolgt unter einem Winkel von 45° . Somit befindet sich der Fokus außerhalb (off-axis) des einfallenden Strahls, und es tritt kein Astigmatismus auf.

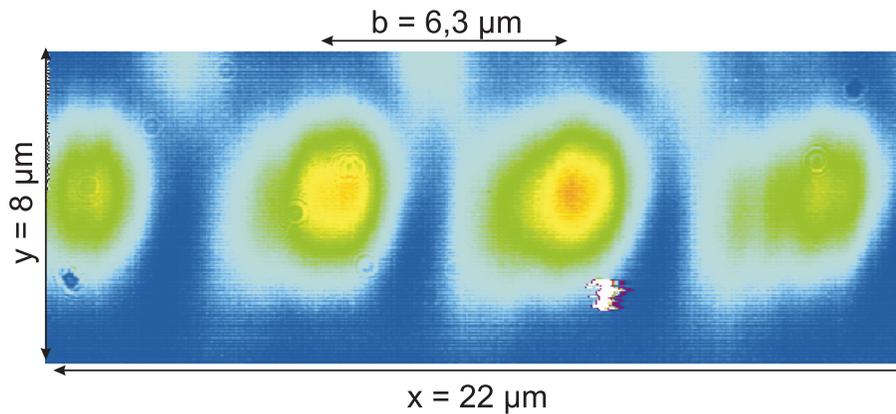


Abbildung 5.9: Der Abstand der Beugungsordnungen des Gitters beträgt $6,3 \mu\text{m}$. x und y geben die Kantenlänge des Brennebenenausschnitts an. Der helle Fleck sind "verbrannte" CCD-Pixel.

Ein dicht hinter der Brennebene befindliches Objektiv bildet den Fokus auf eine CCD-Kamera ab. Zur Skalierung der Abbildungsebene dient ein vor dem Parabolspiegel angebrachtes Amplitudengitter mit der Gitterkonstante $g = 1$ cm. Aus dem berechenbaren Abstand b der Beugungsordnungen dieses Gitters auf dem CCD-Schirm kann die Bemaßung der Fokusebene festgelegt werden (siehe Abb. 5.9). Für die Skalierung wird ein HeNe-Laser ($\lambda_{\text{HeNe}} = 633$ nm) verwendet, so daß wegen Gleichung 3.16 gilt:

$$b = f \frac{\lambda_{\text{HeNe}}}{g} \approx 6,3 \mu\text{m} .$$

Anhand der Abbildung 5.10 ist zu erkennen, daß sich die Fokusdurchmesser mit und ohne Raumfrequenzfilter nicht signifikant voneinander unterscheiden. In dieser qualitativen Beurteilung ist allerdings nicht berücksichtigt, daß sich die höheren Raumfrequenzanteile eines schlechten Strahles auf eine relativ große Fläche um den Fokus verteilen können, dies jedoch aufgrund der begrenzten Dynamik der CCD-Kamera unentdeckt bleibt. Ein Indiz dafür ist die fast gleichgebliebene Maximalintensität

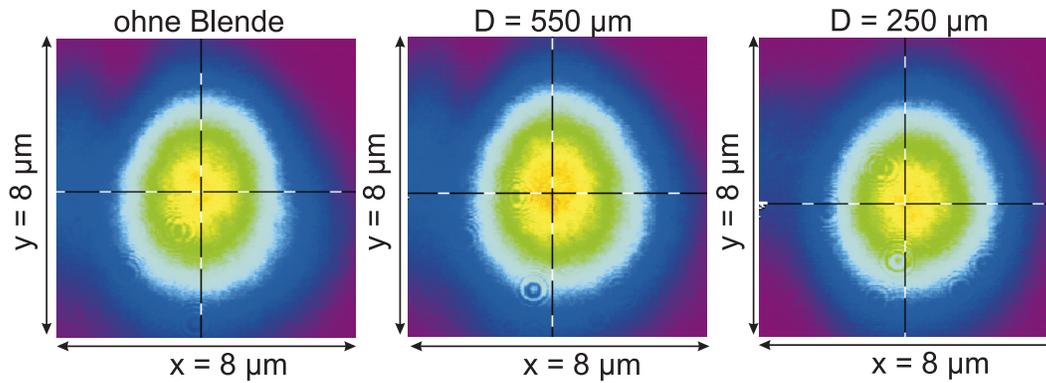


Abbildung 5.10: Fokusflecken des Ti:Sa-Laserstrahls in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser D im Raumfrequenzfilter. Die schwach erkennbaren kleinen Beugungsmuster rühren nicht vom Strahl her, sondern von Dreckeffekten auf dem Filter.

im Fokus, obwohl die gesamte Pulsenergie mit zunehmendem Raumfrequenzfilterung entsprechend der Abb. 5.7 abnimmt. Erwartungsgemäß werden also nur solche Strahlanteile herausgefiltert, die ohnehin nicht zum zentralen Fokus beitragen.

Tabelle 5.2: Strahl- und Fokusgröße der Ti:Sa-Laserpulse.

Parameter	ohne Blende		Blende $D = 250 \mu\text{m}$	
	x	y	x	y
$1/e^2$ -Fokusbereich (μm)	$6,0 \pm 0,4$	$7,6 \pm 0,5$	$5,8 \pm 0,6$	$6,8 \pm 0,5$
$1/e^2$ -Strahldurchmesser (mm) gemäß WFS-Daten	$17 \pm 1,3$	$19 \pm 1,5$	15 ± 1	16 ± 1
$1/e^2$ -Strahldurchmesser (mm) visuell ermittelt	–	–	20 ± 4	25 ± 5
x-mal beugungsbegrenzt bezüglich WFS-Daten	1	1,4	(0,9)	1,1
x-mal beugungsbegrenzt visuell	–	–	1,2	1,7

Die Werte für Strahldurchmesser und Fokusbereich sind in Tab. 5.2 präsentiert. Ein schwieriges Problem betrifft die Festlegung des Strahldurchmessers, selbst wenn das Strahlprofil axialsymmetrisch ist. Denn die vom Wellenfrontsensor als Zahlen angegebenen Strahldurchmesser hängen von der SchwellwertEinstellung ab (Abschnitt 4.2.2) und liegen zum Teil weit unter den visuell erfassbaren Werten.

Visuell erfaßbar heißt, daß der Strahldurchmesser aus dem dreidimensional angezeigten Intensitätsprofil hergeleitet wird. Die visuellen Werte sind realistischer, da sie nicht zu Widersprüchen in der Beugungsbegrenzung führen und zudem eher den Erwartungen entsprechen, wenn das räumliche Strahlprofil auf lichtempfindlichem Papier aufgenommen wird.

Trotz der großen Unsicherheiten in den Fleckgrößen von ($\pm 20\%$) kann konstatiert werden, daß sich Fokussierbarkeit des Lasers mit dem Raumfrequenzfilter leicht verbessert. Letztendlich wird zusätzlich zur Strahlprofilverbesserung der M^2 -Parameter verkleinert. Als Ursachen für die nicht beugungsbegrenzte Fokussierung kommen das verbleibende $M^2 > 1$, die Strehlratio von $S_R < 1$, die Unsicherheiten in der Strahl- und Fokusgrößenbestimmung sowie die Oberflächenqualität des off-axis Parabolspiegels in Betracht.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblicke

Eine Aufgabe dieser Diplomarbeit bestand darin, die Pulse eines hochintensiven Ti:Saphir-Lasers auf ihr Wellenfrontprofil, auf ihr Intensitätsprofil und auf eine Pulsfrontverkipfung hin zu untersuchen und diese Strahleigenschaften gegebenenfalls zu verbessern. Die Motivation war zum einen, daß Strahlstörungen generell die Fokussintensität vermindern und deshalb vermieden werden müssen, zum anderen ist für die Weiterverstärkung des Laserstrahls ein gutes Strahlprofil vonnöten, da es anderenfalls zu Materialschäden kommen kann.

Ein grober Überblick über die Bedeutung leistungsstarker Laser wurde im ersten Kapitel vermittelt. Das folgende Kapitel beschrieb knapp die Erzeugung 80 fs langer Pulse anhand des Jenaer Ti:Sa-Lasersystems. Zur Erläuterung der räumlichen Strahleigenschaften und des Begriffes der Strahlqualität diente das dritte Kapitel. Dabei ist auch auf die Entstehung von Strahlstörungen und ihre Auswirkung auf die Fokussintensität eingegangen worden. Im Kapitel 4 wurden Aufbau und Wirkungsweise eines Pulsfrontdetektors und eines Wellenfrontsensors sowie einige damit erhaltene Meßergebnisse vorgestellt. An dieser Stelle ist zu erwähnen, daß der Wellenfrontsensor als ständig verfügbare Strahlanalyseeinheit in das Ti:Sa-Lasersystem eingebaut worden ist.

Mit dem Pulsfrontdetektor wurde eine vertikale Pulsfrontverkipfung von 1,5 mrad des komprimierten TW-Lasers gemessen (siehe Abb. 4.4). Ursache dafür war die schiefe Stellung des letzten Kompressorgitters. Indem die Pulsfrontverkipfung durch Geraderücken des Gitters beseitigt wurde, sollte sich theoretisch die Fokusspulsdauer

verkürzen und somit die Fokusintensität erhöhen. Eventuell muß der in früheren Experimenten verwendete Wert für die Fokuspulsdauer nach oben korrigiert werden.

Das Phasenprofil des gestreckten Laserpulses, welches mit dem Wellenfrontsensor aufgenommen worden ist, weist zumindest hinter der vorletzten Verstärkerstufe (dem 4-Pass) keine gravierenden Unregelmäßigkeiten und Rauigkeit auf (Abb. 5.6). Da die Fokussierbarkeit bei über 80% liegt, besteht kein Handlungsbedarf für Phasenfrontverbesserung. Möglicherweise verschlechtert sich aber die Phasenfront, wenn der letzte Verstärker (2-Pass) zugeschaltet wird. Dann könnten sich Kosten und Aufwand beispielsweise für den Einbau von adaptiver Optik durchaus lohnen. Adaptive Optiken finden hauptsächlich in der Astronomie und beim Militär, neuerdings aber auch in Höchstleistungslasern ihren Einsatz [37–39]. Ein segmentierter deformierbarer Spiegel wird mit den Daten aus dem Wellenfrontsensors angesteuert und biegt so die Phasenfläche des gestörten Lichtes gerade, verbessert letztlich die Strehlratio.

Ein ernsthaftes Problem für die weitere Strahlverstärkung stellte die starke Unregelmäßigkeit des räumlichen Intensitätsprofils dar. Um das Intensitätsprofil zu verbessern, wurde ein Raumfrequenzfilter gebaut (Abb. 5.8) und in den Strahlengang integriert (Kapitel 5). Die eingesetzten Filterblenden erwiesen sich aufgrund ihrer konischen Form als einsatzfähig, hielten also den auftretenden hohen Intensitäten stand. In Anbetracht der schönen Strahlform hinter dem Raumfrequenzfilter (Abb. 5.5) kann von einer erfreulichen Verbesserung des TW-Lasersystems gesprochen werden. Bei einer Tiefpassbreite von $\theta_{\max} = 250 \mu\text{rad}$ fällt der Energieverlust mit ungefähr 10% gering aus. Nun ist die routinemäßige Zuschaltung der letzten Verstärkerstufe (2-Pass) möglich, was früher mit dem schlechten Strahlprofil wegen der Intensitätsspitzen problematisch gewesen ist.

Während der abschließenden Fokusvermessung ist festgestellt worden, daß die Maximalintensität im Fokus fast konstant blieb, obwohl die gesamte Laserstrahlenergie aufgrund der Raumfrequenzfilterung abnahm. Aus den Werten für Strahl- und Fokusgröße, die sich im Zuge der Raumfrequenzfilterung etwas verkleinerten, ließ sich eine Verbesserung des Strahlparameters M^2 schlußfolgern. Die komprimierte Ti:Sa-Laserpulse konnten auf ca. 1,5-fach beugungsbegrenzten Durchmesser fokussiert werden (Abb. 5.10).

Kapitel 7

Anhang

Bestimmung von M^2

Ein Gaußstrahl hat die Intensitätsverteilung

$$I(x, y) = I_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{r^2}}$$

mit dem $1/e$ -Radius r . Durch Integration über den gesamten Querschnitt ergibt sich die Leistung

$$\begin{aligned} P &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{r^2}} dx dy \\ &= I_0 r^2 \pi . \end{aligned}$$

Blockt eine in x -Richtung eingeschobenen Schneide den Strahl bis zur Breite x_s , dann gilt für die durchgelassene Leistung

$$\begin{aligned} E(x_s) &= \int_{-\infty}^{x_s} I_0 r \sqrt{\pi} e^{-\frac{x^2}{r^2}} dx \\ &= \frac{I_0 r^2 \pi}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x_s}{r}\right) \right] . \end{aligned}$$

Da es nicht möglich ist, das Integral analytisch zu lösen, wird die Fehlerfunktion (erf steht für *errorfunction*) hinzugezogen. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt .$$

Mit der Schneidemethode wird zunächst der Strahldurchmesser unabhängig von der Strahlmitte x_0 bestimmt (Abb. 7.1). Ersetzt man den obigen Radius r durch den $1/e^2$ -Durchmesser $D = 2\sqrt{2}r$, so können die von der Diode gemessenen Spannungswerte (\sim Leistung) mit

$$U_D(x_s) = \text{const.} \times \left[1 + \operatorname{erf}\left(-\frac{\sqrt{8}}{D}(x_s - x_0)\right) \right]$$

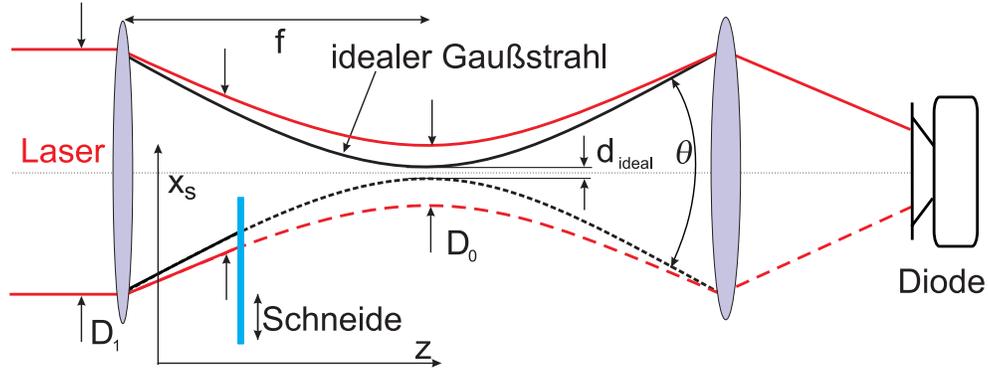


Abbildung 7.1: Experimenteller Aufbau zur Schneidemethode. Die Schneide (z.B. eine Rasierklinge) wird quer zum Strahl eingeschoben. Die Diode mißt die Energie des nicht absorbierten Lichtes.

regressiv angenähert werden. Die an verschiedenen Positionen entlang der Strahlachse vermessenen Durchmesser verhalten sich nach dem Ausbreitungsgesetz für Gaußstrahlen. Aus einer zweiten Fit-Kurve (Gl. 7.1) kann der Fokaldurchmesser D_0 abgelesen werden:

$$D(z) = \sqrt{D_0^2 + (z - z_0)^2 \theta^2}.$$

Der Divergenzwinkel ergibt sich aus Brennweite und Strahlgröße zu $\theta \approx \frac{D_0}{f}$. Das gesuchte M^2 lautet

$$M^2 = \frac{\theta D_0}{\theta_{\text{ideal}} d_{\text{ideal}}}.$$

Weil hinter einer Linse die Divergenzwinkel gleich sind, genügt es, für die Bestimmung von M^2 die Fokaldurchmesser D_0 und d_{ideal} zueinander ins Verhältnis zu setzen:

$$M^2 = \frac{D_0}{d_{\text{ideal}}}. \quad (7.1)$$

Im Experiment wurde eine Linse der Brennweite $f = 65 \text{ cm}$ benutzt, der $1/e^2$ -Strahldurchmesser betrug $D_1 = 10,6 \text{ mm}$ und war im Fokus $D_0 = 76 \mu\text{m}$ groß. Im Verhältnis zum idealen Durchmesser von $d_0 = 50 \mu\text{m}$ ergibt dies nach der letzten Gleichung (7.1)

$$M_x^2 = 1,52.$$

Literaturverzeichnis

- [1] S. Altmeyer, H. Eickenbusch, *Innovationen durch Femtosekunden-Laser*, Physikalische Blätter (Juni 2000).
- [2] P. Maine et al., *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification*, IEE Journal of Quantum Electronics **24** 398–403 (1988).
- [3] S. Backus et al., *High power ultrafast lasers*, Review of Scientific Instruments **69** (1998).
- [4] F. K. Kneubühl, M.W. Sigrist, *Laser*, Teubner-Verlag Stuttgart (1999).
- [5] W.H. Knox, *Femtosecond optical pulse amplification*, IEEE Journal of Quantum Electronics **24**, 388–397 (1988).
- [6] R. Sauerbrey, *Vorlesung: Einführung in die Laserphysik*, gehalten an der FSU Jena (u. a. im WS 1998/99).
- [7] J. Hebling, *Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion*, Optical and Quantum Electronics **28**, 1759–1763 (1996).
- [8] G. Pretzler, A. Kasper, K.J. Witte, *Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers*, Applied Physics B **70**, 1–9 (2000).
- [9] R. Netz, *Interferometrische Meßmethoden mit Femtosekundenlaser-Lichtquelle, Kapitel 3*, Diplomarbeit FSU Jena (1999).
- [10] Z. Bor, *Distortion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems*, Journal of Modern Optics **12**, 1907–1918 (1988).
- [11] Z. L. Horváth, Z. Benkő, A. P. Kovács, H. Z. Hazim, Z. Bor, *Propagation of femtosecond pulses through lenses, gratings, and slits*, Optical Engineering **32**, 2491–2500 (1993).

-
- [12] A. J. Campillo, S. L. Shapiro, B. R. Suydam, *Periodical breakup of optical beams due to self-focusing*, in Applied Physics Letters **23**, 628–630 (1973).
- [13] E. S. Bliss, D. R. Speck, J. F. Holzrichter, J. H. Erkkila, A. J. Glass, *Propagation of a high-intensity laser pulse with small-scale intensity modulation*, Applied Physics Letters **25**, 448–450 (1974).
- [14] B. R. Suydam, *Effect of refractive-index nonlinearity on the optical quality of high-power laser beams*, IEEE Journal of Quantum Electronics **11**, 225–230 (1975).
- [15] H.-G. Walther, *Vorlesung: Nichtlineare Optik*, gehalten an der FSU Jena (u. a. im SS 1999).
- [16] J. T. Hunt, J. A. Glaze, W. W. Simmons, P. A. Renard, *Suppression of self-focussing through low-pass spatial filtering and relay imaging*, Applied Optics **13**, 2053–2057 (1978).
- [17] E.S. Bliss, J. T. Hunt, P. A. Renard, G. E. Sommargren, H. J. Weaver, *Effects of nonlinear propagation on laser focusing properties*, IEEE Journal of Quantum Electronics **12**, 402–406 (1976).
- [18] V. I. Bespalov, V. I. Talanov, *Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids*, in JETP Letters **3**, 307–310 (1966).
- [19] A. J. Campillo, S. L. Shapiro, B. R. Suydam, *Relationship of self-focussing to spatial instability modes*, in Applied Physics Letters **24**, 178 & 179 (1974).
- [20] B. R. Suydam, *Self-focussing of very powerful laser beams II*, IEEE Journal of Quantum Electronics **10**, 837–843 (1974).
- [21] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, *Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air*, Optics Letters **20**, 73–75 (1995).
- [22] J. Kasparian, R. Sauerbrey, et. al, *Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere*, Optics Letters **25**, 1397–1399 (2000).
- [23] A. E. Siegman, *Handbook of laser propagation and beam quality formulas using the spatial-frequency and intensity-moments analyses* (1991).
- [24] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books Sausalito, 695–697 (1986).

- [25] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press Oxford (1980).
- [26] V. N. Mahajan, *Strehl ratio for primary aberrations: some analytical results for circular and annular pupils*, Journal of Optical Society of America **72**, 1258–1266 (1982).
- [27] L. Wenke, *Vorlesung: Physikalische Optik*, gehalten an der FSU Jena (u. a. im WS 1997/98).
- [28] W. Stöbel, *Fourieroptik. Eine Einführung*, Springer-Verlag Berlin (1993).
- [29] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill Book Company New York (1988).
- [30] D. R. Neal, W. J. Alford, J. K. Gruetzner, M. E. Warren, *Amplitude and phase beam characterization using a two-dimensional wavefront sensor*, SPIE **2870**, 72–81 (1996).
- [31] *Bedienungsanleitung zum Wellenfrontsensor CLAS-2D*.
- [32] D. R. Neal, D. J. Armstrong, W. T. Turner, *Wavefront sensors for control and process monitoring in optics manufacture*, SPIE **2993**, (1997).
- [33] P. M. Celliers et.al., *Spatial filter pinhole for high-energy pulsed lasers*, Applied Optics **12**, 2371–2378 (1998).
- [34] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley& Sons Inc. (1984).
- [35] J. Queneuille, F. Druon, A. Maksimchuk, G. Chériaux, G. Mourou, K. Nemoto, *Second-harmonic generation and wave-front correction of a terawatt laser system*, Optics Letters **25**, 508–510 (2000).
- [36] J. E. Murray, *Spatial filter pinhole development for the National Ignition Facility*, Applied Optics **9**, 1405–1420 (2000).
- [37] Z. G. Gong et al., *Phase compensation experiment with a 37-element adaptive optics system*, Applied Optics **37**, 4549–4552 (1998).
- [38] A. Glindemann, D. Hamilton, S. Hippler, R.-R. Rohloff, K. Wagner, *ALFA – The laser guide star adaptive optics system for Calar Alto 3,5-m telescope*, Laser Technology for Laser Guide Star Adaptive Optics Astronomy, ESO; p. 120–125 (1997).
- [39] W. Wild, R. Fugate, *Untwinkling the stars-Part II*, Sky& Telescope (June 1994).

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, 28. Februar 2001

Volker Ulrich

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die diese Diplomarbeit ermöglicht und in irgendeiner Weise unterstützt haben:

Herrn Dr. H. Schwoerer für die umfassende Betreuung,
Herrn Prof. Dr. R. Sauerbrey für die Vergabe des interessanten Themas,
sowie den Herren R. Boedefeld, L. Veisz, S. Düsterer, W. Ziegler, S. Martin
und F. Ronneberger für so manche technische und geistige Hilfestellung.